

ИЗДАТЕЛЬСТВО

« МИР »

ELECTROSTATIC PROPULSION

Edited by

DAVID B. LANGMUIR

Space Technology Laboratories, Inc., Canoga Park, California

ERNST STUHLINGER

NASA George C. Marshall Space Flight Center, Huntsville, Alabama

J. M. SELLEN, Jr.

Space Technology Laboratories, Inc., Canoga Park, California

A Selection of Technical Papers

based mainly on

A Symposium of the American Rocket Society

held at U. S. Naval Postgraduate School, Monterey, California

November 3—4, 1960

ACADEMIC PRESS • NEW YORK • LONDON • 1961

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Перевод с английского

В. В. КРИВЦОВА, В. М. ЛЯШКЕВИЧА,
М. Л. МАРКИНА, М. В. ПОЛЯКОВА

Под редакцией

Ю. А. РЫЖОВА

Книга содержит результаты теоретических и экспериментальных исследований, проведенных в США в связи с разработкой ионных (или электростатических) ракетных двигателей для космических летательных аппаратов. Разделы книги посвящены основным проблемам разработки таких двигателей: ионизации рабочего тела; ускорению ионов и их взаимодействию с электродами двигателя; нейтрализации ионного пучка; методике и оборудованию для проведения испытаний таких двигателей и их элементов.

В книге широко использованы современные источники, включая работы советских физиков, а обширная библиография позволяет читателю более подробно ознакомиться с любой заинтересовавшей его проблемой.

Содержание книги и принятая форма изложения позволяют рекомендовать ее вниманию как специалистов, так и студентов старших курсов технических вузов, интересующихся проблемами ракетного двигателестроения.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва 1964

Редакция литературы по вопросам новой техники

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

В последнее десятилетие усилия многих лабораторий и исследовательских центров США и других стран все в большей мере концентрируются на проблемах, связанных с так называемыми двигателями малых тяг, т. е. двигателями, тяга которых на несколько порядков меньше не только веса летательного аппарата, но и веса самой двигательной установки. Наибольшее внимание, судя по публикациям в западной научно-технической периодике, уделяется электрореактивным двигателям: плазменным и ионным. Это объясняется большими возможностями повышения удельного импульса (тяги) двигателей такого типа по сравнению с обычными (химическими) ракетными двигателями. Областью применения таких двигателей являются коррекция траекторий и ориентация космических летательных аппаратов, а также использование их в качестве маршевых двигателей в дальних космических полетах и для поддержания спутников на низких орбитах.

Предлагаемая вниманию читателя книга посвящена вопросам электростатических методов создания реактивной тяги, т. е. использования реакции потока заряженных частиц, ускоренных электростатическим полем. Вследствие того что в качестве рабочего тела для таких двигателей чаще всего предлагается использовать однозарядные ионы тяжелых элементов, эти двигатели иногда называют ионными, хотя не исключается, а даже, наоборот, рассматривается как перспективная возможность использования в них более тяжелых, в частности пылевых или коллоидных, частиц с более низким, чем у ионов, отношением заряда к массе.

Массовый расход заряженных частиц легко связать с ионным током пучка, если известен заряд частицы, а скорость истечения — с ускоряющим электростатическим полем; тогда в длительных космических полетах (продолжительностью в тысячи часов) для приемлемых начальных весов расход рабочего тела должен измеряться граммами или долями грамма в секунду. Тягой, например, в 1600 Γ будет обладать электростатический двигатель с мощностью пучка 730 kвт и расходом $\sim 0,17 \text{ г/сек}$. При этом вес только бортового ядерного источника энергии составит около 5000 кг^1 , а если учесть полезную нагрузку, вес запаса рабочего тела, двигателя, его энергетический к. п. д. и т. д., то станет очевидным, что при обычных средствах преобразования энергии отношение тяги к весу аппаратов с данными двигателями не превысит величины порядка 10^{-4} , хотя их удельный импульс может быть весьма высок (более чем на порядок выше, чем в ЖРД).

Данная книга не является систематическим изложением основ расчета и конструирования двигательных устройств этого типа, да и вряд ли на данном этапе развития этой новой области техники такое изложение возможно и необходимо. Как всякая новая область знаний, теория электрореактивных, и в частности электростатических, двигателей находится на стыке ранее мало

соприкасавшихся наук. Так, большую роль в правильном понимании рабочих процессов в ионном двигателе играет знание основ катодной электроники, физики плазмы, магнитогидродинамики, основ теории теплообмена и т. д. Именно вследствие этого в настоящее время, очевидно, приемлемой является форма изложения вопроса, принятая в данной книге, — форма сборника теоретических и экспериментальных работ, сгруппированных по тематическому принципу и относящихся к той или иной из основных проблем, возникающих при разработке и испытании электростатических ракетных двигателей. В книге представлены в основном работы, доложенные на симпозиуме Американского ракетного общества, состоявшемся в Монтерее (шт. Калифорния) 3—4 ноября 1960 г., где собрался весьма широкий круг специалистов различных областей техники, объединенных работой по ионным двигателям. Именно широтой этого круга и можно объяснить на первый взгляд излишнюю подробность изложения и популярную интерпретацию основ сложных физических процессов в отдельных работах.

Составители поделили книгу на четыре раздела, отражающих, по их мнению, основные проблемы реализации электростатических двигателей: 1) источники ионов; 2) ускорение ионов и влияние ионной бомбардировки; 3) нейтрализация ионного пучка и 4) методика и оборудование для испытаний электростатических двигателей и их элементов. Каждому разделу предпосланы вводные статьи видных американских ученых, занятых исследованиями и координацией работ в соответствующей области (в разделе о нейтрализации имеется еще и заключительная статья). В этих статьях дан общий обзор состояния соответствующего вопроса и формулируются основные задачи дальнейших исследований.

Количество работ в каждом из этих разделов в определенной мере отражает концентрацию усилий научно-исследовательских организаций США на соответствующих проблемах.

В первом разделе рассматриваются средства подготовки рабочих тел к ускорению в электростатическом поле, т. е. ионизация атомов или молекул, а также получение заряженных капель жидких металлов.

Проблема ионизации достаточно давно и хорошо изучена физиками, и дальнейшей задачей является лишь выбор наиболее подходящего для целей создания тяги ионного источника из ряда разработанных схем, а также исследование масштабных эффектов, связанных с переходом от лабораторных моделей к макетным двигательным установкам, и повышение к. п. д. источников. Менее разработана задача получения тяжелых заряженных частиц с достаточно однородным отношением заряда к массе. Этой проблеме в первом разделе посвящена, к сожалению, лишь одна работа В. Е. Крона.

Вопросы конструирования ускоряющих систем решаются исходя из обычных представлений ионной и электронной оптики, т. е. фокусирования пучков заряженных частиц. Применительно к двигателям здесь возрастает значение двух факторов — плотности ионного пучка и эрозионной стойкости (стойкости к катодному распылению) ускоряющих электродов.

По ряду причин, в частности в целях создания компактных и легких электростатических двигательных устройств, а также уменьшения тепловых потерь с поверхностных источников ионов, следует стремиться к получению максимально возможной плотности ионного тока в пучке. Однако вследствие взаимодействия между одинаково заряженными частицами величина плотности оказывается ограниченной пространственным зарядом, т. е. концентрацией таких частиц в единице объема.

Можно показать, что увеличение плотности тока возможно лишь при увеличении ускоряющего напряжения и уменьшении длины разгонного участка (о влиянии отношения заряда к массе см. ниже). Однако ускоряющее напряжение не может быть сколь угодно велико по крайней мере по двум

¹) Corliss W. R., Propulsion Systems for Space Flight, McGraw-Hill, New York — Toronto — London, 1960; русский перевод см. Корлисс У. Р., Ракетные двигатели для космических полетов. Издательство иностранной литературы, 1962.

причинам. Во-первых, при больших напряжениях (и малых длинах ускоряющего промежутка) возможен электрический пробой в ускоряющем промежутке, что может привести к выходу системы из строя (по этой же причине нельзя бесконечно уменьшать сам промежуток). В ряде работ¹⁾ высказывается мнение, что напряженность поля в ускоряющем промежутке не должна превышать $5 \cdot 10^4 \div 10^5$ в/см. Во-вторых, можно показать, что при данном назначении космического летательного аппарата удельный импульс его электростатической двигательной системы, определяемый скоростью истечения ионов, имеет optimum, величина которого связана с массой бортовой системы энергоснабжения, приходящейся на единицу мощности, а также временем работы двигателя, конечной скоростью и отношением полной массы летательного аппарата к массе полезной нагрузки. А поскольку скорость частиц (ионов) связана с ускоряющей разностью потенциалов, то эта последняя в большей мере определена значением удельного импульса, оптимальным для космического полета заданного назначения. (Аналогичная оптимизация возможна, очевидно, и в случае использования ионного двигателя для коррекции орбит или ориентации.)

При заданной скорости истечения ионов плотность тока оказывается обратно пропорциональной отношению заряда к массе, что и обусловило интерес к частицам с малым отношением заряда к массе (тяжелым частицам).

Повышение плотности ионного тока при заданной скорости истечения возможно еще и за счет вытягивания ионов из источника большей разностью потенциалов, а значит и ускорения их до скорости, превышающей оптимальную, с последующим торможением до необходимой.

Этим и объясняется то, что многие описанные в книге модели ионных двигателей имеют так называемую ускорительно-замедлительную систему электродов. Такая система позволяет несколько повысить плотность ионного тока в пучке. Но по уже высказанным соображениям ускоряющий потенциал не может отличаться на порядки от потенциала замедляющего электрода.

Проблема катодного распыления электродов ионного двигателя за счет попадания на них ускоренных ионов из источника также весьма существенна. Экспериментальные данные по катодному распылению показывают, что при скоростях, которые, очевидно, будут иметь ионы в электростатических двигательных системах, каждый ион способен выбить несколько (примерно от 2 до 10) атомов из обычных конструктивных материалов (сталь, Cu, Al, W, Mo и т. д.). Поэтому при длительной работе ионного двигателя с неудовлетворительной фокусировкой пучка может наступить разрушение электродов вследствие катодного распыления. Этим обусловлено внимание, уделенное в книге вопросам фокусировки пучков, выбору формы электродов, а также исследованию стойкости к катодному распылению различных материалов.

Если летательный аппарат будут покидать частицы с одноименными зарядами, то вскоре он приобретет значительный заряд обратного знака, а следовательно, испускаемые им частицы будут возвращаться обратно и тяга исчезнет. Поэтому столь важна для электростатических ракетных двигателей проблема нейтрализации рабочего тела после его ускорения (эта проблема практически отсутствует в плазменных двигателях, где происходит ускорение квазинейтральной плазмы). Наибольший раздел книги посвящен именно нейтрализации, причем здесь характерно наличие большого числа теоретических работ, в которых с той или иной степенью корректности делаются попытки оценить условия, при которых может происходить нейтрализация ионного пучка без существенных нарушений его устойчивости. Это, видимо,

объясняется большими трудностями, которые возникают в процессе экспериментального исследования нейтрализации в наземных вакуумных установках, поскольку в условиях обычного лабораторного вакуума ($\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.) нейтрализация ионного потока может осуществляться посредством перезарядки на остаточном газе, тогда как при глубоком космическом вакууме такой механизм исключен.

Несомненный интерес представляет и последний раздел, посвященный методике измерений и экспериментальному оборудованию, поскольку судьба тех или иных идей, относящихся к конструкции электростатического двигателя, во многом зависит от надежности и достоверности измерений, проведенных при их экспериментальной проверке. В связи со сказанным выше о проблеме нейтрализации становится понятным внимание, уделенное в этом разделе программам и методике исследования нейтрализации путем испытания модели ионного двигателя непосредственно в космосе. На настоятельную необходимость проведения таких испытаний уже на том этапе, на котором находилась разработка ионных двигателей в США к концу 1960 г., указывает в заключительном слове и один из руководителей американских исследований этого направления Э. Штулингер.

Книга «Электростатические ракетные двигатели» является одной из серии «Прогресс в аэронавтике и ракетной технике», издающейся Американским ракетным обществом и охватывающей весьма широкий круг тем: от вопросов расчета и конструирования ЖРД и РДТГ до исследований в области теории гиперзвуковых течений и проблем динамики, управления и баллистики ракет и космических летательных аппаратов. Среди книг этой серии наиболее существенным дополнением к данной являются книги, посвященные преобразованию тепла и химической энергии в электроэнергию и энергетическим установкам для космических аппаратов¹⁾, так как они затрагивают другую важнейшую проблему, от решения которой во многом зависит жизнеспособность идеи электрических методов создания реактивной тяги, — проблему получения электрической энергии на борту космических летательных аппаратов. Весьма незначительные величины отношения тяги к весу таких двигателей ($\sim 10^{-4}$) связаны в первую очередь с большим весом бортовых источников энергии, т. е. их низкой удельной мощностью в киловаттах на килограмм веса силовой установки. Легко видеть, что даже названная в заключительной статье Э. Штулингера перспективная цифра $0,3 \text{ кгт/кг}$ не позволяет надеяться на существенное повышение отношения тяги к весу аппарата с электростатическим ракетным двигателем. Однако и в этих условиях ионный двигатель представляет одно из возможных средств осуществления некоторых видов космических полетов крупных летательных аппаратов, особенно полетов большой продолжительности.

В книге широко использованы современные источники, включая работы советских авторов, в частности работы видных наших физиков в области катодной электроники. Обширная библиография позволяет читателю более подробно ознакомиться с любой заинтересовавшей его проблемой.

Отсутствие цельности и последовательности изложения объясняется немонографическим характером книги. При оценке тех или иных приведенных в книге результатов и выводов не следует забывать, что в ней собраны поисковые научно-исследовательские работы, а не канонические, многократно проверенные и подтвержденные длительной практикой результаты. Кро-

¹⁾ Energy Conversion for Space Power, Ed. N. W. Snyder, Acad. Press, N. Y., Lnd., 1961; русский перевод см. «Преобразование тепла и химической энергии в электроэнергию в ракетных системах», Издательство иностранной литературы, 1963.

Space Power Systems, Ed. N. W. Snyder, Acad. Press, N. Y., Lnd., 1961; русский перевод см. «Энергетические установки для космических аппаратов», Издательство «Мир» (выйдет в 1964 г.).

¹⁾ Например, Stuhlinger E., Seitz R., Electrostatic Propulsion Systems for Space Vehicles, Advances Space Sci., Vol. II, N. Y., Acad. Press, 1960.

ме того, острая конкуренция между различными американскими организациями и фирмами в деле получения правительственных заказов на проведение исследований и разработок, связанных с космическим двигателестроением, не могла не сказаться на объективности оценок различных рассматриваемых схем ионного двигателя, поскольку авторы являются представителями таких конкурирующих организаций.

Книга интересна как специалистам, так и тем, кто интересуется смежными проблемами ракетного двигателестроения. Диапазон затронутых в ней вопросов и относительная доступность изложения позволяют рекомендовать ее и студентам старших курсов технических вузов.

Ю. А. Рыжов

А. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ

Введение

Р. Е. Хантер

Проблема создания ионного пучка с большой плотностью тока и достаточно однородным отношением заряда к массе при минимальных энергетических потерях включает в себя как одну из основных задачу получения ионов или заряженных коллоидных частиц.

В такой краткой постановке проблемы отсутствуют количественные оценки основных характеристик, а потому рассмотрим в отдельности задачи, ее составляющие.

Работающий на цезии ионный ракетный двигатель с удельным импульсом 5000 *сек* и плотностью тока 1 *ма/см*² развивает тягу на единицу площади 0,007 *Г/см*². Такая величина тяги эквивалентна весу на уровне моря листа алюминиевой фольги толщиной 0,025 *мм* и площадью 1 *см*².

Если теперь задаться величиной отношения тяги к весу всего космического аппарата, равной 10^{-4} , что соответствует ускорению 10^{-4} *g*, то масса аппарата (включая массу полезной нагрузки, топлива, энергетической установки и т. д.) будет эквивалентна массе алюминиевой плиты, площадь которой равна площади сечения ионного пучка, а толщина — примерно 25 *см*. Из приведенного примера очевидно, что плотности тока в цезиевом ионном пучке меньше 1 *ма/см*² вообще не представляют интереса и что необходимы плотности, значительно большие.

Чтобы оценить важность однородности величины отношения заряда иона к его массе в истекающем ионном пучке, необходимо выявить влияние неоднородности на коэффициент полезного действия пучка¹⁾.

В источнике цезиевых ионов можно обнаружить частицы лишь двух типов: однозарядные ионы и нейтральные атомы. В этом случае ионный пучок полностью однороден по величине отношения заряда к массе, и к. п. д. пучка в источниках такого типа зависит только от процента ионизации рабочего тела.

В источниках с ионизацией рабочего тела электронным ударом образуются еще и многозарядные ионы. Однако и для таких источников некоторая неоднородность отношения заряда к массе снижает к. п. д. пучка незначительно. Так, например, если пучок состоит из 90% однозарядных ионов, 9% двухзарядных и 1% трехзарядных, то его к. п. д. составит 98% от к. п. д. полностью однородного пучка.

Иными будут результаты в случае использования заряженных коллоидных частиц.

Во многих экспериментальных работах были сделаны попытки измерить распределение отношения заряда к массе. Результаты указывают на наличие весьма широких спектров распределения этой величины, а также на существенный процент атомарных ионов.

Примерное представление о степени влияния такой неоднородности может быть получено хотя бы из того, что к. п. д. пучка с максвелловским распределением скоростей составляет всего 85%. Следует учесть также, что та компонента тока в пучке, которая образуется атомарными ионами, практически полностью может быть отнесена к потерям, поскольку отношение заряда к массе у ионов обычно на несколько порядков больше, чем у коллоидных частиц. Однако сказанное не означает, что использование коллоидных заряженных частиц для получения тяги практически нереально. Скорее, это свидетельствует о том, что проблема значительно сложнее, чем принято думать.

Задача сведения к минимуму затрат энергии на получение пучков ионов или заряженных коллоидных частиц имеет ряд важных аспектов. Приемлемые затраты энергии на ионизацию частицы должны быть, конечно, величинной, весьма малой по сравнению с кинетической энергией направленного движения иона после ускорения. Это требование сразу же исключает возможность применения легких ионов в системах с низким удельным импульсом. Например, кинетическая энергия направленного движения иона водорода при удельном импульсе 5000 *сек* равна 12,5 *эв*. Потенциал же ионизации водорода составляет 10,2 *эв*, и, естественно, в любом реальном ионном источнике энергия, потребная для получения иона, окажется значительно больше потенциала ионизации. Очевидным выходом из такого положения является использование тяжелых ионов.

В источниках с поверхностной ионизацией цезия наибольшие потери энергии вызваны тепловым излучением с поверхности эмиттера. Так, если температура эмиттера равна 1200° К, а его степень черноты — 0,5, то потери на излучение составят примерно 6 *вт/см*². При удельном импульсе цезиевого пучка 5000 *сек* и плотности тока 1 *ма/см*² плотность направленной кинетической энергии пучка равна 16 *вт/см*². Одно это обстоятельство ограничивает к. п. д. таких систем величиной в 73%.

Все эти примеры приводились здесь с единственной целью дать грубую количественную оценку тем параметрам, которые являются определяющими при практической разработке источников ионов для электростатических тяговых устройств. Работы, содержащиеся в этом разделе, более подробно показывают состояние проблемы получения пучков с высокой плотностью тока и достаточно однородным отношением заряда к массе при минимальной затрате энергии.

¹⁾ Этот коэффициент определяется отношением мощности пучка к мощности, затрачиваемой на его получение.— *Прим. ред.*

Экспериментальное исследование характеристик ионных ракетных двигателей с ионизацией рабочего тела электронным ударом

Г. Р. Кауфман, П. Д. Ридер

Исследование ракетных двигателей с ионными источниками, использующими электронную бомбардировку, было проведено в Исследовательском центре Льюиса (NASA). В ходе этих исследований были сконструированы, изготовлены и испытаны два ионных двигателя с источником диаметром 10 см. Двигатели проработали около 50 час. При этом были получены следующие параметры: энергетический к. п. д. около 70%; коэффициент использования рабочего тела свыше 80%; удельный импульс 5500 *сек* и ток в ионном пучке 0,125 а. В силу ряда достоинств, таких, как простота конструкции, надежность и высокий к. п. д., такой тип двигателя является одним из наиболее перспективных для космических полетов. В качестве рабочего тела использовалась ртуть, но в процессе исследования была выявлена возможность работы на разных рабочих телах, что также является существенным преимуществом этого двигателя.

ВВЕДЕНИЕ

В этой статье дается обзор работ Исследовательского центра Льюиса (NASA) в области ионных двигателей, в которых используются источники с электронной бомбардировкой. Мы ограничились здесь минимумом детализации и теоретического анализа, поскольку этот материал публикуется в отчетах NASA. Вместо этого дается обобщение основных достигнутых результатов в свете главных возникающих проблем и предельных возможных характеристик.

Оценка ионного источника с электронной бомбардировкой, служащего для получения тяги, дана в работе [1]. Однако такие источники использовались значительно ранее, но в то время сам источник имел лишь вспомогательное значение. Поэтому ионные источники с электронной бомбардировкой как таковые не подвергались сколько-нибудь глубоким исследованиям, и при их конструировании использовались главным образом эмпирические методы.

Вследствие этого в работе [1] в качестве одного из этапов оценки был дан простой теоретический анализ, позволяющий определить приемлемый диапазон значений рабочих параметров, при этом верхними границами оказались 100 эв по энергии электронов и 100 гс для магнитных полей. Следует отметить, что именно этой областью почти полностью пренебрегали в прежних исследованиях по ионным источникам подобного типа.

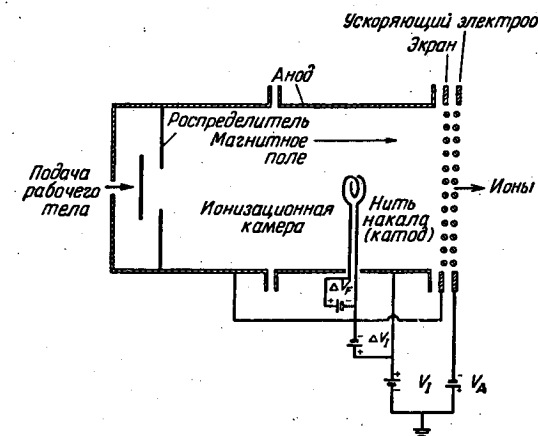
Для полноты оценки был сконструирован, изготовлен и испытан ракетный двигатель, в котором использовался источник ионов диаметром 10 см с ионизацией за счет электронной бомбардировки. Результаты испытаний этого двигателя приведены в работе [1]. На основе проведенных исследований был создан второй двигатель с ионным источником диаметром также 10 см. Здесь даны лишь предварительные результаты экспериментальных исследований этого второго двигателя, однако в ближайшее время, очевидно, будет сделано более подробное сообщение.

Таким образом, в этой работе суммируются результаты испытаний обоих двигателей, и на их основании дается оценка рабочих характеристик

будущих ракетных двигателей, снабженных ионными источниками с электронной бомбардировкой. Приводятся также некоторые сведения по нейтрализующим устройствам, которые могут быть конструктивно выполнены совместно с этими двигателями. В качестве рабочего тела могли использоваться многие вещества, но в проведенных исследованиях применялась только ртуть.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ (АНАЛИЗ)

Схема ионного двигателя с источником, использующим электронную бомбардировку, показана на фиг. 1. Рабочее тело в газообразном состоянии поступает через распределитель. Этот газ ионизируется электронами, движущимися с высокими скоростями (20—100 э). Эмиттером электронов является



Ф и г. 1. Схема ионного двигателя с источником, использующим электронную бомбардировку.

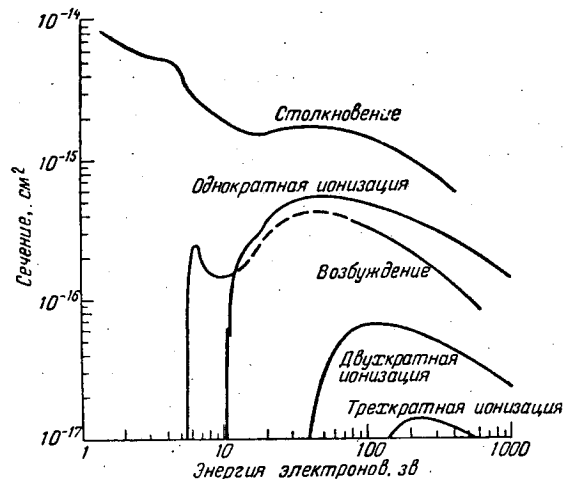
ΔV_F — разность потенциалов нити накала; ΔV_I — разность потенциалов ионизационной камеры; V_I — потенциал ионизационной камеры; V_A — потенциал ускоряющего электрода.

раскаленная нить. Экран, распределитель и отрицательный конец нити накала находятся под одним и тем же потенциалом. Таким образом, электрон, эмиттированный нитью, отталкивается от обоих концов ионизационной камеры. Магнитное поле, параллельное оси камеры, препятствует достижению быстрыми электронами стенок камеры без предварительных столкновений с частицами рабочего тела, находящимися в этой же камере. Часть образующихся ионов проходит через сетку, расположенную в выходном сечении камеры, и ускоряется, формируя пучок.

Из теоретического анализа, содержащегося в работе [1], следует, что ионизационная камера заполнена плазмой. Обладающие большой скоростью электроны, проникая в эту плазму, ионизируют нейтральные частицы, однако основная масса электронов имеет слишком низкие скорости, недостаточные для ионизации заметного количества атомов.

Представляющая интерес область энергий высокоскоростных ионизирующих электронов может быть определена из фиг. 2. Сечение однократной ионизации быстро уменьшается при значениях энергии менее 20 эв, а следовательно, снижается и производительность источника ионов. С другой стороны, при энергиях более 100 эв возрастает доля дважды ионизированных ато-

мов, что ухудшает фокусирование пучка. Таким образом, желательные величины энергии электронов лежат примерно в диапазоне 20—100 эв. Акты возбуждения и, возможно, ионизации, производимые электронами малой скорости, могут связать их энергию примерно до 5 эв. Следовательно, можно ожидать, что низкоскоростные электроны будут иметь температуру порядка 5 эв.



Ф и г. 2. График зависимости сечений взаимодействия электрона с атомом ртути от энергии электрона.

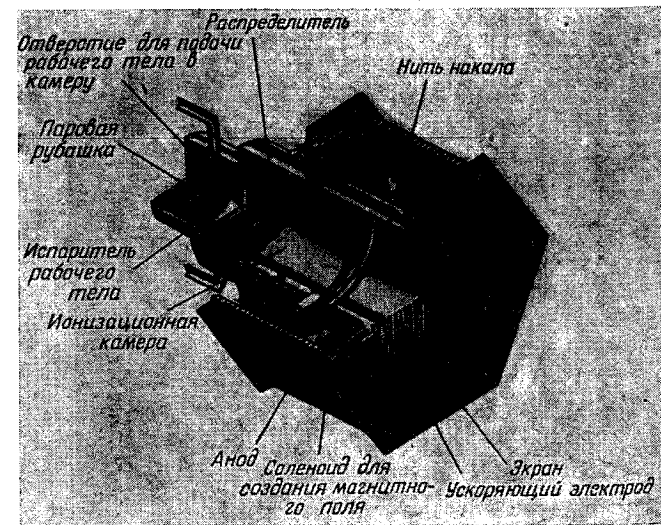
Напряженность магнитного поля выбирается из условия, чтобы происходила достаточно эффективная ионизация и чтобы радиальный приток находился в допустимых пределах. Если магнитное поле слишком слабо, то высокоскоростные ионизирующие электроны беспрепятственно диффундируют к аноду по случайным траекториям и производство ионов сокращается. При другой крайности, т. е. при слишком сильном магнитном поле, увеличивается сопротивление плазмы в радиальном направлении. В этом случае для извлечения из плазмы низкоскоростных электронов, которые получают в процессе ионизации, потребуется большая радиальная разность потенциалов, что вызовет усиленный радиальный приток ионов. Такой приток приводит к равномерному распределению плотности ионного тока в пучке и к увеличению захвата ионов ускоряющим электродом. Выбранная исходя из указанных условий напряженность магнитного поля оказывается довольно низкой и, вероятно, соответствует менее чем 100 гс.

Более обстоятельное изложение сказанного выше можно найти в работе [1]. Однако разработка теории ионных источников с электронной бомбардировкой еще весьма далека от завершения. В частности, в работе [1] было рассмотрено лишь статическое равновесное состояние, хотя в действительности в плазме мы часто сталкиваемся с неравновесными и нестационарными процессами.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На фиг. 3 показан в разрезе первый из испытанных двигателей. Задачей его испытаний являлась оценка характеристик ионного источника с электронной бомбардировкой применительно к созданию тяги. Двигатель

работал около 10 час при токах ионного пучка 0,01—0,06 а и удельных импульсах 3200—5500 сек. Данные, полученные при двух значениях удельного импульса и токе пучка 0,06 а, приведены в табл. 1.



Ф и г. 3. Первый двигатель (в разрезе).

Коэффициенты полезного действия (мощность пучка, деленная на полную затрачиваемую мощность) при этих двух режимах соответственно равны

Таблица 1

Характеристики первого двигателя

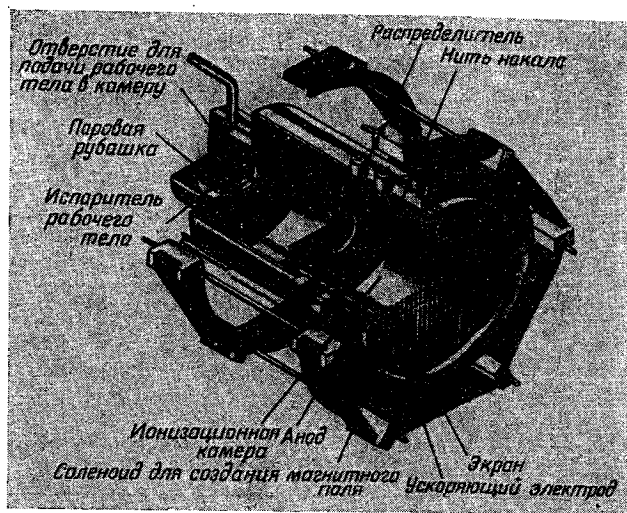
	Удельный импульс					
	4500 сек			5500 сек		
	V, в	I, а	W, см	V, в	I, а	W, см
Соленоид	12	15	180	12	15	180
Нить накала (катод)	8	6	48	8	6	48
Разряд в ионизационной камере	50	1,5	75	50	1,5	75
Утечка на ускоряющий электрод	3000	0,010	30	4000	0,017	68
Ионный пучок	2000	0,060	120	3000	0,060	180
Итого			453			551

~27 и ~33%. Расход рабочего тела для каждого из этих режимов был эквивалентен току 0,075 а, и, следовательно, коэффициент использования рабочего тела равнялся 80%.

В процессе испытаний были выявлены некоторые недостатки конструкции двигателя, в частности:

- 1) закорачивание изоляторов из-за покрытия их поверхностей тонким слоем распыленного вещества и
- 2) коробление жестко закрепленных у концов нитей сеток вследствие их теплового расширения.

Кроме того, наблюдалась незначительная эрозия внутренней поверхности ионизационной камеры, но, поскольку в камере, по-видимому, отсутствуют частицы с энергией более 100 эв, эта эрозия не столь опасна.



Ф и г. 4. Второй двигатель (в разрезе).

Из теоретических рассуждений следует, что эрозия (катодное распыление) ускоряющего электрода может стать решающим фактором при определении ресурса работы системы. Доля нейтральных атомов в ускоряющем промежутке и случайные скорости ионов в плазменном ионном источнике могут быть выше, чем для некоторых других типов, например источника с поверхностной ионизацией. Вследствие коробления сеток первого двигателя возрастало число столкновений ионов с ускоряющим электродом, что усложняло оценку влияния эрозии для источника данного типа. Таким образом, точная оценка степени серьезности проблемы длительного распыления не была получена.

Основные результаты испытаний первого двигателя были достаточно обнадеживающими, чтобы продолжить работу в этом направлении; его конструктивные недостатки были учтены в конструкции второго двигателя.

На фиг. 4 показан в разрезе второй двигатель. Для нитей сетки был использован вольфрам вместо нержавеющей стали, примененной в первом двигателе. Концы проволок были оставлены свободными во избежание их коробления при тепловом расширении. Изоляторы были заэкранированы со стороны ионизационной камеры, чтобы предотвратить закорачивание за счет осаждения на них распыленного вещества.

Соленоид, создающий магнитное поле, также был несколько видоизменен, с тем чтобы при увеличенном числе витков добиться большей аксиальности поля и снизить потери мощности.

Все эти изменения в конструкции сетки и изоляторов полностью себя оправдали, и в этой части никаких неисправностей, имевших место в первом двигателе, за все 40 час работы второго двигателя не наблюдалось. Замеренные характеристики второго двигателя оказались значительно лучше, чем первого, что видно из табл. 2.

Таблица 2

Характеристики второго двигателя

	Удельный импульс					
	4500 сек			5500 сек		
	V, e	I, a	W, см	V, e	I, a	W, см
Соленоид	7	5,7	40	7	6,7	47
Нить накала (катод)	7,5	6,0	45	5,2	6,2	32
Разряд в ионизационной камере	50	1,85	92	50	1,7	85
Утечка на ускоряющий электрод	3500	0,0015	5	4000	0,0032	13
Ионный пучок	2000	0,100	200	3000	0,130	390
Итого			382			567

Самым важным фактором, оказавшим влияние на повышение к. п. д. второго двигателя, явилось значительное уменьшение мощности, потребляемой соленоидом. Кроме того, существенно сказалось также уменьшение тока утечки на ускоряющий электрод и улучшение работы ионизационной камеры. Коэффициенты полезного действия для этих двух режимов соответственно равны ~52 и ~69%. Расход рабочего тела был эквивалентен току 0,158а, так что коэффициент использования рабочего тела составил 63 и 82% соответственно. Уменьшение тока утечки было особенно обнадеживающим. Однако для длительной работы в космосе необходимо еще большее снижение этого тока. Можно ожидать, что систематическое исследование конфигураций ускоряющего электрода позволит получить требуемое уменьшение тока утечки. В общем второй двигатель оказался более надежным и эффективным. Очевидно, следующим шагом должна стать более тщательная проверка работы отдельных элементов двигателя, в частности ионизационной камеры.

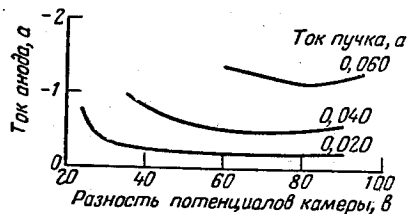
Ионизационная камера

Вольтамперные характеристики ионизационной камеры приведены на фиг. 5. По оси абсцисс отложена разность потенциалов в камере (между анодом и нитью накала), а по оси ординат — величина анодного тока. Мощность, потребляемая разрядом в ионизационной камере, определяется произведением разности потенциалов камеры на разность анодного тока и тока в ионном пучке. Ток ионного пучка по сравнению с анодным током обычно мал, и им можно пренебречь, не внося этим большой ошибки. Распределитель, нить накала и экранирующая сетка находятся под одним потенциалом, так что токи между этими электродами не связаны с расходом мощности. Анодный ток приближенно может быть принят равным току электронной эмиссии. Поэтому зависимость тока электронной эмиссии от разности потен-

циалов ионизационной камеры будет иметь тот же вид, что и приведенная на фиг. 5.

Как видно из фиг. 5, анодный ток, необходимый для получения заданной величины тока ионного пучка, в общем с понижением разности потенциалов ионизационной камеры уменьшается медленно. После достижения довольно пологого минимума анодный ток вновь начинает расти. Наиболее эффективная рабочая точка по разности потенциалов ионизационной камеры обычно располагается немного ниже величины этой разности, соответствующей минимальному анодному току. Эта оптимальная разность потенциалов лежит в диапазоне 30—60 в.

Правильный выбор напряженности магнитного поля, как уже говорилось, содержит компромисс между способностью удерживать ионизирующие



Фиг. 5. Вольтамперные характеристики ионизационной камеры второго двигателя.

Анод длиной 8 см; магнитное поле 23 гс; расход рабочего тела эквивалентен току 0,075 а.

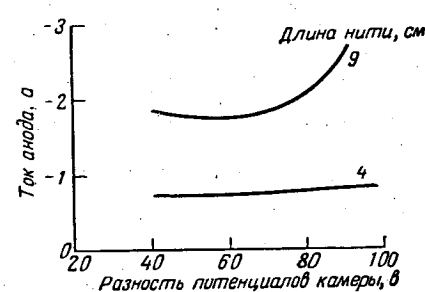
электронами и снижением радиальной разности потенциалов. Удержание ионизирующих электронов в ионизационной камере диаметром 10 см (пока единственный исследованный размер), очевидно, будет удовлетворительным при индукции полей от 20 до 40 гс. От полей с несколько более высокой индукцией можно было бы ожидать в какой-то мере лучшего удержания электронов. Вредные воздействия сильного магнитного поля детально не исследовались. Авторы располагают лишь качественным наблюдением, показавшим увеличение эрозии сетки возле оси по сравнению с эрозией по периферии, что свидетельствует об аналогичном изменении плотности ионного тока.

При исследовании ионного источника естественным будет добиваться оптимальных результатов путем изменения конфигурации источника, определяемой формой электродов, распределением рабочего тела в ионизационной камере и очертанием магнитного поля.

Первым исследовавшимся параметром (двигатель 1) была форма эмиттера электронов. Данные испытаний двух эмиттеров электронов сравниваются на фиг. 6. Нить накала длиной 9 см занимала почти весь диаметр камеры, поэтому большое число электронов, эмиттированных возле концов, могло достигать анода, испытав малое число столкновений. Нить длиной 4 см эмиттировала электроны только около оси. При этом для получения такого же ионного тока требовалась значительно меньшая затрата энергии. Результаты испытаний этих двух катодов соотносятся примерно как токи диффузии высокоскоростных ионизирующих электронов к аноду.

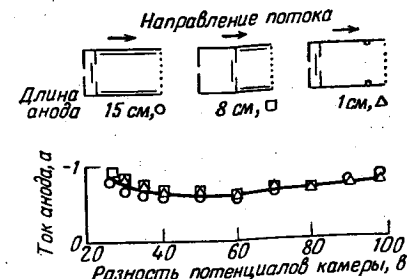
Влияние других параметров ионизационной камеры было исследовано на втором двигателе. На фиг. 7 даны результаты испытаний трех анодов различной длины и схематические изображения испытанных анодов, причем обнаруживается неожиданное отсутствие разницы в характеристиках анодов, имеющих разные форму и размеры. Возможное объяснение такого результата состоит в том, что процессы, связанные с неравновесностью, позволяют сообщить ионам энергию, достаточную, чтобы вызвать тепловую диффузию

во всех направлениях. Таким образом, форма (или площадь) анода не будет сказываться на числе ионов, проходящих через ускоряющий электрод. Однако одно различие в работе испытанных анодов все же было замечено. Очень



Фиг. 6. Влияние длины нити на характеристики ионизационной камеры первого двигателя.

Ток пучка 0,03 а; магнитное поле 15 гс.

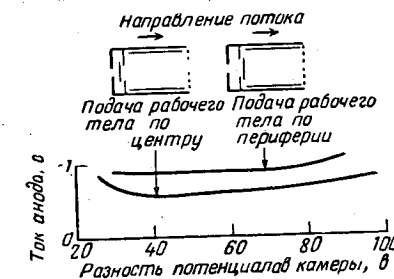


Фиг. 7. Влияние длины анода на характеристики ионизационной камеры второго двигателя.

Ток пучка 0,03 а; магнитное поле 15 гс.

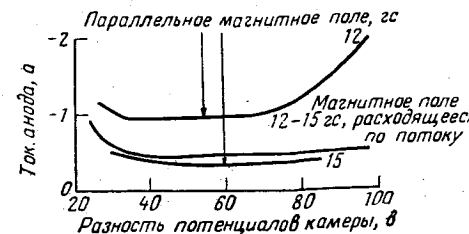
короткие аноды затрудняли запуск источника, что можно было предвидеть из распределения потенциала в ионизационной камере в отсутствие плазмы.

Данные, полученные при двух способах подачи рабочего тела, приведены на фиг. 8. Подача рабочего тела возле оси камеры была более эффективной,



Фиг. 8. Влияние способа подачи рабочего тела на характеристики ионизационной камеры второго двигателя.

Ток пучка 0,03 а; магнитное поле 15 гс



Фиг. 9. Влияние формы магнитного поля на характеристики ионизационной камеры второго двигателя.

Ток пучка 0,03 а.

чем по периферии. Это различие, вероятно, объясняется следующими двумя факторами. Плотность высокоскоростных ионизирующих электронов максимальна возле оси, поэтому при осевом подводе рабочего тела оно оказывается ближе к зоне повышенной концентрации электронов. При подаче же по периферии (ближе к наружной стенке камеры) большее число ионов образуется именно в этом районе, а поэтому велика вероятность их последующей рекомбинации на поверхности стенки еще до того, как они вытягиваются в пучок.

Последним исследованным параметром была форма магнитного поля. На фиг. 9 результаты испытаний, полученные в поле, расходящемся в направлении потока ионов, сравниваются с данными, полученными в двух почти однородных полях различной напряженности. Значения напряженностей

этих полей соответствовали примерно максимуму и минимуму напряженностей расходящегося поля. Можно было ожидать, что результаты, полученные в расходящемся поле, окажутся где-то посредине между результатами, полученными при двух однородных полях. В действительности же расходящееся поле по эффективности приближается к наиболее сильному магнитному полю. Эту высокую эффективность можно объяснить повышенной концентрацией высокоскоростных ионизирующих электронов в выходном конце камеры, вследствие чего большая часть полученных ионов вытягивается из камеры в ионный пучок. Другим возможным объяснением является то, что расходящееся магнитное поле дает осевое распределение плотности медленных электронов, создающее электрическое поле, направляющее ионы к выходу из камеры.

Всем этим отнюдь не исчерпываются возможности улучшения к. п. д. ионизационной камеры. На данном этапе сделаны лишь первые шаги в направлении некоторых из наиболее очевидных возможностей. В строгом смысле к. п. д. ионизационной камеры определяется энергией, затрачиваемой на один ион. При коэффициенте использования рабочего тела, близком к 80%, первый двигатель (с короткой нитью накала) потреблял ~1200 эв на ион в разряде ионной камеры. Затрата энергии во втором двигателе составляла меньше 600 эв на ион при том же значении коэффициента использования рабочего тела.

Ускоряющая система

Эта система призвана ускорять ионы и препятствовать электронам, нейтрализующим пучок, проникать в ионный источник (при минимальном количестве ионов, непосредственно попадающих на ускоряющий электрод).

Выбранная система, в некоторой мере удовлетворяющая этим требованиям, состояла из экрана, находящегося под потенциалом нити накала, и ускоряющего электрода, имевшего отрицательный потенциал относительно корпуса вакуумной камеры. Экран, как и плазма в ионизационной камере, имел потенциал ~100 эв. Ускоряющий же электрод обычно находился под отрицательным относительно экрана потенциалом в несколько тысяч вольт. Образованное таким путем поле потенциала стремится отгеснить ионы как от экрана, так и от ускоряющего электрода при условии, что оба эти элемента правильно отцентрированы. Этот фокусирующий эффект может быть усилен путем придания соответствующей формы границе плазменного облака непосредственно перед экраном.

Когда плотность ионного тока, поступающего в пучок с границы плазмы, находится в соответствии с возможностями ускоряющей системы¹⁾, форма границы в промежутках между нитями экранирующей сетки будет вогнутой (фиг. 10, а). Если плотность ионного тока, подходящего к ускорителю, достигает величины, определяемой ограничением по пространственному заряду, граница плазмы спрямляется (фиг. 10, б). Дальнейшее увеличение плотности ионного тока может вызвать попадание ионов на ускоряющий электрод (фиг. 10, в).

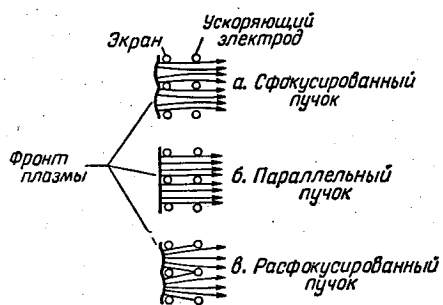
Описанное выше влияние формы границы плазменного облака аналогично действию пространственного заряда, когда увеличение плотности тока приводит к увеличению расходимости пучка. Степени этих двух воздействий не были определены, поэтому их относительная значимость в столкновениях ионов с электродами неизвестна.

Ускоряющий электрод имел достаточно высокий отрицательный потенциал для создания потенциального барьера электронам, стремящимся

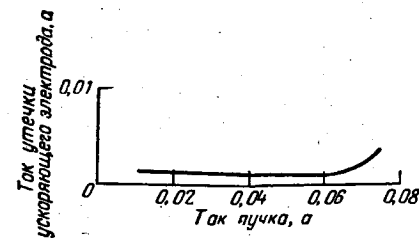
¹⁾ Не превышает этих возможностей.— Прим. ред.

проникнуть из пучка в ионный источник. Таким образом, непосредственно за ускоряющим электродом образуется область торможения, границей которой является начало нейтрализованного пучка ионов, действующее как виртуальный замедляющий электрод.

Как указывалось в работе [2], в случае использования слишком сильного замедления может возникнуть неустойчивость. Согласно одномерной теории, предельная величина замедляющей разности потенциалов равна $\frac{3}{4}$ ускоряющей разности. Чтобы избежать возможной неустойчивости при работе двух испытанных нами двигателей, поддерживалась умеренная величина замедления. При этом потреблением мощности, связанным с утечкой



Фиг. 10. Влияние конфигурации фронта плазмы на фокусирование пучка.



Фиг. 11. Влияние тока пучка на ток утечки ускоряющего электрода второго двигателя.

Потенциал камеры 2500 эв; расход рабочего тела эквивалентен току 0,075 а.

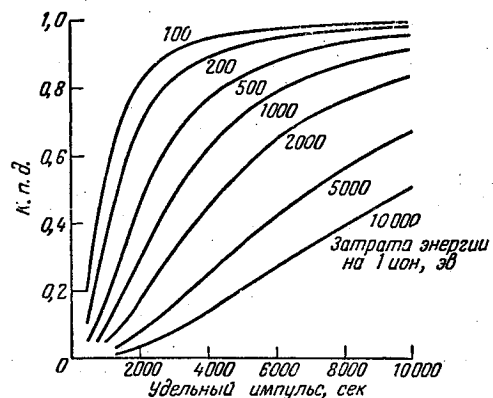
на ускоряющий электрод, можно пренебречь по сравнению с эрозией, вызываемой ионной бомбардировкой этого электрода. Для случая же столкновения ионов с экраном оба эти явления — потеря мощности и эрозия — незначительны из-за низких энергий ионов у экрана. Типичная зависимость тока утечки от тока пучка показана на фиг. 11. Этот ток утечки включает в себя как утечку ионов, так и вторичные электроны. Действительная величина ионного тока утечки неизвестна, однако она явно меньше, чем измеренный ток. Низкий уровень тока утечки сохраняется в широком диапазоне значений тока пучка, и лишь при его максимальных значениях ток утечки начинает быстро расти, что свидетельствует о достижении или превышении практического предела по плотности тока пучка для данного сочетания геометрии ускоряющего электрода и напряжений. Однако абсолютная величина тока утечки, показанная на фиг. 11, не характерна, так как в проведенных исследованиях были предприняты лишь начальные попытки улучшения геометрии ускоряющей системы двух испытанных двигателей, а основные усилия были направлены на совершенствование ионизационной камеры. Но даже и в этом случае токи утечки составили менее 1% от тока пучка. Можно ожидать, что дальнейшие исследования позволят снизить токи утечки до величин, приемлемых для двигателей космических аппаратов.

Характеристика перспективных двигателей

Излагая результаты исследований ионного двигателя нового типа, вполне уместно оценить возможности улучшения его характеристик в будущем. Дальнейшая работа в этом направлении будет делиться на два этапа. Первый — ближайшего будущего — будет исходить из имеющейся на сегодняш-

ний день невысокой степени изученности вопроса. Второй — более отдаленный — требует значительного объема исследований, включая попытку практически использовать их результат.

При оценке потерь в будущих двигателях следует иметь в виду, что они, несомненно, будут работать при значительно более высоких плотностях ионного тока. Также более внимательно следует подойти к конструкции соленоида, создающего магнитное поле, и нити накала. (Например, при более плотной посадке соленоида на ионизационную камеру можно обеспечить ту же напряженность поля, при той же длине проводника и при значительно



Фиг. 12. Теоретическая зависимость к. п. д. от удельного импульса для различных постоянных значений затрат энергии в качестве рабочего тела ртуть.

меньшей потере мощности.) Все это приведет к тому, что мощность разряда в ионизационной камере составит основную долю от полной затраты мощности. Экстраполируя существующие данные по затратам мощности, можно ожидать, что полные затраты окажутся в 1,5 раза больше мощности разряда в ионизационной камере. Затрату энергии в ионизационной камере в двигателях ближайшего будущего (учитывая сказанное по этому поводу выше) можно принять равной 500 эв на ион при коэффициенте использования рабочего тела 80%. Полная затрата при принятом выше коэффициенте 1,5 составит 750 эв на ион. При удельном импульсе 5000 сек потребуются чистая¹⁾ ускоряющая разность потенциалов 2500 в. Таким образом, к. п. д. при удельном импульсе 5000 сек и полной затрате мощности 750 эв на ион составит $2500 / (2500 + 750)$, или 77%. Рассчитанная таким образом зависимость к. п. д. от удельного импульса и затрат энергии (в эв на ион) показана на фиг. 12. Практический интерес представляют удельные импульсы в диапазоне приблизительно 2000—10 000 сек. Для данной полной затраты энергии к. п. д. растет с ростом удельного импульса. Как видно из фиг. 12, при полной затрате 750 эв на ион и удельном импульсе 10 000 сек к. п. д. равен 93%.

В более отдаленном будущем можно ожидать снижения затрат в ионизационной камере до 300 эв на ион (принимая, как и ранее, коэффициент использования рабочего тела равным 80%). С учетом того же коэффициента 1,5 можно получить полную затрату энергии, равной 450 эв на ион. Из фиг. 12 следует, что к. п. д. при удельных импульсах 5000 и 10 000 сек будут соответственно равны 85 и 96%.

¹⁾ Под «чистой» разностью потенциалов авторы имеют в виду разность потенциалов, определяющую скорость вылета ионов из двигателя, тогда как вытягивание их из ионизационной камеры может осуществляться специальным электродом под значительно более высоким потенциалом.— Прим. ред.

Изменение затрат в зависимости от коэффициента использования рабочего тела не рассматривалось. Затраты энергии в ионизационной камере с увеличением коэффициента использования рабочего тела в общем растут, и в этом случае их следует принимать несколько более высокими. Но даже тогда характеристики будущих ионных двигателей, использующих источники ионов с электронной бомбардировкой, будут отвечать требованиям, предъявляемым к двигателям, предназначенным для космических полетов.

Нейтрализующее устройство

Нейтрализатор необходим для того, чтобы ионный двигатель мог работать в космосе, а также для устойчивой работы двигателя в вакуумной камере при давлениях ниже 10^{-6} мм рт. ст. [1]. Рассмотрим детально нейтрализующее устройство, использовавшееся в вакуумной камере, так как оно оказалось пригодным для работы с выбранной ускоряющей системой, а также может, по-видимому, удовлетворительно использоваться в космосе.

Нейтрализующее устройство в вакуумной камере представляло собой раскаленную проволоку, эмиттирующую электроны, натянутую поперек ионного пучка на расстоянии 25 см от выходного сечения двигателя. Такое расстояние было выбрано для избежания любых возможных воздействий электрических полей возле ускоряющего электрода. Поперечное (а не продольное) расположение нити относительно пучка позволяет вынести места крепления нити из пучка. Размещение нейтрализующего устройства непосредственно в пучке устраняет, конечно, все проблемы, связанные с пространственным зарядом, возникающие при расположении эмиттера электронов вне пучка. Большим недостатком размещения нити в пучке является эрозия. Но так как примененное нейтрализующее устройство состояло только из одной проволоки, а не из сетки, количество распыленного материала оказалось малым.

Теория работы нейтрализующего устройства несколько отличается от одномерного рассмотрения [2, 3], когда обычно принимается, что вниз по потоку от нейтрализатора все электроны движутся только в направлении пучка. Такое предположение не является необходимым при анализе использованной ускоряющей системы, в которой электроны, движущиеся вверх по потоку, в основном отражаются виртуальным замедляющим электродом. В этом случае электроны могут иметь большие случайные скорости (в несколько вольт) и, кроме того, обладают упорядоченной скоростью, равной скорости ионов и много меньшей 1 в. Удельное сопротивление плазмы ионного пучка должно быть меньше 0,01 ом·см при температуре электронов в несколько вольт, так что электроны от нейтрализующего устройства должны быстро распределяться в пучке. Предполагается, что малые отклонения от равновесного потенциала пучка (меньше величины температуры электронов) будут приводить к возникновению электрических полей, стремящихся создать распределение электронов, возвращающее плазму к однородному потенциалу.

Можно полагать, что любое отклонение от статистического распределения электронов вблизи эмиттера будет приводить к возникновению неустойчивости с последующим электрическим пробоем. Близкое к натуре моделирование полного сопротивления пучка в целях исследования устойчивости работы двигателя потребует длины пучка, равной по крайней мере нескольким длинам свободного пробега электрона, вычисленным исходя из рассеяния на 90° . Такие длины пучка трудно реализовать в наземных установках, и окончательный ответ может быть получен лишь после эксперимента, проведенного в космосе. С другой стороны, ряд моделей ионных двигателей уже работал в Исследовательском центре Льюиса, и, кроме проблемы пробоя,

возникавшего при использовании нейтрализующего устройства, никакой неустойчивости пучка не отмечено.

Экспериментальные данные, полученные с нейтрализующим устройством, показаны на фиг. 13. Когда нейтрализатор находится под положительным потенциалом по отношению к вакуумной камере, из него выходит мало электронов. Если потенциал нейтрализующего устройства становится несколько ниже потенциала камеры, эмиссия электронов быстро увеличивается, достигая величины насыщения. При сопротивлении пучка меньше 1 ом можно ожидать, что рост тока с нейтрализующего устройства будет иметь место при напряжении менее 1 в. Однако по длине проволоки нейтрализующего электрода падение напряжения составляло 20 в, так что различные ее участки достигали потенциала вакуумной камеры не одновременно. Небольшой рост тока, после того как напряжение нейтрализующего электрода падало ниже -10 в, вызван, вероятно, попаданием на нейтрализатор медленных ионов. Эти ионы могли появиться в результате столкновений с молекулами остаточного газа в камере или с нейтральными атомами рабочего тела.

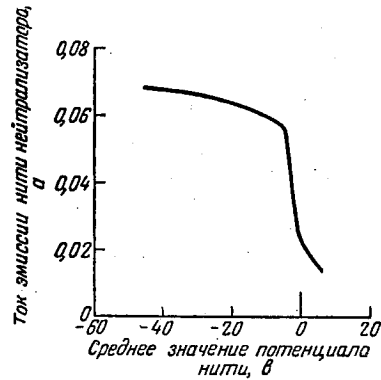
Очевидно, в космосе такое нейтрализующее устройство должно быть саморегулирующимся, по крайней мере при медленно меняющихся потенциалах. Если космический корабль приобрел по отношению к окружающему пространству слишком большой отрицательный заряд, то эмиссия электронов должна возрасти, чтобы восстановился потенциал космического корабля. Аналогично положительный потенциал космического корабля должен приводить к уменьшению эмиссии электронов.

ВЫВОДЫ

Два ионных двигателя с источником, использующим электронную бомбардировку, были сконструированы, изготовлены и проработали в совокупности около 50 час. В этих исследованиях удалось лишь предварительно оценить некоторые основные характеристики, выявить проблемы, а также наметить пути дальнейшего совершенствования двигателей. Однако и при этом наблюдалась надежная работа двигателей при к. п. д. до 70%, удельном импульсе 5500 сек и коэффициенте использования рабочего тела свыше 80%. Такие достоинства рассмотренных двигателей, как простота, надежность и высокий к. п. д., позволяют считать их одними из наиболее перспективных для применения на космических летательных аппаратах. Хотя в качестве рабочего тела применялась лишь ртуть, этот тип ионного двигателя позволяет использовать и многие другие рабочие тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaufman H. R., «An Ion Rocket with an Electron-Bombardment Ion Source», NASA TN D-585, Jan. 1961.
2. Kaufman H. R., «One-Dimensional Analysis of Ion Rockets», NASA TN D-261, March 1960.
3. Mirels H., Rosenbaum B. M., «Analysis of One-Dimensional Ion Rocket with Grid Neutralization», NASA TN D-266, March 1960.



Фиг. 13. Зависимость тока эмиссии нити нейтрализатора от потенциала нити.

Теоретические и экспериментальные исследования дуоплазматрона

В. С. Вертон, м.л.

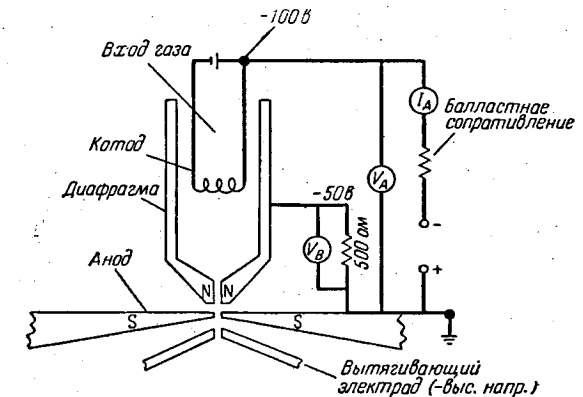
Дуоплазматрон особенно хорошо отвечает целям создания тяги с помощью ионного двигателя: он имеет высокие энергетический к. п. д. и степень ионизации и может использоваться с различными рабочими телами.

В дуоплазматроне дуговой разряд низкого давления сжимается дросселирующим электродом (диафрагмой), помещенным между главными электродами. Аксиальное магнитное поле между анодом и диафрагмой способствует еще большему сжатию разряда. За счет такого сжатия удается получить значительно большую плотность ионизации, чем в свободной дуге с таким же током. Полученная плотная плазма истекает через выходное отверстие под действием гидродинамического и «магнитного» давлений. Положительные ионы вытягиваются из образующегося непосредственно перед источником облака плазмы соответствующим электростатическим полем.

Экспериментальная работа велась главным образом в направлении совершенствования конструкции электрода с выходным отверстием и в меньшей степени отработки катода. На аргоновой плазме при немагнитном аноде и магнитном поле, приложенном в вытягивающем промежутке, был получен ток 60 ма при вытягивающем потенциале 5 кв.

ВВЕДЕНИЕ

Источник дугового типа — дуоплазматрон Арденна [1] особенно хорошо отвечает целям создания тяги с помощью ионного двигателя. Он имеет



Фиг. 1. Поперечное сечение дуоплазматрона (вакуумный корпус, магниты и другие детали конструкции не показаны).

большой энергетический к. п. д., высокую степень ионизации и может использоваться с различными рабочими телами. Плотность тока пучка на выходе дуоплазматрона обычно на 2—3 порядка выше, чем у источника с поверхностной ионизацией.

В дуоплазмотроне дуговой разряд малой плотности горит между термоэмиссионным катодом и анодом, как показано на фиг. 1. Разряд сжимается диафрагмой (по Арденну — промежуточный электрод¹⁾), размещенной между главными электродами. Аксиальное магнитное поле между анодом и диафрагирующим электродом сжимает разряд в еще большей степени.

В результате такого двойного сжатия удается получить большую плотность ионизации, чем в свободной дуге с таким же током. Полученная плотная плазма вытесняется через выходное отверстие гидродинамическим и «магнитным» давлениями и образует облако непосредственно на выходе из источника. Положительные ионы вытягиваются из этой плазмы соответствующим образом сформированным электростатическим полем.

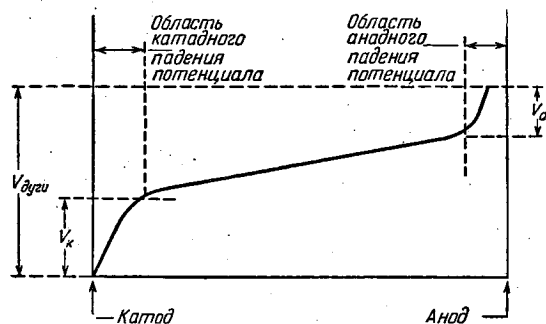
Ниже дается описание работы дуоплазмотрона в рамках физики плазмы и теории дугового разряда²⁾.

Наилучшее представление о работе дуоплазмотрона можно получить из рассмотрения «свободной» дуги малой плотности и свойств плазмы, сжатой магнитным полем.

ТЕОРИЯ ДУГОВОГО ИСТОЧНИКА

Свободная дуга малой плотности

Под этим термином понимается дуга, работающая при таком давлении, что средняя длина свободного пробега в процессах, представляющих интерес, немногим меньше длины самого разряда. Под определением «свободная дуга»



Ф и г. 2. Распределение потенциала в дуге.

подразумевается, что разряд не испытывает никаких механических или магнитных воздействий³⁾. Исходя из характера продольного распределения потенциала в такой дуге, ее можно разделить на 3 области, схематически показанные на фиг. 2 [3].

Значительное падение напряжения, приблизительно равное первому потенциалу ионизации рабочего тела, имеет место на малом расстоянии от катода. Эта область (область катодного падения потенциала) характеризуется сильным положительным пространственным зарядом. На другом конце разряда в области анодного падения потенциала, расположенной вблизи анода,

¹⁾ Zwischenelektrod (нем.). — Прим. ред.

²⁾ Теоретический анализ процессов в дуоплазмотроне содержится в работе [2] однако доступ к ней ограничен вследствие секретности.

³⁾ Ток разряда предполагается настолько малым, что не приводит к заметному автопинч-эффекту.

образуется сильный отрицательный объемный заряд. Анодное падение потенциала обычно несколько больше катодного. Между этими областями расположен положительный столб дуги — зона с малым градиентом потенциала, по заряду приблизительно электронейтральная, т. е. плазма.

Почти вся ионизация в дуге малой плотности происходит в положительном столбе. Первичные электроны катода ускоряются в области катодного падения, приобретая, таким образом, энергию, достаточную для ионизации нейтрального газа в системе. Кроме таких ионизирующих столкновений, имеют место также упругие столкновения и возбуждение. В результате всех этих взаимодействий первичные электроны теряют однонаправленность своего движения. В зависимости от эффективности этого процесса, приводящего электроны к беспорядочному, случайному распределению, с той или иной степенью законности можно говорить и о температуре электронов в этой области.

Электрическое поле в положительном столбе плазмы мало, но не равно нулю, так что имеется дрейф ионов по направлению к катоду и соответствующий дрейф электронов к аноду. Более подвижные электроны способны использовать значительно большую долю энергии поля, чем ионы, и достигнуть, таким образом, более высоких температур.

Вследствие незначительности обмена количеством движения между электронами и ионами обе группы частиц не достигают теплового равновесия. В типичном случае температура электронов может быть в 100 раз больше температуры ионов. Конечно, это не имеет места, когда что-то, например «магнитная ловушка», удерживает электроны в центральной части разряда. В этом случае электроны испытывают большое число столкновений с ионами и температура ионов близка к температуре электронов.

Когда плазма находится у поверхности какого-то материала, частицы ее теряются, уходя к этой поверхности. Вследствие более высокой температуры электронная компонента плазмы содержит большее число частиц с высокими скоростями. Электроны с достаточно высокой энергией преодолевают местные задерживающие поля и достигают поверхности материала. Накапливающийся на этих поверхностях отрицательный заряд притягивает из плазмы положительные ионы, которые образуют положительный слой вблизи стенки. Если стенка «плавающая», на ней установится такой равновесный потенциал, что токи электронов и положительных ионов к ней будут равны.

Можно показать [4], что кинетическая энергия положительных ионов на границе слоя равна

$$W_+ = \frac{1}{2} kT_-, \quad (1)$$

где T_- — температура электронов; k — постоянная Больцмана.

(Здесь всюду используется система единиц CGS, кроме случаев, где специально оговорено использование практической системы единиц.)

Тогда плотность тока положительных ионов в слое (или у стенки) равна

$$j_+ = n_+ q_+ v_+ = n_+ q_+ \sqrt{\frac{kT_-}{m_+}}, \quad (2)$$

где q_+ — заряд иона; n_+ — плотность положительных ионов; v_+ — скорость иона; m_+ — масса иона.

Следует заметить, что плотность тока зависит от T_- , как и n_+ . Как показано в работе [5], толщина слоя приблизительно равна дебаевскому радиусу экранирования, который определяется соотношением

$$l_D = 6,90 \left(\frac{T_-}{n_-} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Наглядный смысл дебаевского радиуса легко пояснить. Плазма (или любая другая совокупность заряженных частиц), однородная по макроскопической структуре, не является однородной по микроструктуре, так как носители зарядов дискретны и разделены малыми, но конечными расстояниями. Дебаевский радиус показывает «масштаб» системы. Систему можно считать однородной в областях, размер которых велик по сравнению с l_D , тогда как в областях, меньших l_D , проявляется «зернистость» системы. (Такой подход приводит к следующему удачному определению плазмы: плазма является агрегатным состоянием положительных ионов и электронов при равных их плотностях, электрически нейтральным в областях, больших по сравнению с l_D .)

Важным свойством экранирующего слоя является то, что он защищает плазму от стенки и электродов. В самой плазме не может поддерживаться градиент потенциала, а в экранирующем слое может. Любая разность потенциалов между плазмой и физической поверхностью в этом слое поглощается. Таким образом, в то время как граница плазмы может меняться в присутствии физической поверхности, плазма вне экранирующего слоя такому воздействию не подвержена.

Потери из положительного столба плазмы вызываются рекомбинацией в плазме и радиальной диффузией. В дугах малой плотности рекомбинацией пренебрегают вследствие большой длины свободного пробега электронов. В стационарном состоянии потери на диффузию балансируются ионизацией нейтральных частиц в положительном столбе. Процессы диффузии здесь не рассматриваются, так как они обычно большой роли в дуоплазматроне не играют.

Движения единичной частицы в магнитном поле

В ряде отношений разряд в сильном магнитном поле отличается от описанного выше. В свободной дуге преобладают тепловые движения, а в этом случае движение частиц определяется главным образом магнитным полем. Его действие особенно резко сказывается в области, занятой положительным столбом плазмы.

Некоторое представление о взаимодействии плазмы с магнитным полем можно получить из рассмотрения движения единичной частицы в магнитном поле. Сила, действующая на заряженную частицу в постоянном магнитном поле [6], равна

$$F = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (4)$$

где q — заряд частицы; \mathbf{v} — скорость частицы; c — скорость света; \mathbf{B} — индукция магнитного поля.

Так как сила всегда перпендикулярна как \mathbf{v} , так и \mathbf{B} , частица стремится совершать круговое движение около линий магнитного поля.

Отсюда следует, что

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (5)$$

т. е. постоянное магнитное поле не может совершать работу над заряженной частицей.

Приравнивая центростремительную силу силе магнитного поля, действующей на заряженную частицу, получим

$$\frac{mv_{\perp}^2}{r} = \frac{Bqv_{\perp}}{c}. \quad (6)$$

Здесь m — масса частицы; v_{\perp} — составляющая скорости, перпендикулярная вектору \mathbf{B} ; r — мгновенный радиус кривизны траектории.

Преобразование уравнения (6) позволяет найти угловую скорость ¹⁾ частицы

$$\omega_c = \frac{v_{\perp}}{r} = \frac{Bq}{mc}. \quad (7)$$

Легко показать, что

$$mv_{\perp} r = \frac{q}{c} \Phi = \text{const}, \quad (8)$$

где Φ — поток, ограниченный одним витком траектории частицы. Частица всегда стремится охватывать при своем движении одно и то же число линий магнитной индукции.

Так как $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, можно показать, что частица будет вращаться вокруг одних и тех же линий. Траектория частицы лежит, таким образом, на поверхности трубки, образованной линиями магнитной индукции. Кинетическая энергия частицы равна

$$W = \frac{m}{2} (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) = \text{const}, \quad (9)$$

где v_{\parallel} — составляющая скорости частицы, параллельная вектору \mathbf{B} . Объединяя это уравнение с уравнением (6), находим

$$W = \frac{1}{2} \left(\frac{Bqv_{\perp} r}{c} + mv_{\parallel}^2 \right). \quad (10)$$

Если частица движется в сходящемся магнитном поле, то по мере увеличения B все большая кинетическая энергия вкладывается во вращательное движение до тех пор, пока v_{\parallel} не становится равной нулю. В этой точке частица должна отразиться и направиться обратно по поверхности той же самой трубки (фиг. 3). Значение B , при котором происходит отражение, из уравнений (10) и (8) равно

$$\hat{B} = \frac{2mc^2 W}{q^2 \Phi_0}, \quad (11)$$

где Φ_0 — поток, ограниченный траекторией.

Описанное явление позволяет осуществить улавливание частицы в магнитном поле, сходящемся к обоим концам (см. фиг. 3). Особый интерес для нас представляет движение частицы при так называемом РІГ-эффекте ²⁾. РІГ-эффекты могут наблюдаться при движении заряженных частиц в скрещенных электростатическом (E) и магнитном (B) полях. В системе, показанной на фиг. 3, E -поле направлено от эмиттера к коллектору, тогда как B -поле перпендикулярно E -полю. Частицы стремятся двигаться по циклоидальным траекториям, так что полное расстояние, проходимое ими на пути от эмиттера к коллектору, больше, чем при отсутствии магнитного поля.

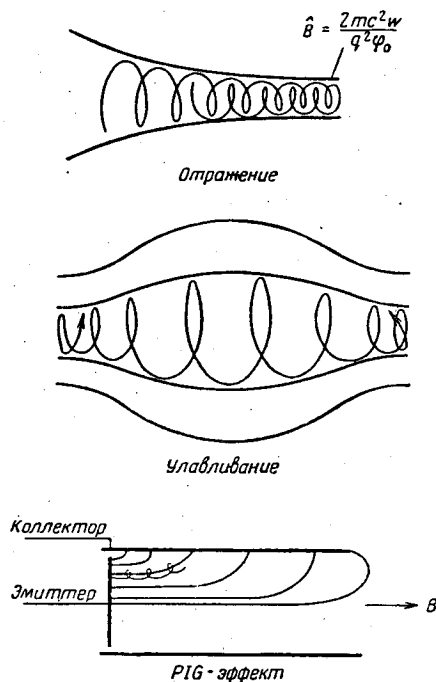
При соответствующем выборе формы и напряженностей скрещенных полей будет происходить полное отражение, т. е. частицы не смогут непосредственно достигать анода. В таких случаях улавливающее действие будет длиться до тех пор, пока столкновения или неоднородности в полях не дадут частицам достичь коллектора.

Наличие РІГ-эффектов в разряде приводит к ряду последствий. Для заданной производительности электронного эмиттера плотность электронов

¹⁾ Ларморовскую частоту. — Прим. ред.

²⁾ Термин происходит от сокращенного названия филипповского показателя ионизации (Phillips Ionization Gauge), поскольку упомянутый эффект используется для увеличения эффективности ионизации.

в области РИГ-эффекта увеличивается из-за временного их улавливания. Степень ионизации возрастает за счет увеличения эффективных длин путей



Ф и г. 3. Отражение и улавливание в магнитных полях.

электронов и их плотности. Это приводит к значительному повышению производительности ионного источника при небольшом увеличении или даже без увеличения тока в разряде.

Плазма в магнитном поле

Все сказанное выше указывает на интересные свойства плазмы в магнитном поле. Однако в действительности движения единичных частиц плазмы искажаются за счет столкновений и воздействия микроскопических электрических полей, т. е. полей, существующих на расстояниях порядка дебаевского радиуса. Сильным магнитным полем является такое, которое способно повлиять на движение частиц в промежутках между столкновениями. Это может быть в случае, если время между столкновениями больше или сравнимо с периодом циклического движения частицы. Если τ — среднее время свободного пробега, то в сильном поле

$$\omega_c \tau > 1. \tag{12}$$

Некоторые основные свойства плазмы выводятся из последующего математического рассмотрения. Так, станет очевидной аналогия между улавливанием и отражением единичной частицы и плазмы в целом. Макроскопиче-

ская скорость положительных ионов в плазме связана с параметрами поля следующим уравнением [7]:

$$n_+ m_+ \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \nabla \cdot v_i \right) = n_+ q_+ \left(E + \frac{1}{c} v_i \times B \right) - \nabla \cdot \overleftrightarrow{\Psi}_+ - n_+ m_+ \nabla \phi + P_{\pm}; \tag{13}$$

v_i — средняя скорость ионов в объеме $\Delta \tau$

$$v_i = \frac{1}{n_+ \Delta \tau} \sum v_+,$$

n_+ и m_+ — соответственно плотность и масса ионов. Тензор напряжения равен

$$\overleftrightarrow{\Psi}_+ = \frac{m_+}{\Delta \tau} \sum (v_+ - v_i)(v_+ - v_i).$$

Количество движения, передаваемое электронами ионам в единицу времени в единице объема, равно P_{\pm} . Градиент гравитационного потенциала равен $\nabla \phi$.

Аналогичное уравнение для электронов получается заменой соответствующих индексов.

Макроскопические параметры плазмы, которые находятся из уравнения (13), равны

$$v = \frac{1}{q} (n_+ m_+ v_i + n_- m_- v_e)$$

и

$$j = q (m_+ v_i - n_- v_e),$$

где q — массовая плотность, равная

$$q = n_+ m_+ + n_- m_-.$$

Строгое решение уравнения (13) получить весьма трудно, однако полезные выводы могут быть сделаны из приближенных решений. Для упрощения сделаем следующие предположения:

- а) магнитные поля и макроскопические токи обладают осевой симметрией (это верно для дуоплазматрона);
- б) случайные движения частиц изотропны; при этом предполагается, что

$$\nabla \cdot \Psi = \nabla P,$$

- где P — макроскопическое давление;
 - в) квадратичными членами в выражениях для v , j и их производных пренебрегаем;
 - г) $\nabla \phi$ пренебрежимо мал;
 - д) система макроскопически нейтральна;
 - е) $m_+ \gg m_-$.
- Рассматривается стационарный процесс, т. е.

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial j}{\partial t} = 0.$$

После этих упрощений уравнения примут вид

$$\nabla P = j \times B, \tag{14}$$

$$E + \frac{1}{c} v \times B = \eta j - \frac{1}{qn_-} \nabla P_+, \tag{15}$$

где P_+ — парциальное давление ионов. Величина η , определяемая как $\eta = (1/qn_+)(P_{\pm}/j)$, представляет собой коэффициент удельного сопротивления.

В рассматриваемой плазме η мало (так как средние длины свободного пробега велики), а это значит, что ток почти полностью проводится быстрыми электронами.

В совокупности с уравнениями Максвелла уравнения (14) и (15) дают приближенные выражения для градиента давления в плазме, находящейся в сильном магнитном поле

$$\nabla P = \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} - \frac{1}{8\pi} \nabla B^2. \quad (16)$$

Используя известные тождества векторного анализа, это выражение можно записать в виде

$$\nabla P = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (17)$$

Это уравнение показывает, что градиент давления перпендикулярен \mathbf{B} и $\nabla \times \mathbf{B}$. В простейшем случае, когда линии магнитной индукции суть параллельные прямые, член $\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}$ обращается в нуль

$$\nabla P = -\frac{1}{8\pi} \nabla B^2. \quad (18)$$

Интегрируя, получим

$$P + \frac{1}{8\pi} B^2 = -P_0, \quad (19)$$

где P_0 — постоянная интегрирования, которая может быть отождествлена с давлением остаточного газа в рассматриваемой области.

Когда $P_0 = 0$,

$$P = -\frac{1}{8\pi} B^2$$

и плазма удерживается лишь магнитным полем.

Из предыдущего можно было бы ожидать, что удержание плазмы магнитным полем существенно снижает потери на диффузию. Однако в действительности утечка плазмы, заключенной в магнитном поле, в несколько раз превышает расчетную величину, что свидетельствует о больших расхождениях между теорией и экспериментом. Для оценки диффузии пользуются приближенным соотношением, связывающим коэффициент диффузии D поперек магнитного поля с обычным коэффициентом диффузии D_0

$$D \approx \frac{D_0}{1 + (\omega_c \tau)^2}. \quad (20)$$

Влияние механической конструкции

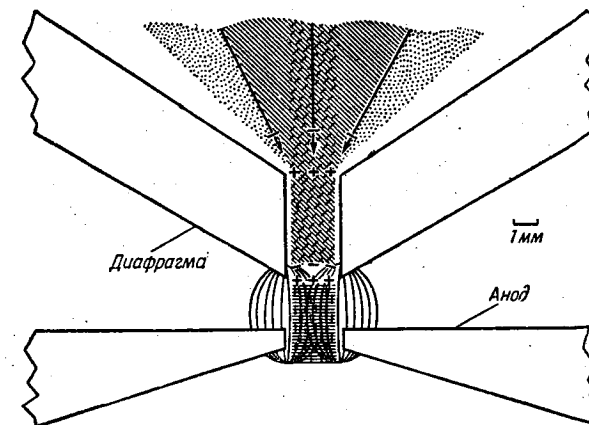
В разряде с малыми током и плотностью, который используется в источниках ионов, плотность плазмы обычно недостаточна для получения больших ионных токов при удовлетворительном к. п. д. Она может быть увеличена механическим или магнитным сжатием разряда, либо РИГ-эффектами, о которых говорилось выше.

Рассмотрим разряд, подвергающийся чисто механическому сжатию (специальным диафрагмирующим электродом), как показано на фиг. 4.

Ясно, что плотность тока в канале больше плотности с любой стороны диафрагмы. Такая повышенная плотность тока должна поддерживаться либо за счет увеличенной плотности частиц-носителей зарядов, либо за счет увеличения их скорости; эти два эффекта в действительности неразделимы. В любом случае необходимо наличие градиентов потенциала, чтобы ускорять

частицы в канале диафрагмы и сообщать электронам энергию, достаточную для новых актов ионизации в канале со стороны анода. При наличии любого градиента потенциала электроны будут ускоряться до значительно больших скоростей, чем положительные ионы. Поэтому основную часть тока через диафрагму переносят электроны.

Необходимый градиент поддерживается положительным пространственным зарядом на диафрагме со стороны анода и соответствующим отрицательным пространственным зарядом со стороны катода. Эти заряды возникают в результате увеличения ионизации частиц быстрыми электронами, проходящими через канал.



Фиг. 4. Канал диафрагмы.

Если длина канала в диафрагмирующем электроде не слишком мала, в нем может существовать нейтральная плазма. В этом случае распределение зарядов подобно показанному на фиг. 4. Тенденция к полной нейтрализации в канале возрастает с увеличением длины канала по сравнению со средней длиной свободного пробега электронов. Когда в канале образуется плазма, ее плотность может быть выше плотности плазмы вне канала. Это обусловлено тем, что рост потерь в стенку (при уменьшении диаметра) требует для поддержания равновесия более высокой плотности ионизации.

Вытягивание ионов из плазмы

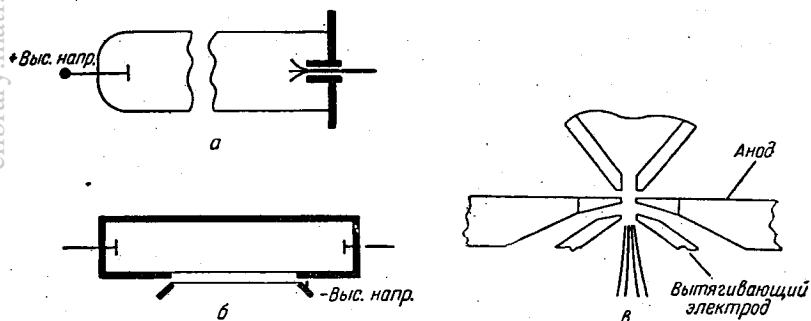
Чтобы дугоразрядный прибор превратить в ионный источник, необходимо устройство, обеспечивающее вытягивание ионов из положительного столба плазмы. Существует ряд вытягивающих систем, различающихся главным образом способом наложения вытягивающего поля.

В безэлектродном ионном источнике (см., например, [8]) высокое напряжение прикладывается к плазме, как показано на фиг. 5, а. Сама плазма может и не поддерживать градиент потенциала, но градиент между оболочкой столба плазмы и электродами весьма велик. Эти поля ускоряют электроны к зонду, а положительные ионы — к концу вытягивающего канала. При соответствующих приложенных полях граница плазмы будет вогнута в сторону канала и образует эмиссионную поверхность, удобную для эжекции ионов в канал.

Так как через канал текут только ионы, плотность ионного тока будет ограничена относительно низкими значениями вследствие действия пространственных зарядов. Максимальная плотность монополярного тока ¹⁾ через цилиндрический канал [9] равна ²⁾

$$j = 3,64 \cdot 10^{-2} \frac{V^{3/2}}{\sqrt{ML^2}} \text{ а/см}^2, \quad (21)$$

где V — первоначальная энергия частицы, $kэв$; M — атомный вес иона. Беря реальные значения этих параметров: $V = 5 \text{ кэв}$, $L = 1 \text{ см}$, находим, что для ионов водорода j равно приблизительно $17,5 \text{ а/см}^2$. Эта вели-



Ф и г. 5. Вытягивающие системы.

а — безэлектродный радиочастотный разряд; б — источник Кистемейкера (весьма упрощенно); в — дуоплазматрон.

чина является верхним пределом, так как уравнение (21) предполагает оптимальное фокусирование пучка, что редко имеет место на практике. Для реальных ионных источников этого типа вытягиваемые токи редко превышают $1-2 \text{ ма}$.

В других ионных источниках (см., например, [10]) вытягивание ионов осуществляется через щель на боковой стороне емкости, содержащей плазменный столб, как показано на фиг. 5, б. Здесь также существует большой градиент потенциала в наружном слое плазмы в области вытягивания. Электростатическое поле прикладывается между поверхностью плазмы и вытягивающим электродом. Ток из внутренней части источника наружу вновь является монополярным, а потому сохраняются ограничения, налагаемые пространственным зарядом.

¹⁾ Ток, переносимый заряженными частицами только одного знака. — Прим. ред.

²⁾ Поскольку в формуле закона Чайлда — Лангмюра (21) Бертон не указывает, в каких единицах он подставляет длину ускоряющего промежутка L , а из приведенного далее примера (явно ошибочного, ибо порядок предельного тока для H_2^+ и H^+ при $L = 1 \text{ см}$ и $V = 5 \text{ кэв}$ примерно в 1000 раз меньше указанного в работе) установить эти единицы не представляется возможным, для оценки предельного монополярного тока на 1 см^2 можно воспользоваться формулой того же закона в виде

$$j = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{q}{\mu}} \frac{U^{3/2}}{L^2}$$

где q — заряд частицы; μ — ее масса; U — ускоряющая разность потенциалов; L — длина ускоряющего промежутка (все в системе единиц CGS). — Прим. ред.

Эти ограничения существенно ослабляются, если ток из внутренней части источника наружу является нейтральным, т. е. если происходит истечение плазмы. Положительные ионы могут извлекаться из плазмы уже после того, как она покинет источник. Такая последовательность может быть реализована, если плазма будет «отводиться» из источника магнитным полем, как показано на фиг. 5, в. Плотности тока при этом способе вытягивания могут достигать более 100 а/см^2 .

ДУОПЛАЗМАТРОН

Основные принципы работы дуоплазматрона очевидны из предыдущих разделов. Теперь рассмотрим некоторые детали. Возвращаясь к фиг. 1, видим, что ионный источник представляет собой разряд малой плотности и малого тока с механическим и магнитным сжимающими устройствами, предназначенными для увеличения плотности ионизации.

Так как непосредственно у катода магнитное поле отсутствует, то происходящие там процессы аналогичны явлениям в дугах малой плотности. Необходимая эмиссия электронов получается при использовании термоэмиссионного вырывания их полем или термоэмиссии с горячего пятна нагреваемого дугой катода, как было бы в случае применения пассивного катода. Мы называем катод «холодным» в том смысле, что на нем нет горячего пятна. Испаряемый материал катода не добавляет носителей тока в разряд. Однако катод подвергается интенсивной бомбардировке положительными ионами, которая вызывает его распыление (эрозию). Распыленный материал катода может приноситься в разряд, но процессы в разряде никоим образом от этого не зависят.

По причинам, о которых будет сказано ниже, анод остается относительно холодным и на нем также не образуется пятна. Таким образом, материал анода может находиться в дуге в весьма малом количестве или вообще отсутствовать. В силу сказанного число носителей зарядов в дуге зависит не от температуры электродов, а только от количества рабочего тела, которое может быть ионизировано. Тогда при заданной подаче газа вольтамперная характеристика дуги положительна и близка к линейной.

Механическое сжатие, определяемое конфигурацией канала диафрагмы, и магнитное удержание между анодом и диафрагмой вызывают образование облака горячей плотной плазмы в пространстве анод — диафрагма. Присутствие в этой области горячей плазмы снижает утечку газа до минимума, так как нейтральные частицы, прежде чем покинуть источник, должны пройти через эту область. Поэтому одним из основных преимуществ дуоплазматрона является высокий коэффициент использования рабочего тела.

Процессы разряда и вытягивания весьма чувствительны к конфигурации магнитного поля и геометрии отверстия в аноде.

Если магнитное поле заметно провисает в отверстие в аноде, плазма может проникать через него наружу. При этом по крайней мере часть разряда будет заканчиваться на внешней поверхности анода, что снижает на нем плотность энергии. Очевидно, относительно больше плазмы будет истекать, если диаметр положительного столба непосредственно перед отверстием в аноде меньше диаметра отверстия.

Кроме того, возможно также возникновение в этой области PIG-эффектов вследствие непараллельности в общем случае магнитного (B) и электростатического (E) полей. Величина этих эффектов сильно зависит от конфигурации поля и геометрии источника.

Арденн и другие авторы [11, 12] использовали устройство, подобное показанному на фиг. 4, с вольфрамовой вставкой в месте расположения выходного отверстия, чтобы свести эрозию в этой области к минимуму. В этом случае магнитное «отверстие»¹⁾ несколько больше физического²⁾. Это означает, что многие линии магнитной индукции пересекают вставку, а не оканчиваются на ней. Вследствие этого плазма и свободные частицы скорее попадают на анод, чем проходят через отверстие в нем. Очевидно, такое устройство само по себе не приводит к РИГ-эффектам. Так как анод в этом случае лишь частично защищен магнитным полем от воздействия разряда, можно ожидать чрезмерного нагрева анода. Опыт подтвердил, что жаропрочная вставка увеличивает нагрев анода и уменьшает к. п. д. источника.

Если конфигурация магнитного поля подобна показанной на фиг. 4, т. е. имеет место заметное провисание поля за анод, то результаты оказываются весьма обнадеживающими. Это подтверждает предположение, что линии *B* и *E* полей в общем не параллельны, если конфигурация магнитного поля позволяет выводить поток плазмы через отверстие.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные исследования по дуоплазматрону были начаты нами весной 1959 г. Обширный экспериментальный материал будет представлен здесь неполностью вследствие ограниченного объема статьи. Кроме того, многие результаты вызывают сомнения с точки зрения их воспроизводимости, что вообще характерно для работ по ионным источникам. Однако численные величины, приведенные здесь, отличаются удовлетворительной повторяемостью.

Источник, использованный для исследований, показан в разрезе на фиг. 6. Ряд деталей в процессе работы видоизменялся, и на эти изменения будет указано там, где это необходимо.

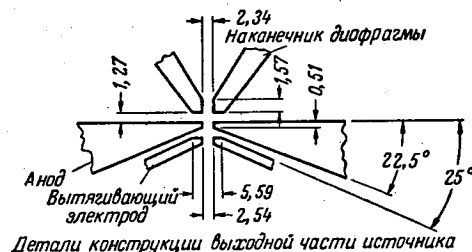
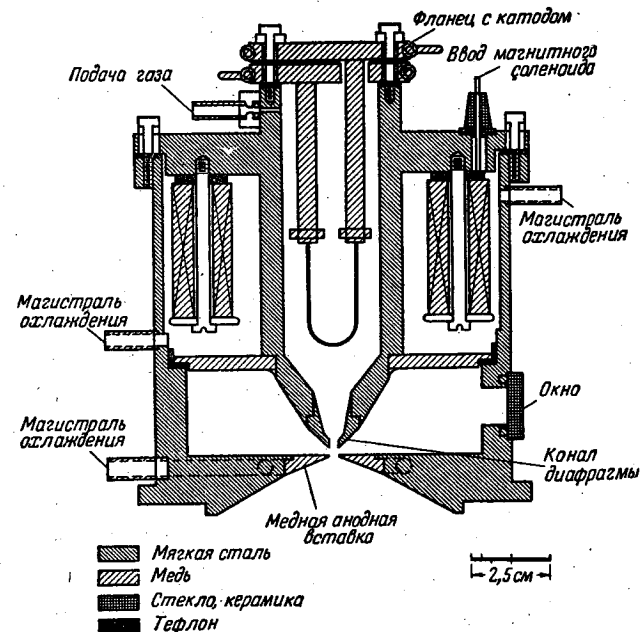
Рабочие напряжения прикладываются и измеряются так, как было показано на фиг. 1. Давление газа в источнике обычно равнялось $(1-5) \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. при давлении в системе, менявшихся в диапазоне $2 \cdot 10^{-5} - 10^{-6}$ мм рт. ст. Типичные рабочие параметры приведены ниже:

Газ	Аргон
Ток дуги	1,8 а
Напряжение дуги	100 в
Потенциал на диафрагме	40 в
Ток магнитного соленоида	3 а
Потенциал на вытягивающем электроде	5 кв
Ионный ток	60 ма
Мощность пучка (5 кв) ³⁾	300 вт
Мощность дуги	180 вт
Мощность магнита	90 вт
Энергетический к. п. д.	52%

Установлено, что при нормальной работе разряд всегда имеет положительную вольтамперную характеристику. Типовая вольтамперная кривая

¹⁾ То есть возможность истечения, определяемая конфигурацией магнитного поля в зазоре.— Прим. ред.
²⁾ Определяемого диаметром отверстия в вольфрамовой вставке.— Прим. ред.
³⁾ Мощность пучка и энергетический к. п. д. зависят от напряжения пучка и приобретают смысл только при отнесении к этому параметру.

показана на фиг. 7 для разряда в водороде. Зависимости для аргона аналогичны, но смещены в сторону более низких напряжений. Это показывает, что электроды холодные (их материал не участвует в создании проводящего столба дуги). В ходе испытаний была измерена температура анода в водном из источников при нормальных условиях работы; оказалось, что она равна примерно 100°C ¹⁾.



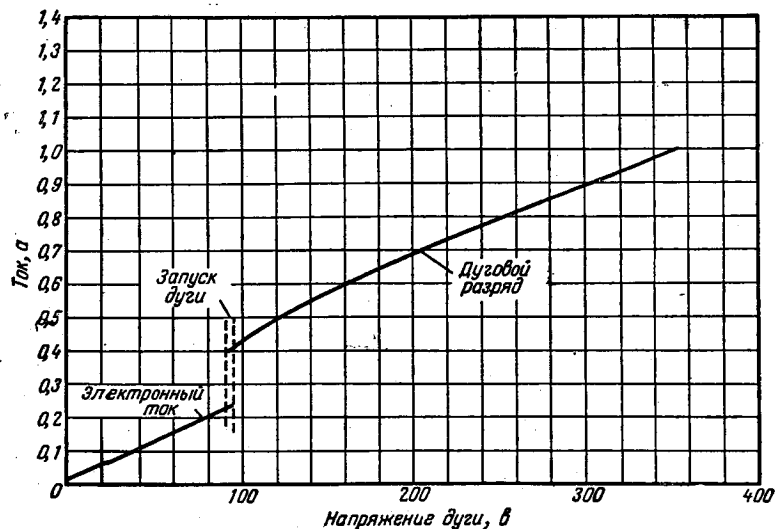
Ф и г. 6. Дуоплазматрон (поперечное сечение по оси). Размеры даны в миллиметрах.

Температура электронов может быть оценена двумя способами. Когда источник действует, но ионы из него не вытягиваются, потенциал диафрагмирующего электрода равен ~ 50 в; точная величина зависит от вида газа, тока дуги и т. д. Ток на диафрагму (чистый поток электронов) равен ~ 100 ма. Это составляет около $1/20$ полного тока разряда. Принимая, что плазма существует в канале диафрагмы и возле него, можно сказать, что примерно $1/20$

¹⁾ В этом же опыте температура насадки центральной части (наконечника) диафрагмы превышала 450°C — верхний предел шкалы индикатора используемой термопары.

общего количества электронов имеет энергии больше чем 40 эв. Если принять, что распределение электронов максвелловское, то их температура равна $(1,5-2) \cdot 10^5$ К. Эти величины хорошо согласуются с определенными Арденном $(3 \cdot 10^5$ К.) [13].

Другая оценка температуры электронов в различных местах источника получается из наблюдения тока диффузии электронов через отверстие в аноде к вытягивающему электроду при нулевых или небольших напряжениях на последнем. При токе в дуге 2а и вытягивающем электроде под потенциалом



Ф и г. 7. Вольтамперная характеристика разряда. Водород при давлении ~ 20 мм.

земли измеренный ток диффузии равен 0,8 а. При потенциале вытягивающего электрода -40 в этот ток падает до 10 мка. Таким образом, около 10^{-5} всех электронов имеют энергии свыше 40 эв. В предположении максвелловского распределения температура электронов в этой области получается равной $4 \cdot 10^4$ К.

Разница между этими температурами находится в соответствии с физикой процессов, протекающих в источнике. Вторая величина ($4 \cdot 10^4$ К) относится к электронам, вырывающимся из плазмы, удерживаемой магнитным полем между диафрагмой и анодом. Электроны, которые входят в эту область при более высокой температуре, оказываются здесь временно захваченными и, следовательно, могут испытать значительное число столкновений с ионами или молекулами. Так как электрон теряет от 10 до 15 эв при ионизирующем или возбуждающем столкновении в аргоне, требуется всего несколько столкновений, чтобы понизить «температуру» электрона до 40 000° К. Арденн [14] указывает температуру ионов 3000° К. Мы эту величину не измеряли.

Как уже говорилось в предыдущем разделе, процесс вытягивания весьма чувствителен к геометрии электродов и форме поля вблизи выходного отверстия. В начале работы были сделаны попытки повторить конструкцию выходного участка с вольфрамовой вставкой, описанную Арденном [15].

Скоро стало ясно, что в действительности вставки не нужны, и мы от них отказались. В опытах ни разу не наблюдалось чрезмерного нагрева анода

дугой. Были испытаны аноды различной геометрии и поля разной формы. В большинстве своем они оказались неудовлетворительными вследствие того, что приемлемые токи положительных ионов получались лишь при вытягивающих потенциалах, считавшихся слишком высокими (т. е. с нежелательно высоким удельным импульсом) для систем, не использующих последующего замедления потока.

На фиг. 6 показан окончательный вариант конструкции. В ней используется немагнитный плоский анод с медной вставкой. Магнитное поле, начинающееся на кромке диафрагмы, непрерывно продолжается сквозь плоский анод и соединяется с полем от магнита вытягивающего электрода (фиг. 8). Сама форма поля является переменной и зависит от примененного вытягивающего устройства. На фиг. 9 дано распределение индукции магнитного поля (его осевой составляющей) вдоль оси вблизи отверстия в аноде. Для сравнения даны результаты тех же измерений для анода из стали. Измерения производились гауссметром «Дупа-Есприге» и осевым зондом. Чувствительная площадь зонда равнялась примерно $0,065$ см². Таким образом, приведенные данные представляют собой величины, осредненные по такой площади.

Ток положительных ионов определялся калориметрически, чтобы исключить ошибки, возникающие за счет токов вторичных электронов с коллектора (см. фиг. 8). Средняя точность калориметрических измерений $\sim 5\%$; в отдельных измерениях она может быть несколько выше.

При таких источниках ионов и конструкции вытягивающего устройства максимальный выход положительных однозарядных ионов A^+ равнялся 60 ма при вытягивающем потенциале 5,0 кэ и токе дуги 2а. Это соответствует тяге $0,4536 \cdot 10^{-3}$ кг и удельному импульсу 16 000 сек.

Хорошие результаты, полученные с этим устройством, являются следствием удачного выбора формы магнитного поля. При выполнении условия, что линии поля проходят через выходное отверстие и являются в этой области достаточно прямыми и параллельными, в пространстве между диафрагмой и анодом получается хороший поток плазмы. Кроме того, в описанной системе линии магнитной индукции продолжают проходить через ускоряющий промежуток до вытягивающего электрода. Это уменьшает рассеяние пучка в вытягивающем пространстве и существенно снижает эрозию вытягивающего электрода.

Плотность тока в вытягивающем отверстии получается равной 1 а/см². Конечно, это меньше величины, указанной Арденном, но намного больше плотности, которую дает приближенный теоретический анализ.

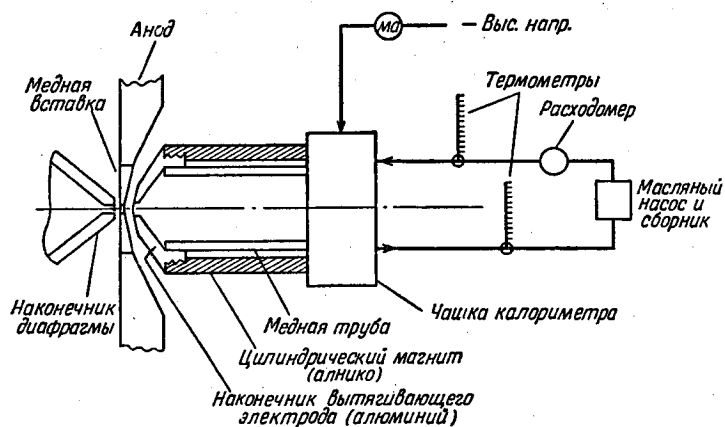
Максимальная плотность тока в обычном ионном потоке, ограниченном пространственным зарядом, может быть оценена по формуле

$$j = 5,5 \cdot 10^{-3} \frac{V^{3/2}}{\sqrt{Md^2}}, \quad (22)$$

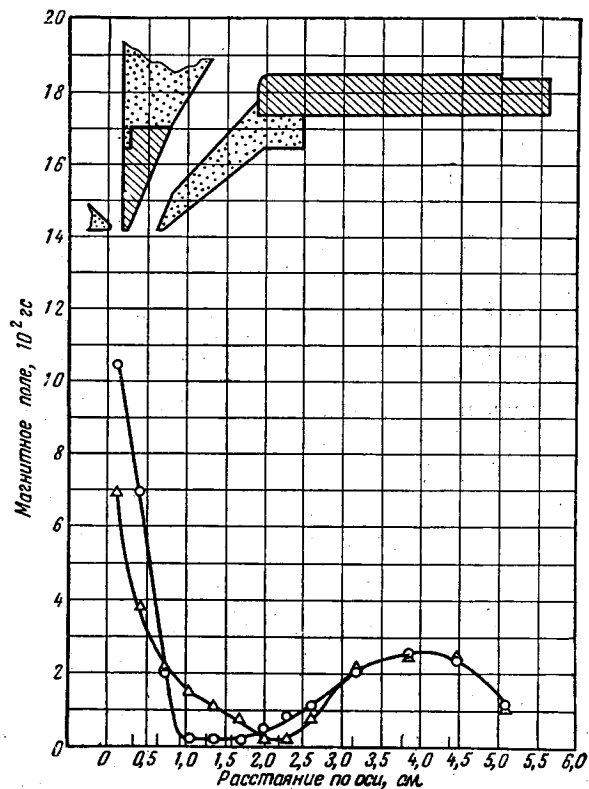
где V — вытягивающий потенциал, e ; M — атомный вес ионов; d — расстояние между электродами.

На аргоне ($M = 40$) при зазоре между анодом и вытягивающим электродом 3 мм и $V = 5$ кэ расчетная плотность тока не превышает 34 ма/см², в то время как полученная величина равна 1 а/см². При «стандартном» дуоплазматроне (со стальным анодом и без магнитного поля в межэлектродном пространстве) вытянутый ионный ток пропорционален $V^{3/2}$, что соответствует закону изменения тока с учетом пространственного заряда, но сами величины тока вновь оказываются выше расчетных. В исследуемом же источнике ионный ток увеличивался с ростом V медленнее, чем по закону $3/2$ (фиг. 10). Почему это так, пока не ясно, но одно из возможных объяснений может быть предложено.

Повышенная плотность тока может быть следствием одной из двух (или обеих вместе) причин:



Ф и г. 8. Вытягивающая система и калориметр.

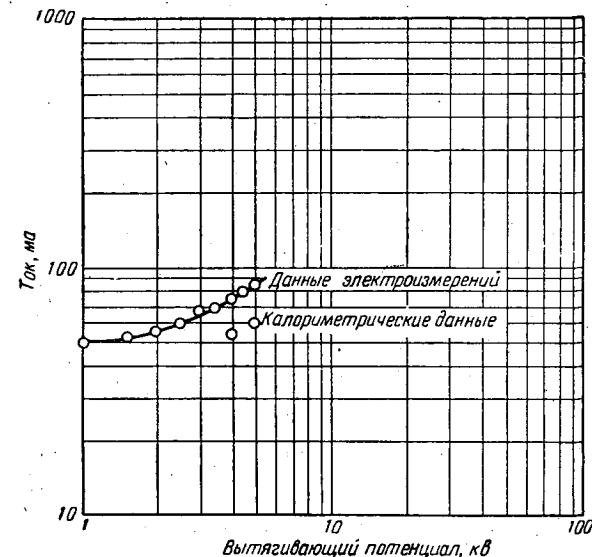


Ф и г. 9. Магнитное поле по оси вблизи анода.
Медный анод; вытягивающий электрод: ○ сталь; △ алюминий.

а) В процессе вытягивания граница плазмы проходит не в плоскости отверстия анода, а где-то впереди нее, так что расстояние d оказывается меньше, чем физический зазор между анодом и вытягивающим электродом.

б) Положительный пространственный заряд в ускоряющем промежутке частично нейтрализуется электронами, которые улавливаются в этой области.

Последний эффект не столь велик, чтобы учитывать его при объяснении полученной плотности тока, хотя он и имеет место. По-видимому, более важен



Ф и г. 10. Зависимость тока пучка от вытягивающего потенциала.

Ток дуги 2 а, рабочее тело — аргон при давлении 22 мм.

первый эффект, ведь наблюдаемая плотность тока при 5 кэ соответствует зазору 0,6 мм. Это предположение подтверждается некоторыми количественными оценками. Для плазмы в нашем источнике дебаевский радиус равен $\sim 10^{-2}$ мм, тогда как энергия электронов в рассматриваемой области равна нескольким десяткам электронвольт. Следовательно, градиент потенциала в пристеночном слое на границе плазмы составляет несколько единиц на 10^4 в/см. Средний градиент между вытягивающим электродом и границей плазмы равен приблизительно $5 \cdot 10^3$ в/0,6 мм, что снова составляет несколько единиц на 10^4 в/см. Из этого можно заключить, что граница плазмы в вытягивающем пространстве перемещается (после приложения вытягивающего потенциала) до тех пор, пока градиент потенциала в зазоре между плазмой и вытягивающим электродом не станет равным градиенту в поверхностном слое плазмы. В настоящее время ведется более углубленный анализ этой гипотезы.

Электроды Пирса [16] рекомендуются в качестве вытягивающей системы для дуоплазматрона вследствие того, что их первеанс выше, чем у любой другой конструктивно простой оптической системы. С другой стороны, неопределенность положения границы плазмы по отношению к вытягивающему электроду оставляет неизвестным важный конструктивный параметр.

Под электродами Пирса подразумевается такая конструкция, в которой плотность тока в пучке конечной ширины (диаметра) равна плотности тока между бесконечными плоскими параллельными электродами, расположенными на том же расстоянии и находящимися под теми же потенциалами. Таким образом, плотность тока в системе Пирса дается уравнением (22).

Как было установлено, в данном случае представляет интерес эффективная величина d , равная 0,6 мм. Если бы между электродами действительно существовал такой зазор, откачка газа из вытягивающего промежутка была бы затруднена и в результате повышенное давление в этой области могло привести к пробоям. Более того, форма электродов и их обработка играли бы в этом случае гораздо более важную роль. Но плазма на самом деле частично проникает в межэлектродное пространство, и это позволяет сделать зазор между электродами в несколько миллиметров. А при таких зазорах указанные выше затруднения не будут столь серьезными.

Использование электродов Пирса обеспечивает прямолинейный поток лишь между электродами, но не за последним электродом. Для ионов аргона с энергией 5 кэВ при первоначальной плотности тока 1 а/см^2 пучок расходится, увеличивая свой диаметр в 5 раз по сравнению с первоначальным уже на расстоянии 0,6 см за последним электродом [17].

Очевидно, расхождение пучка в заэлектродной области будет более сильным при низких вытягивающих потенциалах, соответствующих потребным значениям удельного импульса. Такое расхождение пучка само по себе не ухудшает характеристик ионного двигателя, так как оно вызвано скорее силами объемного заряда в пучке, чем взаимодействием пучка и вытягивающего электрода. Однако угол отклонения получается столь большим (в рассмотренном примере 83° на расстоянии 0,6 см), что возникает проблема организации выхода пучка из любого физически реального вытягивающего электрода. Расхождение пучка уменьшается осевым магнитным полем, распространяющимся за вытягивающий электрод. Вообще же определенное контролируемое расхождение пучка не только допустимо, но и должно, намеренно создаваться, если удастся сконструировать работоспособную оптическую систему.

Поскольку анод в источнике остается холодным, ресурс системы определяется надежностью катода. Выход его из строя может вызываться механическими повреждениями, отравлением поверхности или ее эрозией вследствие распыления и испарения. Первые две причины могут быть исключены за счет тщательности конструкции и правильной эксплуатации. Проблема же эрозии является неотъемлемой для любого катода, используемого в дуоплазматроне.

ВЫВОДЫ

Как средство получения тяги дуоплазматрон превосходит другие дуговые источники. Однако он еще недостаточно хорошо разработан, чтобы служить этой цели. Выход положительных ионов пока еще не настолько велик для того, чтобы использовать дуоплазматрон в качестве двигателя. И даже этот выход получается в настоящее время лишь при удельных импульсах, превышающих оптимальный.

При достаточно большом выходе ионов для коррекции удельного импульса можно воспользоваться ускорительно-замедлительной системой, но это неминуемо приведет к лишним весам и потерям мощности. Результаты проведенных исследований показывают, что существует некоторая надежда получить приемлемый ионный ток при удельном импульсе, близком к оптимальному. Основной проблемой, подлежащей решению, является проблема выведения образовавшегося ионного пучка из источника. Наиболее обещающим подходом к решению задачи увеличения выхода ионов (при приемлемом удель-

ном импульсе) является создание оптимальных условий вблизи выходного отверстия в аноде. Процесс вытягивания ионов еще недостаточно исследован, но в основном он определяет характеристики дуоплазматрона, поэтому механизм вытягивания необходимо тщательно изучить.

Обозначения

- B — напряженность магнитного поля;
 c — скорость света;
 D, D_0 — коэффициенты диффузии;
 d — расстояние;
 E — напряженность электрического поля;
 F — сила;
 j — плотность тока;
 k — постоянная Больцмана;
 l_D — дебаевский радиус экранирования;
 M — атомный вес;
 m — масса частицы;
 n — плотность частиц;
 P — давление;
 q — заряд;
 r — координата;
 T — температура, $^\circ\text{K}$;
 v_x, v_y — скорости частиц;
 v_x, v_y — средние скорости частиц;
 W — кинетическая энергия;
 Δt — элемент объема;
 Φ — магнитный поток;
 φ — гравитационный потенциал;
 ω_c — угловая скорость частицы;
 τ — среднее время свободного пробега;
 ρ — массовая плотность.

И н д е к с ы

- + положительные ионы;
 — электроны;
 \perp, \parallel перпендикулярные и параллельные составляющие;
 i, e — ион, электрон.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. von Ardenne M., «Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie». VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956, p. 554, 858.
2. «Development of a Demonstration Ion Engine» (A Proposal to Wright Air Development Center), FZM-1901, Convair, Fort Worth, Texas, Nov. 1959 (Confidential).
3. Cobine J. D., «Gaseous Conductors», McGraw-Hill, N. Y., 1949, ch. 1.
4. Guthrie A., Wakerling R. K., «The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields», McGraw-Hill, N. Y., 1949, ch. 1.
5. Spitzer L., «Physics of Fully Ionized Gases», Interscience Pub., N. Y., 1956, p. 17.
6. Page L., Adams N. I., «Principles of Electricity», McGraw-Hill, N. Y., 1949, 2nd ed., ch VIII.
7. Spitzer L., «Physics of Fully Ionized Gases», Interscience Pub., N. Y., 1956, p. 21.
8. Eubank et al., «Rev. Sci. Inst.», 25, № 6, 562 (1954).

9. Ivey H. F., «Space Charge Limited Currents», Advances in Electronics and Electron Physics, vol. 6, Acad. Press, N. Y., 1954, p. 216.
10. Kistemaker J., Zilver Schoon C. J., «A Magnetic Ion Source of the Heil-type», Physica, 7, № 1, 43 (1951).
11. von Ardenne M., «Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie», VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956, p. 845.
12. Frölich H., «A High Current Generator for Ion and Electron Beams», Nukleonik, 1, № 5, 14 (1959).
13. von Ardenne M., «Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie», VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956, pp. 858, 862.
14. von Ardenne M., «Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie», VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956, p. 858.
15. von Ardenne M., «Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie», VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956, p. 845.
16. Pierce J. R., «Theory and Design of Electron Beams», D. van Nostrand, N. Y., 1954, 2nd ed., p. 174.
17. von Ardenne M., «Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie», VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956, p. 510.

Разработка источника отрицательных ионов

Р. Д. Сандерлэнд, Д. Р. Радбилл, Р. Д. Гилпин

На необходимость нейтрализации ионных пучков, создающих тягу в ионном двигателе, указывалось многими авторами. Был также сделан ряд попыток продемонстрировать нейтрализацию экспериментально. Хотя легко показать, что существуют очевидные преимущества при использовании для этих целей положительных и отрицательных ионов с одинаковыми отношениями заряда к массе, тем не менее все известные эксперименты проводились с положительными ионами и электронами. В качестве шага на пути осуществления нейтрализации при помощи тяжелых отрицательных ионов был изготовлен источник отрицательных ионов, основанный на принципе использования ионизационной полости. Для эффективной ионизации работа выхода материала стенок полости должна быть ниже, чем сродство с электроном атома или молекулы, подлежащих ионизации. Ниже описываются эксперименты, в которых пары иодистых соединений или шестифтористой серы ионизировались в полостях, имеющих различные покрытия с низкой работой выхода. Рассматривается поведение каждого покрытия в отношении воздействия на него этих паров при повышенных температурах, эффективность использования рабочего тела и температурная зависимость ионного тока. В ходе работы был измерен спектр масс ионов, получающихся при подаче шестифтористой серы в танталовую полость, и дано возможное объяснение процесса ионизации.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы изучение свободных отрицательных ионов привлекло самых различных исследователей. Для специалистов в области физической химии энергия связи присоединенного электрона в отрицательном ионе часто является важным параметром в замкнутой цепи энергий реакции, из которой могут быть определены энергии диссоциации или теплоты парообразования. Физики-ядерщики используют источники отрицательных ионов с большим током, чтобы удвоить эффективную энергию в электростатических ускорителях. Исследования с помощью масс-спектрометров показали, что спектры отрицательных ионов сложных молекул в ряде случаев проще и определяют легче, чем спектры положительных ионов. Отрицательные ионы играют также важную роль в газовом разряде и в процессах, происходящих в плазме. Их поведение представляет интерес для астрофизиков и исследователей физики ионосферы.

Идея создания тяги для космических аппаратов с помощью ионного двигателя открывает еще одну область, где отрицательные ионы представляют большой интерес. Успешная работа ионного двигателя возможна в случае соблюдения, в частности, двух следующих условий: 1) космический аппарат должно покидать равное число положительных и отрицательных ионов и 2) должно происходить хорошее перемешивание положительных и отрицательных ионных пучков для образования полностью нейтральной плазмы, которая не будет (или будет слабо) взаимодействовать с ускоряющими ионы системами.

Если источники положительных и отрицательных ионов, установленные на ионном двигателе, работают в условиях ограничения пространственным зарядом, токи на единицу эмиттирующей поверхности определяются соотно-

нением

$$j^{\pm} = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2n^{\pm}e}{m^{\pm}} \right)^{1/2} \frac{(U_s^{\pm} - U_a^{\pm})^{3/2}}{(x_a^{\pm})^2}, \quad (1)$$

где j^{\pm} — плотность тока положительных или отрицательных ионов (a/m^2); ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума; e — единичный заряд; n^{\pm} — кратность ионизации; m^{\pm} — масса иона; U_s^{\pm} — потенциал источника; U_a^{\pm} — вытягивающий (ускоряющий) потенциал; x_a^{\pm} — длина ускоряющего промежутка (т. е. расстояние между эмиттирующим и ускоряющим электродами).

Условие полной электронейтральности требует, чтобы

$$j^+ S^+ = j^- S^-, \quad (2)$$

где S^{\pm} — полная площадь поверхности, эмиттирующей ионы.

Если предположить, что вероятность образования нейтральной плазмы путем смещения противоположно заряженных пучков будет максимальной, когда скорости отрицательных и положительных ионов равны между собой, то должно выполняться условие

$$\frac{n^+ U_s^+}{m^+} = \frac{n^- U_s^-}{m^-}. \quad (3)$$

Мы примем, что в источнике положительных ионов используется принцип ускорения — замедления¹⁾. В этом случае напряжение U_a^+ используется лишь для вытягивания ионов из источника. Эти ионы замедляются затем до скорости, определяемой напряжением U_s^+ , чем и достигается тот удельный импульс, который необходим для космического полета данного назначения. Последний электрод системы находится под потенциалом корпуса космического корабля и считается местной землей ($U = 0$). Источник отрицательных ионов работает как диод с потенциалом U_s^- на источнике и с ускоряющим электродом под потенциалом местной земли. Кроме того, требуется соблюдение условия $|U_a^+| \geq |U_s^-|$, чтобы предотвратить возникновение обратного потока отрицательных ионов. Поэтому

$$\frac{S^-}{S^+} = \left(\frac{m^+}{m^-} \right) \left(\frac{n^-}{n^+} \right) \left(1 - \frac{U_a^+}{U_s^+} \right)^{3/2} \left(\frac{x_a^-}{x_a^+} \right)^2. \quad (4)$$

Для $n^- = n^+ = 1$, $U_a^+ \approx -U_s^-$ и $x_a^- \approx x_a^+$

$$\frac{S^-}{S^+} \approx \frac{m^+}{m^-}. \quad (5)$$

В случае если в качестве отрицательных ионов используются электроны, совпадение скоростей ионов и электронов может быть достигнуто лишь в том смысле, что скорость осевого дрейфа электронного облака в целом будет равна осевой скорости положительных ионов. Если же масса отрицательных ионов приблизительно равна массе положительных ионов, может быть достигнуто более строгое соответствие скоростей и проблемы создания ионного источника существенно упростятся.

Второе из названных условий легче выполнимо в случае, когда оба вида ионов имеют одну и ту же кинетическую температуру ($\frac{1}{2}mv^2 = kT = neU_s$).

¹⁾ То есть вытягивающий потенциал по абсолютной величине выше потенциала замедляющего электрода, которым и определяется скорость вылета ионов из двигателя, а следовательно, и удельный импульс. — *Прим. ред.*

Тогда

$$n^+ U_s^+ = n^- U_s^-$$

и

$$\frac{S^-}{S^+} = \left(\frac{m^-}{m^+} \right)^{1/2} \left(\frac{n^-}{n^+} \right) \left(1 - \frac{U_a^+}{U_s^+} \right)^{3/2} \left(\frac{x_a^-}{x_a^+} \right)^2. \quad (6)$$

Снова получаем заметное преимущество в площади. При равенстве как скоростей, так и кинетических температур и при $n^+ = n^-$; $m^- = m^+$ потенциалы U_s^+ и U_s^- будут примерно равны ($U_s^+ \approx U_s^-$) и идеальная тяга на единицу площади, полученная в пучке отрицательных ионов, определится соотношением

$$F_1^- = F_1^+ \left(1 - \frac{U_a^+}{U_s^+} \right)^{-3/2}, \quad (7)$$

где F_1^+ — идеальная тяга на единицу площади, полученная в положительном ионном пучке.

ТЕОРИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ИОНИЗАЦИИ

При постановке работы, результаты которой здесь приводятся, было решено ограничиться исследованием лишь тех атомов или молекул, которые допускают поверхностную ионизацию.

Степень поверхностной ионизации, которая имеет место при наличии внешнего поля с напряженностью ξ у поверхности с адсорбированными атомами и молекулами, определяется как произведение двух относительных вероятностей. Первая из них — вероятность того, преодолит ли адатом критическую длину перезарядки x_{cr} в форме иона или атома, определяется соотношением

$$p_1 = \frac{\omega_i}{\omega_a} \frac{(1-r_i)}{(1-r_a)} \exp \frac{e(A-\varphi) + e\xi x_{cr}}{kT}. \quad (8)$$

Вторая относительная вероятность — вероятность того, что испаренный адатом покинет поверхность с кинетической энергией, достаточной для совершения либо работы испарения иона l_i , либо работы испарения атома или молекулы l_a , выражается уравнением

$$p_2 = \exp \frac{(l_a - l_i) + \frac{1}{2}(a_a - a_i)\xi^2 + e\sqrt{e\xi}}{kT}. \quad (9)$$

Тогда

$$\frac{n^-}{n_a} = p_1 p_2. \quad (10)$$

В приведенных выше уравнениях φ — работа выхода поверхности; A — средство электрона в адатоме или молекуле, расположенных на расстоянии x_{cr} от поверхности [1]; l_a и l_i — теплота испарения атома или молекулы и иона с поверхности при отсутствии внешнего поля; a_a и a_i — коэффициенты поляризуемости соответственно для атомов или молекул и ионов; T — абсолютная температура поверхности, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана. Статистический вес адатома или молекулы — ω_a , а иона — ω_i ; r_a , r_i — коэффициенты отражения от поверхности для атомов или молекул и ионов.

Образование отрицательных ионов на поверхности исследовалось в работах [1—4]. В экспериментах последней работы молекулярный пучок галогидных солей щелочных металлов направлялся на торированную вольфрамовую нить. Выход отрицательных ионов Cl⁻ составлял ~60% от рассчитанного для пучка хлорида цезия, направленного на нить.

Всегда существует вероятность того, что покидающий поверхность ион находится в возбужденном состоянии. В этом случае имеются три основных механизма, посредством которых ион может отдать эту излишнюю энергию возбуждения. Первый из них — это столкновение с другим нейтральным атомом или молекулой, второй — излучение. Когда система, захватывающая электрон, представляет собой молекулу, состоящую из двух и более атомов, возможен третий механизм поглощения энергии, освобожденной при захвате. Предположим, что молекула XY_n сталкивается с поверхностью и получает электрон и какое-то количество энергии ΔE . Тогда энергетический баланс реакции вида



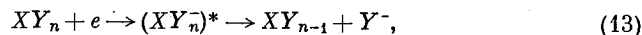
можно записать, как

$$\Delta E + (A - \varphi) = \sum_{XY_n} (E_{VR} + E_e) + E_k(XY_n^-), \quad (12)$$

где φ — работа выхода материала поверхности; A — энергия средства молекулы к электрону; E_{VR} — энергия колебательно-вращательных степеней свободы; E_e — энергия электронных состояний; $E_k(XY_n^-)$ — кинетическая энергия иона XY_n^- .

Хотя уравнение (11) и представляет требуемую реакцию, могут иметь место и две другие представляющие интерес реакции.

Первая

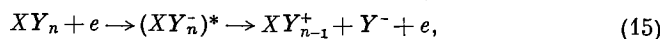


для которой

$$\Delta E + A(Y) - \varphi = E_d(XY_{n-1}) + \sum_{XY_{n-1}} (E_{VR} + E_e) + \sum_{Y^-} E_e + E_k(XY_{n-1}^-) + E_k(Y^-), \quad (14)$$

где $A(Y)$ — энергия средства к электрону для Y^- ; $E_d(XY_{n-1})$ — энергия диссоциации молекулы.

И вторая реакция



для которой

$$\Delta E + A(Y) - \varphi = E_d(XY_n) + I(XY_{n-1}) + \sum_{XY_{n-1}} (E_{VR} + E_e) + \sum_{Y^-} E_e + E_k(XY_{n-1}^+) + E_k(Y^-) + E_k(e), \quad (16)$$

где $I(XY_{n-1})$ — потенциал ионизации XY_{n-1} . Чтобы не рассматривать реакции вида (13) и (15), предположим, что молекулы имеют достаточное число возбужденных колебательно-вращательных и электронных уровней. С другой стороны, если время пребывания образовавшегося отрицательного иона на поверхности достаточно велико для поглощения энергии возбуждения этой поверхностью, то вполне вероятно, что ион десорбируется с поверхности как стабильный отрицательный ион.

ОБОСНОВАНИЕ ВЫБОРА ШЕСТИФТОРИСТОЙ СЕРЫ

Вообще говоря, отрицательный ион будет устойчив, либо если его электронная структура имеет замкнутую валентную оболочку, либо если нейтральный атом, из которого получен отрицательный ион, обладает высоким потенциалом ионизации. Наиболее стабильными отрицательными ионами являются ионы галогенов. Щелочные металлы и водород будут образовывать отрицательные ионы вследствие стабильности электронной оболочки (ns)². Из

остальных элементов наиболее стабильными будут те, которые имеют наибольшую долю валентных электронов с парными спинами, что уменьшает отталкивание электронов.

На основании принципа запрета Паули и вследствие малой дальности действия связывающей силы не следует ожидать получения отрицательных ионов ни из элементов II группы периодической системы, ни из инертных газов. В табл. 1 перечислены атомарные отрицательные ионы, стабильность

Таблица 1

Отрицательные атомарные ионы

Элемент	Атомный вес	Потенциал ионизации, эв	Средство с электроном, эв
H	1,0080	13,595	0,754
Li	6,940	5,390	0,347—0,563
B	10,82	8,296	—
C	12,011	11,264	1,13
O	16,00	13,614	0,997—3,81
F	19,00	17,418	3,62
Na	22,991	5,138	0,390—1,21
Al	26,98	5,948	—
P	30,975	10,55	4,03
S	10,357	10,357	2,07
Cl	35,457	13,01	3,82
K	39,100	4,339	0,390—0,694
Cr	52,01	7,432	—
Cu	63,54	7,724	—
As	74,91	9,81	—
Se	78,96	9,75	1,73
Br	79,916	11,84	3,54
Rb	85,48	4,176	—
Ag	107,880	7,574	—
Sb	121,76	8,639	2,04
Te	127,61	9,01	2,38
I	126,91	10,44	3,23
Au	179,0	9,22	—

которых демонстрировалась с помощью масс-спектрометрии. Широкие исследования с тяжелыми ионами были проведены в Советском Союзе [5—8]. В табл. 2 перечислены молекулярные отрицательные ионы, наблюдавшиеся различными методами [9—11].

Поскольку цезий — наиболее предпочтительное рабочее тело в двигателях систем, работающих на положительных ионах, особый интерес представляют отрицательные ионы, масса которых близка к массе цезия. Естественно было бы остановить выбор на иоде. Однако, так как отрицательные ионы иода уже достаточно широко исследованы, было решено исследовать шестифтористую серу, масса молекулы которой равна 146,07. В противоположность галогенам, обладающим высокой активностью при повышенных температурах, нейтральная молекула SF_6 химически относительно инертна. Шестифтористая сера при комнатной температуре находится в газообразном состоянии, обращение с ней не требует особых предосторожностей, а ее точка кипения ($-63,8^\circ C$) указывает на возможность легкого улавливания при тем-

Таблица 2

Отрицательные молекулярные ионы

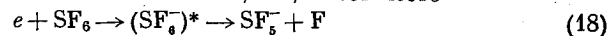
Ион	Масса	Сродство с электроном, эв
BF ₃ ⁻	66	2,17
CH ₃ ⁻	13	0,997—1,65
CH ₂ ⁻	14	—
CH ₃ ⁻	15	1,08
NH ₃ ⁻	16	—
CN ⁻	26	3,12—3,60
O ₂ ⁻	32	0,867
OH ⁻	17	1,95—2,82
SiCl ₃ ⁻	98,102	2,60
HS ⁻	33	1,65—2,60
SO ⁻	48	1,52—2,56
HSe ⁻	79,81	1,08
PH ⁻	32	2,38—4,16
PH ₂ ⁻	33	6,07
SF ₆ ⁻	146	—
SF ₅ ⁻	127	—

пературах жидкого азота. В работе [11] исследовалось присоединение электронов, приводящее к образованию ионов SF₆⁻ и SF₅⁻ из шестифтористой серы, при использовании моноэнергетических электронов с энергиями, меньшими 2 эв. Было обнаружено, что процесс захвата электрона при диссоциации, приводящий к образованию иона SF₆⁻, идет наиболее интенсивно при энергиях, меньших 0,1 эв, а затем спадает до 0 приблизительно при 1,5 эв. Процесс простого захвата электрона, приводящий к образованию иона SF₆⁻, происходит при энергии, меньшей 0,1 эв, и лишь в узком диапазоне энергий, не превышающем 0,05 эв. Нам не удалось обнаружить достаточно надежных опубликованных данных по энергиям сродства к электрону для SF₆⁻ и SF₅⁻, однако их величина может быть приближенно оценена в 3,25 эв. Таким образом, если разница между энергией сродства к электрону SF₆ и работой выхода контактирующей поверхности будет менее 0,1 эв, то имеется достаточная вероятность, что молекула будет уходить с поверхности в виде отрицательного иона. При температурах 900—1200° С энергия электронов, эмиттированных с поверхности, значительно меньше 0,1 эв. В этих условиях должны образовываться только ионы SF₆⁻, однако трудность в определении работы выхода поверхности и неопределенность величины энергии сродства к электрону молекул SF₆ дают основания ожидать, что в любом экспериментальном источнике будут в большей или меньшей степени образовываться ионы как SF₆⁻, так и SF₅⁻.

Таким образом, взаимодействие между SF₆ и поверхностью может привести к образованию ряда различных отрицательных ионов. Рассмотрим молекулу, которая приобрела избыточный электрон от поверхности и сумела покинуть ее (теплоту испарения считаем равной ~2,5 эв). Если энергия возбуждения иона меньше ~0,1 эв, то



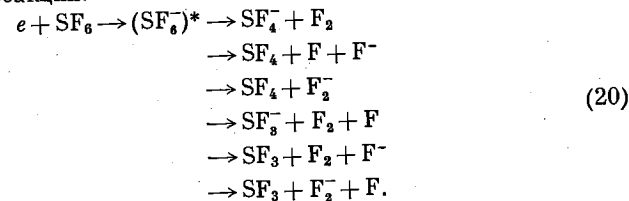
Это соответствует реакции, описанной уравнением (11). Для энергии возбуждения, равной или несколько большей 0,1 эв, имеет место



или



Когда энергия возбуждения более ~0,5 эв (как в случае A ≫ φ), возможны следующие реакции:



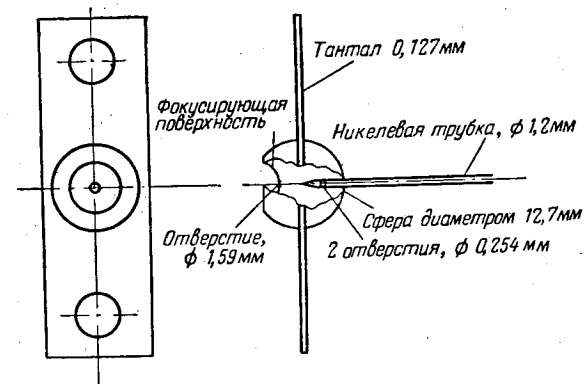
Однако в работе [12] при исследованиях SF₆ с помощью электронных пучков очень низкой энергии были отмечены лишь ионы SF₆⁻, SF₅⁻, F⁻ и F₂⁻.

КАЛИБРОВКА МАСС-СПЕКТРОМЕТРА

Измерения, которые будут описаны ниже, были сделаны с масс-спектрометром, имевшим сектор 60° [12]. Калибровка магнитных полей спектрометра производилась введением в молекулярный пучок галоидных солей щелочных металлов нагретой вольфрамовой нити. Нить представляла собой ленту толщиной 0,254, шириной 1,27 и длиной 12,7 мм. Были отмечены пики отрицательных масс, которые соответствовали Cl₃₅ и Cl₃₇, Br₇₉ и Br₈₁ и I₁₂₇. Попытки обнаружить отрицательные соли калия оказались безуспешными. Интересно отметить, что пик I⁻ впервые начал появляться лишь при температуре вольфрама 1450° С. Эти отрицательные ионы служили не только для калибровки магнитного поля, но и для проверки линейности ускоряющего напряжения, приложенного к ионному источнику.

ОПИСАНИЕ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Пустотный, или полостной, ионный источник показан на фиг. 1. Этот тип источника интенсивно исследовался в свое время применительно к эмит-



Фиг. 1. Источник отрицательных ионов.

терам положительных ионов. В нашем случае источник использовался для получения отрицательных ионов. Полость представляет собой тантало-

вую сферу диаметром 12,7 мм со сферической впадиной на лобовой поверхности. В центре впадины расположено отверстие диаметром 1,59 мм, через которое вытягивались ионы. Никелевая трубка диаметром 1,02 мм проходит через противоположную впадине стенку сферы внутрь полости и служит для подачи газа, подлежащего ионизации. Конец трубки сжат, и газ впускается в полость через два боковых отверстия в трубке диаметром 0,254 мм. Другой конец никелевой трубки припаивается к металло-керамической проходной втулке в стенке вакуумной камеры.

Танталовая сфера заделана в центре двух лент толщиной 0,127 и 0,254 мм, у которых имеются две петли для токоподводов. Петли присоединяются к проводникам из медных трубок диаметром 3,2 мм, охлаждаемым водой. Эти проводники, подобно никелевой трубке, пропущены через металло-керамические проходные втулки. Обычно ток накала был порядка 100 а. Температура полости измерялась оптическим пирометром через окно из пирекса в стенке вакуумной камеры. С целью уменьшения работы выхода подость с внутренней стороны покрывалась окисями бария, стронция или карбидом циркония.

РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ С РАЗЛИЧНЫМИ ПОКРЫТИЯМИ

Было обнаружено, что при температурах ~970° С все покрытия до начала подачи SF₆ дают большие количества электронов (токи насыщения порядка 100 ма). Сразу же после подачи SF₆ в полость, покрытую ВаО, эмиссия электронов резко падала и появлялись пики масс, соответствующие 19, 127 и 146 ат. ед. массы, т. е. ионам F⁻, SF₅⁻, SF₆⁻. Пик ионов с массой 146 ослабевал и, наконец, исчезал вскоре после начала подачи SF₆. Остаточные пики отрицательных ионов наблюдались при массах, соответствующих ионам C⁻, CN⁻, O⁻, F⁻, CN⁻, а также при неопознанных массах 24, 195, 283, 289 и 295. После разборки источника обнаружилось, что никелевая питающая трубка сильно повреждена; покрытие отслоило от внутренней поверхности полости и тантал разъеден в области, примыкающей к никелевой трубке.

Полость, покрытая SrO, будучи активирована в первый раз, дала при 1000° С плотность тока насыщения электронной эмиссии 500 ма на 1 см² площади выходного отверстия. Сначала SF₆ была введена в полость с расходом около 10¹⁵ молекул в секунду при температуре источника 775° С и были исследованы пики SF₆⁻, SF₅⁻ и F⁻ при постепенно увеличивающейся температуре. Первые пики были обнаружены при температуре источника 1125° С, и их относительные амплитуды равнялись соответственно F⁻ : SF₅⁻ : SF₆⁻ = 1 : 300 : 1500. Пик SF₆⁻ постепенно исчезал, так же как и в опытах с полостью, покрытой ВаО. Однако пики, соответствующие массам 295, 289, 283, 273, 267 и 127, сохранились. Покрытие SrO, как выяснилось при последующей проверке источника, было унесено с танталовой поверхности, а Та и Ni, как и ранее, подверглись разрушению.

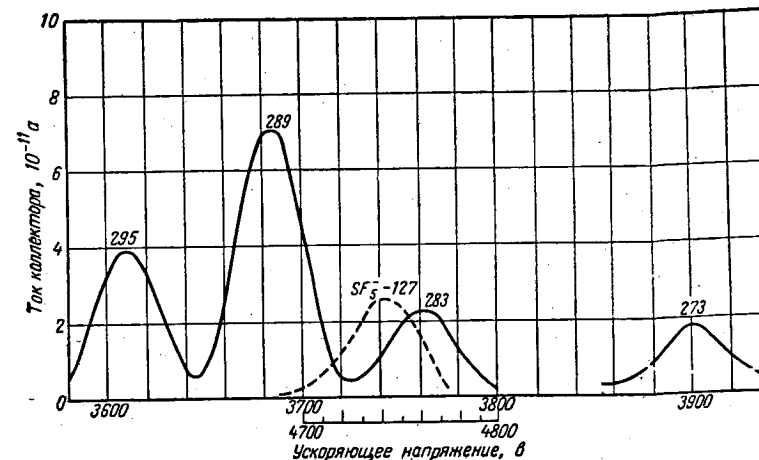
После монтажа источника, покрытого ZrC, питающая линия присоединялась через клапан к стеклянной трубке, содержащей кристаллы I₂. Таким образом, ионы I⁻ могли служить в качестве калибрующей массы. На этом источнике пик SF₆⁻ не был получен вовсе, тогда как вновь были зарегистрированы пики, соответствующие массам 295, 289, 273, 185 и 127. Этот источник, как и предыдущие, подвергся разрушающему воздействию продуктов диссоциации SF₆.

Существование ионов с массами, превышающими 146 ат. ед. массы, оказалось неожиданным. Они определенно каким-то образом связаны с наличием молекул SF₆, поскольку исчезают одновременно с прекращением подачи газа в полость. Наиболее заметные острые пики соответствуют массам ионов 295 и 289, а пики 283 и 273 довольно растянуты. Возможно, что растянутые

пики получаются вследствие диссоциации метастабильных ионов на пути между источником и первой щелью спектрометра. Если метастабильный ион массой m₀ диссоциирует в точке с потенциалом U на отрицательный ион массой m и незаряженный осколок массой m₀ - m, то на коллекторе обнаружится кажущаяся масса, равная

$$m_{app} = \frac{m^2}{m_0} \left(1 - \frac{U}{U_s}\right) + m \frac{U}{U_s}, \quad (21)$$

где U_s — потенциал источника. Предполагается, что первая щель находится под нулевым потенциалом. Если диссоциация происходит прежде, чем ион



Ф и г. 2. Относительные интенсивности отрицательных ионов, полученных в источнике.

Показанный пунктиром пик SF₅⁻ получен при более слабом магнитном поле, чем использованное для пиков 295—273; для токов, соответствующих массе 273, масштаб увеличен в 10 раз; температура поверхности источника 1150° С.

подвергается воздействию какого-либо ускорения, то U = U_s и m_{app} = m. Если диссоциация происходит после полного ускорения, но перед входом в магнит анализатора, то U = 0

и

$$m_{app} = \frac{m^2}{m_0}$$

Пик, соответствующий 295 ат. ед. массы, возможно, связан с ионом ТаF₆⁻, пик 289 — с ТаSF₅⁻ и пик 185 — с NiSF₅⁻. Однако эти выводы чисто умозрительные, и для окончательного заключения потребуются дальнейшие исследования.

На фиг. 2 показаны относительные интенсивности на коллекторе масс 273, 283, 289 и 295. Пик SF₅⁻, приведенный для сравнения, получен при более слабом магнитном поле. Была предпринята попытка получить на коллектор ионы SF₅⁻ при ускоряющем напряжении, близком к приложенному в случае пиков, соответствующих более высоким массам, но так как магнитные поля использованные в приборе, допускали только ступенчатую регулировку различие в напряжениях источника не удалось сделать меньшим 1 кв. Все пики были получены при температуре источника 1150° С и при подаче газ-примерно 4,5 · 10¹⁵ молекул/сек.

ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА SF₆ И КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА В ИСТОЧНИКЕ

Чтобы оценить величину отношения числа ионизированных молекул ко всем молекулам, поданным в источник, был измерен расход подаваемого газа (SF₆). Газ натекал в источник из известного объема, давление в котором записывалось в функции времени. Одновременно измерялся ток на коллекторе масс-спектрометра для главного пика массы 295. Число молекул, поступающих в полость за секунду (dN/dt), было подсчитано согласно уравнению

$$\frac{dN}{dt} = - \left(\frac{V}{kT} \right) \left(\frac{dp}{dt} \right), \quad (22)$$

где V — известный объем; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура газа; dp/dt — скорость изменения давления.

Вследствие того что передняя щель масс-спектрометра была заземлена через металлическую стенку вакуумной камеры, непосредственное измерение тока источника осуществить не удалось. Если передняя щель и не закорочена, то остается неопределенность, связанная со вторичными электронами и электронами, эмиттированными источником. Предыдущие эксперименты показали, что поток через прибор составляет примерно $3 \cdot 10^{-5}$. Исходя из этой величины, коэффициент использования рабочего тела составил $1 \cdot 10^{-2}$ при $1,13 \cdot 10^{16}$ молек/сек, поступающих в источник, и $3,50 \cdot 10^{-3}$ при $4,34 \cdot 10^{15}$ молек/сек. Более высокая эффективность при больших расходах рабочего тела может быть объяснена передачей энергии возбуждения от ионов к молекулам при столкновениях в самом источнике.

ЗАВИСИМОСТЬ ИОННОГО ТОКА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Зависимости логарифма ионного тока I от обратной температуры для 4 значений расхода dN/dt приведены на фиг. 3. Эти зависимости близки к линейным, хотя в действительности зависимость ионного тока от температуры, несомненно, является более сложной. Упрощенное эмпирическое выражение можно представить в виде

$$I = \exp \left(B + \frac{C}{T} \right), \quad (23)$$

где постоянные B и C для различных величин расхода dN/dt равны

dN/dt , сек ⁻¹	B (безразмерная)	$C \cdot 10^{-4}$, °K
$3,99 \cdot 10^{14}$	-5,82	-1,04
$8,71 \cdot 10^{14}$	-3,10	-1,35
$1,41 \cdot 10^{15}$	-1,97	-1,42
$2,03 \cdot 10^{15}$	0,84	-1,69

Эти постоянные можно приближенно вычислить по следующим формулам:

$$B = 135,0 + 8,830 \lg \frac{dN}{dt},$$

$$C \cdot 10^{-4} = -11,29 - 0,8443 \lg \frac{dN}{dt}.$$

Подставляя эти зависимости в выражение (23) для ионного тока, получим

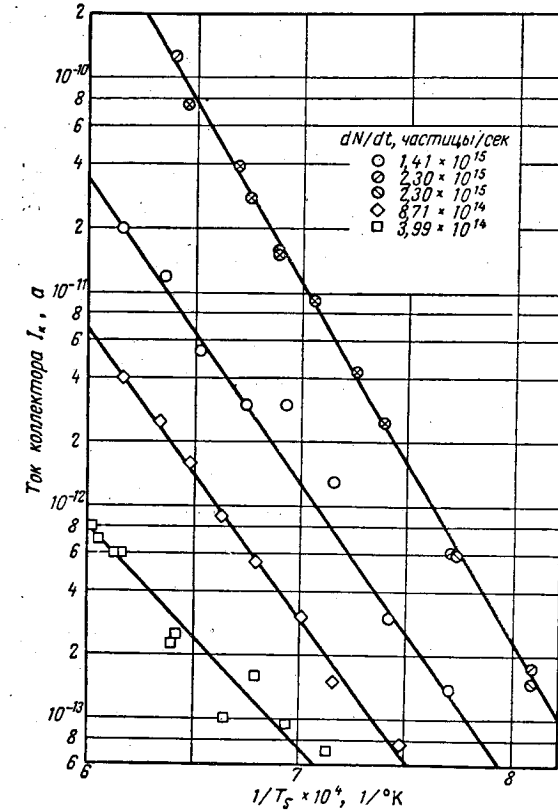
$$\ln I = b' + b_1' \ln \frac{dN}{dt}, \quad (24)$$

где

$$b' = 135,0 - \frac{11,29 \cdot 10^4}{T},$$

$$b_1' = 3,83 - \frac{0,367 \cdot 10^4}{T}.$$

Лангмюр [13] показал, что скорость испарения положительных ионов с нагретой вольфрамовой нити в парах цезия может быть представлена при очень



Фиг. 3. Зависимость тока коллектора для массы 289 от обратной температуры и расхода.

малых степенях заполнения поверхности θ в виде

$$\ln \left(\frac{v_p}{\theta} \right) = b + b_1 \theta, \quad (25)$$

где

$$b = 61,31 - \frac{23\,699}{T},$$

$$b_1 = 6,80 - \frac{99\,900}{T}.$$

Это уравнение позволяет рассчитать v_p с точностью до 1% в диапазоне значений θ , не превышающих величину 0,02. Для $\theta \approx 0,03$ ошибка составляет уже $\sim 15\%$. Уравнение (24) целесообразнее записывать через величину расхода dN/dt , а не через θ , так как изотерма адсорбции для SF_6 на тантале неизвестна.

Разрывы в значениях скорости испарения положительных ионов, отмеченные Лангмюром и Кингдоном [14], Киллианом [15] и Бейкером [16], указывающие на существование двух отдельных поверхностных фаз для адсорбированного цезия, не были обнаружены в экспериментах с отрицательными ионами в пределах температур, имевших место в опытах, т. е. ионный ток продолжал увеличиваться с увеличением скорости нейтрального потока до наивысших исследованных температур и скоростей потока. Это указывает на то, что либо температуры, при которых появляется разрывность для исследуемых отрицательных ионов, лежат выше температур, достигнутых в этих экспериментах, либо отсутствие разрывов связано с другими поверхностными явлениями, происходящими при ионизации SF_6 на тантале или танталовых поверхностях с покрытием. Попытки исследовать более высокие температуры и скорости потока оказались неудачными вследствие термической диссоциации молекулы SF_6 на поверхности и быстрого разрушения последней продуктами разложения, особенно фтором.

Возможно также, что ионизация не является следствием поверхностных явлений, а происходит захват электрона в объеме. Однако вследствие уменьшения активности поверхностного покрытия из-за воздействия продуктов разложения SF_6 работа выхода электронов с поверхности была, вероятно, близка к работе выхода тантала (4,1 эв). Эмиссия электронов с тантала даже при самых высоких рабочих температурах источника будет только ~ 5 мка/см². Плотность электронов в полости при 1600° К равна $\sim 4 \cdot 10^7$ электрон/см³; принимая поперечное сечение захвата электрона равным 10^{-13} [13] и характеристическую длину равной диаметру полости (1,27 см), получим вероятность захвата, равную $5,1 \cdot 10^{-8}$. Для входящего потока 10^{15} молек/сек ток за счет объемной ионизации будет $\sim 8 \cdot 10^{-12}$ а. Токи коллектора для наблюдаемых пиков масс были на несколько порядков больше этой величины, что указывает на малую роль объемной ионизации по сравнению с основным поверхностным процессом.

ВЫВОДЫ

Было показано, что различные отрицательные ионы могут получаться в танталовом источнике (выполненном в виде полой сферы), внутренняя поверхность которого покрыта материалом с низкой работой выхода, когда в него подается SF_6 .

Оценки показали, что величина тока отрицательных ионов, вытягиваемого из отверстия источника, может быть получена умножением максимального тока коллектора для частного пика массы на коэффициент $\sim 10^4$. Таким образом, для случая отрицательных ионов с массой 289 при температуре источника 1150° С и расходе нейтрального газа $4,5 \cdot 10^{15}$ молек/сек этот ток равен 0,8 мка. Грубо говоря, лишь одна частица из 10^4 ионизировалась, образуя отрицательный ион с массой 289. Полный ток отрицательных ионов всех масс был не менее 10 мка и, вполне вероятно, мог бы быть гораздо больше. Полная эффективность ионизации в условиях этих температур и расходов была $\sim 0,1\%$.

Однако все приведенные измерения были сделаны после того, как полость лишилась покрытия с низкой работой выхода вследствие действия продуктов разложения SF_6 , особенно атомарного или молекулярного фтора, который

образует соединения BaF_2 или SrF_2 . Если удастся найти поверхность с низкой работой выхода, которая может противостоять воздействию продуктов разложения, то эффективность ионизации должна возрасти по величине более чем на порядок.

Точно не установлено, диссоциирует ли молекула SF_6 до или после ионизации. Чтобы определить продукты диссоциации, в настоящее время проводятся эксперименты по изучению разложения молекулы SF_6 при контактировании с поверхностью металла в условиях высоких температур. Первым исследуется молибден. Продукты разложения будут определяться путем инфракрасного и хроматографического газового анализа. Предварительные хроматографические исследования SF_6 , взятого непосредственно из баллона, давали только один пик, что указывало на чистоту газа.

В передней полусфере всех полостей не обнаружено никаких коррозионных эффектов. Однако задняя полусфера часто корродировала вблизи никелевой питающей трубки. Предполагается, что реакция между танталом и парами никеля, которая должна происходить при максимальных рабочих температурах ($\sim 1350^\circ$ С), является в такой же степени важной, как и реакция между танталом и компонентами SF_6 . В дальнейшем питающая трубка источников будет изготавливаться также из тантала.

До сих пор не было сделано никаких попыток объединить пучки тяжелых отрицательных и положительных ионов. В дальнейшем будут проведены широкие эксперименты по повышению эффективности ионизации, плотности тока и однородности ионного пучка, по идентификации атомной структуры наиболее тяжелых ионов, а также по изучению взаимодействия смешанных пучков.

Обозначения

- A — сродство с электроном;
- B — коэффициент в температурной зависимости ионного тока [уравнение (23)];
- b, b_1 — коэффициент в соотношении между скоростью испарения положительных ионов и степенью заполнения поверхности [уравнение (25)];
- b', b'_1 — коэффициент в соотношении между током отрицательных ионов и скоростью нейтрального потока [уравнение (24)];
- C — коэффициент в температурной зависимости ионного тока [уравнение (23)];
- E_d — энергия диссоциации;
- E_e — уровни энергии электронов;
- E_k — кинетическая энергия;
- E_{VR} — колебательно-вращательные энергетические уровни;
- ΔE — приращение энергии;
- e — заряд электрона;
- F_1 — тяга на единицу поверхности;
- I — полный ионный ток;
- j — плотность ионного тока;
- k — постоянная Больцмана;
- l_a — теплота испарения атома или молекулы;
- l_i — теплота испарения иона;
- m — масса иона;
- m_0 — масса метастабильного иона;
- m_{ap} — кажущаяся масса иона;
- N — число молекул;
- n — кратность ионизации;
- p — давление;

- p_1 — вероятность [уравнение (8)];
 p_2 — вероятность [уравнение (9)];
 r_a — коэффициент отражения для атомов;
 r_i — коэффициент отражения для ионов;
 S — полная эмиттирующая площадь ионного источника;
 T — абсолютная температура, °К;
 t — время;
 U — потенциал;
 U_a — ускоряющий потенциал;
 U_s — потенциал источника;
 V — объем;
 v — скорость ионов;
 x_a — расстояние между источником и ускоряющим электродом;
 x_{cr} — критическая длина перезарядки;
 α_a — поляризуемость атомов или молекул;
 α_i — поляризуемость ионов;
 ϵ_0 — диэлектрическая постоянная в вакууме;
 θ — степень заполнения поверхности;
 v_p — скорость испарения ионов;
 E — напряженность электрического поля;
 Φ — работа выхода материала поверхности;
 ω_a — статистический вес атомов или молекул;
 ω_i — статистический вес ионов.

И н д е к с ы

- + положительные ионы;
 — отрицательные ионы;
 * возбужденное состояние;
 a — ускоряющий электрод, атомы или молекулы;
 i — ионы;
 s — ионный источник.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Ионов Н. И., «Поверхностная ионизация молекул хлористого калия и хлористого цезия в электрическом поле», *ЖТФ*, 26, № 10, 2200—2203 (1956).
- Ионов Н. И., «О температурной зависимости образования отрицательных ионов иода на поверхности накаливаемого вольфрама», *ЖЭТФ*, 17, № 3, 272—277 (1947).
- Ионов Н. И., «Образование отрицательных ионов в процессе поверхностной ионизации галогенидов щелочных металлов на нагретом вольфраме», *ДАН СССР*, 28, № 6, 512—513 (1940).
- Trishka J. W., Marple D. T. F., White A., «The Production of Halogen Negative Ions at the Surface of a Thoriated Tungsten Filament», *Phys. Rev.*, 85, № 1, 136—137 (1952).
- Дукельский В. М., Ионов Н. И., «Отрицательные ионы селена, теллура, сурьмы и висмута», *ДАН СССР*, 81, № 5, 767—769 (1951).
- Дукельский В. М., Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., «Отрицательные ионы рубидия и цезия», *ДАН СССР*, 68, № 1, 31—32 (1949).
- Дукельский В. М., Зандберг Э. Я., «Отрицательные ионы мышьяка, фосфора, серы и галлия», *ДАН СССР*, 86, № 2, 263—265 (1952).
- Дукельский В. М., «Получение отрицательных ионов посредством перезарядки», *ДАН СССР*, 105, № 5, 955—957 (1955).
- Field F. H., Franklin J. L., «Electron Impact Phenomena and the Properties of Gaseous Ions», Acad. Press., N. Y., 1957, pp. 311—317.

- Ahearn A. J., Hannay N. B., «The Formation of Negative Ions of Sulphur Hexafluoride», *J. Chem. Phys.*, 21, № 1, 119—124 (1953).
- Hickam W. H., Fox R. E., «Electron Attachment in Sulphur Hexafluoride Using Monoenergetic Electrons», *J. Chem. Phys.*, 25, № 4, 642—647 (1956).
- Sunderland R. J., Radbill J. R., «The Development of a Mass Spectrometer for Ion Studies», AFOSR-TN-60-702, Aerojet Report TN-35, Aerojet-General Corporation, Azusa, Calif., June 1960.
- Taylor J. B., Langmuir I., «The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Caesium Films on Tungsten», *Phys. Rev.*, 44, № 6, 423—458 (1933).
- Langmuir I., Kingdon K. H., «Thermionic Effects Caused by Vapors of Alkali Metals», *Proc. Roy. Soc. A107*, 61—79 (1925).
- Killian T. J., «Thermionic Effects Caused by Vapors of Rubidium and Potassium», *Phys. Rev.*, 27, 578—587 (May 1926).
- Becker J. A., «Thermionic and Absorption Characteristics of Caesium on Tungsten and Oxidized Tungsten», *Phys. Rev.*, 28, 341—361 (Aug. 1926).

Капли жидкого металла для двигателей, использующих тяжелые частицы

В. Е. Крон, м.л.

В работе описано получение в больших количествах капель жидкого металла при таком отношении заряда к массе, которое является приемлемым для целей создания тяги. К сожалению, в тех условиях, которые имели место при испытаниях, не удалось избавиться от получения одновременно с заряженными каплями больших количеств ионов металла.

Основным достоинством двигателя, использующего тяжелые частицы, является возможность получения практически полезной тяги при относительной ширине меньше единицы¹⁾, что упрощает проблему нейтрализации пространственного заряда. Чтобы достичь желаемого результата, необходимо производить большие количества тяжелых частиц с отношениями заряда к массе, малыми по сравнению с соответствующими отношениями для тяжелых ионов, но большими по сравнению с теми отношениями, которые были получены ранее [1] для заряженных капель масла. Данная работа содержит результаты предварительных исследований возможности использования для этих целей капель жидкого металла.

Капли заряженного металла получают при электрическом разряде в вакууме у конца небольшой трубки (диаметром 0,127—0,254 мм), из которой вытекает жидкий металл. В исследованиях были использованы эвтектические сплавы Bi — Pb — Sn — Cd (сплав Вуда) и Bi — Pb — Sn. Заряд, масса и радиус капли определяются по известной плотности, а также по амплитуде и продолжительности импульса, который индуцируется, когда капля проходит через цилиндр длиной 7 мм и диаметром 0,5 мм, размещенный на расстоянии около 127 мм от источника. Импульсы фотографировались с экрана катодного осциллографа. Наблюдались капли с радиусами 0,05—0,75 мкм. Капли с радиусом 0,05 мкм (500 Å) являлись в настоящее время наименьшими из тех, которые еще удавалось отличить от шумов. Они имеют заряд $4,5 \cdot 10^{-16}$ к, отношение заряда к массе 80 к/кг ($2,4 \cdot 10^8$) МКСА/г, напряженность поля у поверхности $1,6 \cdot 10^9$ в/м.

Положительные напряжения прикладываются к трубке источника, которая примыкает к трубке диаметром 10,7 мм, заполненной жидким металлом и соединенной с внешней системой, позволяющей контролировать и измерять давление жидкого металла. Если увеличивать напряжение при постоянном давлении (жидкого металла), внезапно наступает капельный разряд. Напряжение уменьшается в результате падения на ограничивающем сопротивлении, но разряд продолжается. Затем ток может быть значительно увеличен при очень малом повышении напряжения. Когда ток растет, заряд больших капель также стремится к увеличению, а их число по сравнению с числом малых капель уменьшается. Отношение заряда к массе малых капель остается почти неизменным.

При снижении давления и повышении напряжения до восстановления разряда замечается та же тенденция: увеличение заряда и уменьшение числа больших капель.

¹⁾ Имеется в виду отношение поперечного размера движителя к его длине.—
Прим. ред.

Эта тенденция (по напряжению и давлению) оказывается настолько заметной, что нам не удалось осуществить электрическую регистрацию капель при напряжениях свыше 7,0 кВ, хотя они и собирались на стеклянных поверхностях, образуя видимый слой. Таким образом, самые большие частицы, зарегистрированные в значительном количестве при 4,5 кВ, имеют размер не менее 0,75 мкм, тогда как при 7,5 кВ они менее 0,05 мкм. В установившемся режиме работы источника при большой величине тока капли постоянной массы имеют разброс по величине заряда в пределах примерно $\pm 20\%$. При более низких токах заряд больших капель имеет больший разброс. Никаких попыток изучения этого распределения, когда максимальные массы капель оказывались ниже предела, при котором еще возможна их электрическая регистрация, не делалось.

На фиг. 1 и 2 приведены типичные результаты исследований со сплавом Вуда при установившемся режиме. Чтобы избежать однотипных расчетов для каждой капли, необработанные данные были нанесены на график и проведены линии, помогающие истолковать результаты. Следует заметить, что капли, особенно меньших размеров, близки к пределу по стабильности против разрушения (распада на еще меньшие), впервые рассчитанному Релем [2]:

$$\frac{\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{2\gamma}{r} \quad (1)$$

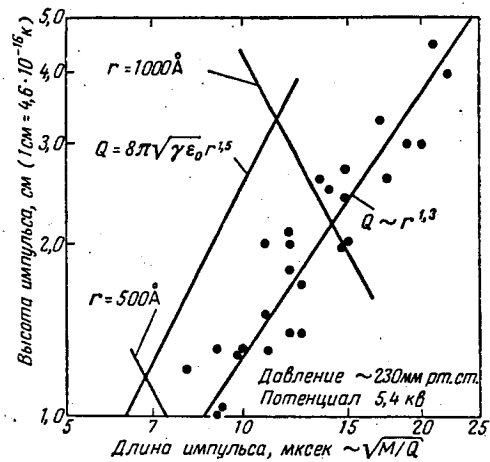
или

$$Q = 8\pi \sqrt{\gamma \epsilon_0} r^{1,5}, \quad (2)$$

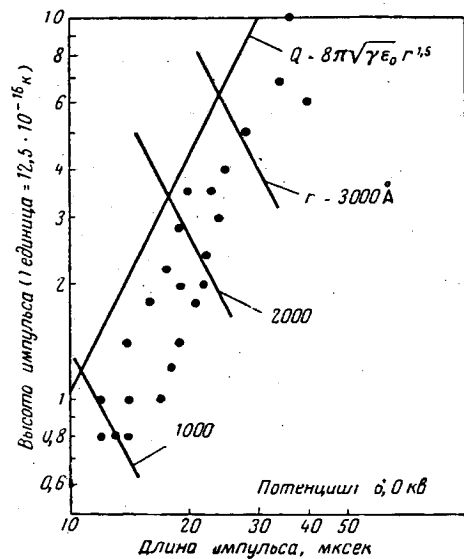
где E — напряженность электрического поля; r — радиус капли; Q — заряд; γ — поверхностное натяжение, которое для сплава Вуда принимается равным 0,4 н/м.

На фиг. 3 показаны некоторые осциллограммы, полученные при условиях, когда размеры капель сплава Вуда близки к пределу их электрического обнаружения. При этом потенциал был 6,8 кВ, скорость развертки — 5 мксек/см и чувствительность — $3,5 \cdot 10^{-16}$ к/см (большие деления на осциллограмме — сантиметры). Наибольшие частицы имеют радиус 570 Å, отношение заряда к массе 60 к/кг ($1,8 \cdot 10^8$ МКСА/г) и напряженность электрического поля на поверхности $1,35 \cdot 10^9$ в/м. При меньшем размере капли измерение длины импульса практически невозможно. На фиг. 4 показаны осциллограммы для сплава Вуда при более низком ускоряющем напряжении (6,0 кВ). Скорость развертки по-прежнему 5 мксек/см и чувствительность $4,5 \cdot 10^{-16}$ к/см; высокочастотный диапазон регистрирующей системы частично срезан. Сигнал группы капель, по размерам близких к пределу возможности электрической регистрации, оказывается сглаженным и сопровождается тремя сигналами больших капель. Самые большие из них имеют радиус 1500 Å, отношение заряда к массе 2 к/кг ($3,6 \cdot 10^7$ МКСА/г) и напряженность электрического поля на поверхности $6,7 \cdot 10^8$ в/м. Меньшие импульсы на этой осциллограмме соответствуют каплям с отношением заряда к массе 80 к/кг ($2,4 \cdot 10^8$ МКСА/г).

В некоторых рабочих режимах все капли по своим параметрам оказывались вне пределов существовавших возможностей электрической регистрации. Они имели меньший заряд, более высокое отношение заряда к массе и меньший радиус, чем капли, которые могут быть идентифицированы электрическим способом. Для того чтобы продемонстрировать возможность получения распределений, основная часть капель в которых имеет радиусы в диапазоне 50—150 Å, использовалась электронная микроскопия. Когда заряды капель выше границы чувствительности электрической регистрации

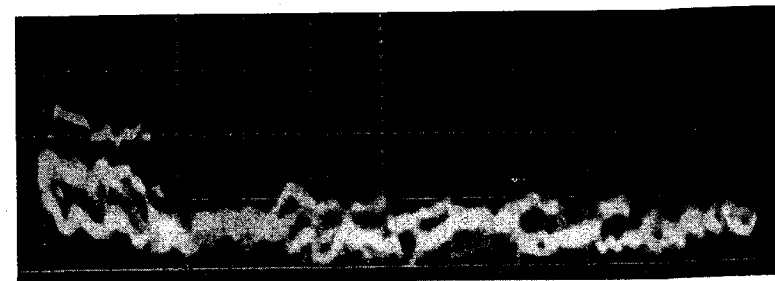


Ф и г. 1.



Ф и г. 2.

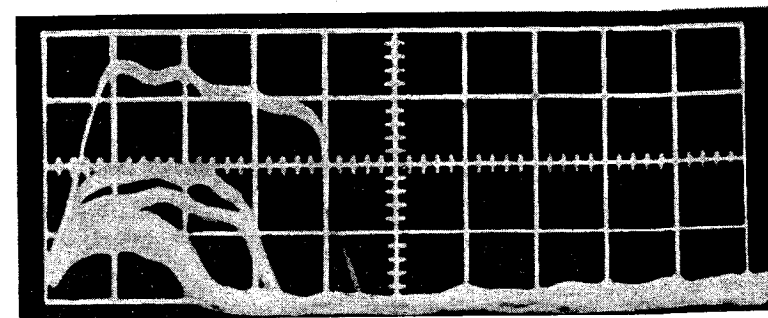
и приближаются к теоретическому пределу [уравнение (4)], то для получения оценки отношений заряда к массе капель радиусами 50–150 Å можно воспользоваться экстраполяцией. Результат такой экстраполяции составляет ~1000 к/кг для капли радиусом 100 Å. Так как величины отношений



Ф и г. 3.

заряда к массе от 100 до 1000 к/кг (удельный импульс 1500–4500 сек при ускоряющем напряжении 1 Ме) представляют определенный интерес для двигателей, работающих на тяжелых частицах, то эти результаты являются весьма обнадеживающими.

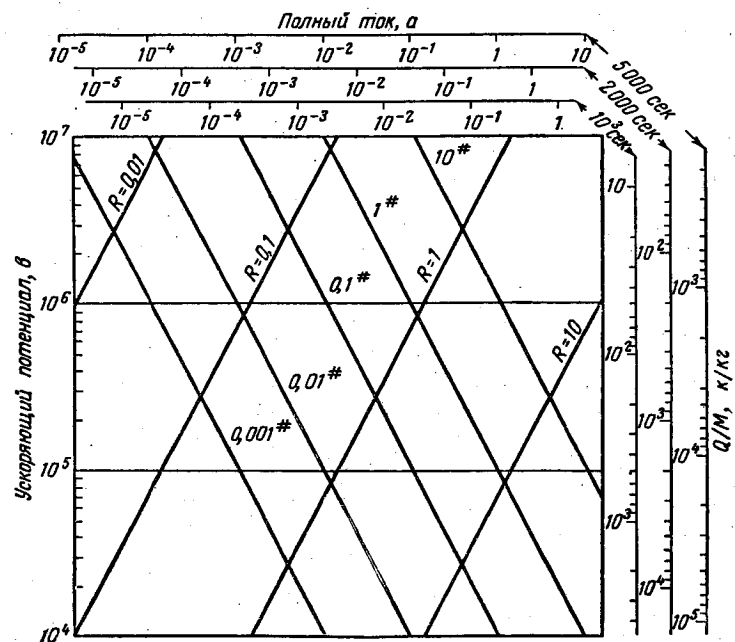
Неблагоприятным является то обстоятельство, что дополнительные измерения указывают на получение наряду с каплями большого количества



Ф и г. 4.

ионов металла. Для этих измерений часть пучка из источника пропусклась через две щели и попадала на медный коллектор, к которому могло быть приложено напряжение смещения относительно заземленного контейнера, окружающего коллектор. Постоянный магнит отклонял ионы, так что они не могли проходить через вторую щель. Обнаружилось, что ток коллектора имеет плато по отношению как к положительному, так и к отрицательному напряжению смещения. Отношение величин плато при отрицательном и положительном смещениях (т. е. отношение тока со вторичными электронами, покидающими коллектор, к току, остающемуся, когда вторичные электроны заперты) является мерой отношения полного тока к току, проводимому положительными носителями. Применение полученных таким образом результатов к полному току источника предполагает, что средняя

эмиссия вторичных электронов со всех поверхностей, подвергающихся ударам положительных носителей, такая же, что и эмиссия с медного коллектора. При положительном смещении отношение токов в присутствии и отсутствие магнита дает величину отношения тока, проводимого тяжелыми частицами, к току, проводимому всеми положительными носителями (принимается,



Фиг. 5.

что угловое распределение ионов и тяжелых частиц одно и то же). Результаты показывают, что уже достигнутый ток капель (1—2 мка с единичного источника¹⁾) является пригодным для некоторых применений в двигателях и что большая часть потока массы состоит из капель.

Однако, поскольку большая часть тока проводится ионами и производимыми ими вторичными электронами, основной задачей в настоящее время является изыскание методов снижения числа ионов и отделения остающихся ионов от капель перед ускорением последних до высоких скоростей.

Одной из исследованных возможностей была замена сплава Вуда эвтектическим сплавом Bi — Pb — Sn, от которого сплав Вуда отличается добавлением Cd. Если относительно высокое давление паров кадмия является причиной получения большого числа ионов, то такая замена должна привести к резкому снижению доли ионной компоненты. Однако никаких заметных изменений при этом не обнаружилось.

Затем были сделаны различные изменения в размерах и форме трубки, которая служила источником жидкого металла для электрического разряда. Но отношения ионного тока к току, переносимому каплями, менялись очень мало, хотя наблюдались некоторые интересные изменения в угловом распределении и спектре геометрических размеров капель.

¹⁾ Под единичным источником понимается одна капиллярная трубка. — Прим. ред.

Другое исследование включало в себя подавление вторичных электронов, которые могут вернуться в трубку источника и нагреть ее. Сетки, использованные для подавления этих электронов, при приложении соответствующих напряжений смещения снижали полный ток примерно на 30%. Подавление вторичных электронов оказало заметное влияние на температуру трубки источника, которая теперь уже и при высоких величинах полного тока не нагревалась докрасна, и вновь изменение отношения ионного тока к току капель было незначительным.

Несмотря на трудности, указанные выше, можно высказать некоторые соображения о двигательных системах на тяжелых частицах. На фиг. 5 дана сводка наиболее интересных параметров. Основное соотношение между ускоряющим потенциалом, тягой и относительной шириной движителя не зависит от других переменных величин [3].

График построен с учетом того, что линии постоянного тока при заданном удельном импульсе вертикальны. На фиг. 5 показаны также отношения заряда к массе и диапазоны полных токов для трех возможных значений удельного импульса: 1000, 2000 и 5000 сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hendricks C. D., Jr., «Charged Droplet Experiments», Ramo-Wooldridge Res. Lab., Rep. № RM-RL-158, Sept. 1959; ARS, Boston; 2nd Symposium on Advanced Propulsion Concepts, Oct. 1959.
2. Lord Rayleigh, «On the Equilibrium of Liquid Conducting Masses Charged with Electricity» *Phil. Mag.*, ser. 5, 14, 184—186 (1882).
3. Ramo-Wooldridge Res. Lab., «Electrostatic Propulsion». *Proc. IRE*, 48, № 4, 477—491 (1960).

Источник плазмы с осциллирующими электронами

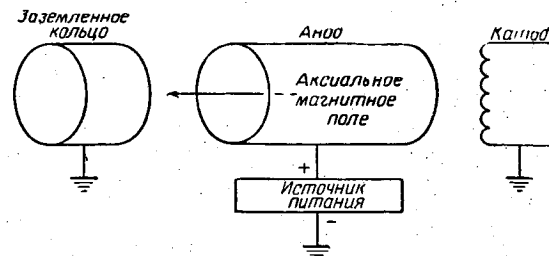
Р. Г. Мейеранд, м.л.

Источник плазмы с осциллирующими электронами позволяет получать плазменный пучок с нейтральзованным объемным зарядом, применимый для космических двигателей с малой тягой. Пучок плазмы является нейтральзованным по объемному заряду и не требует введения электронов для выравнивания зарядов. Такой источник плазмы имеет и ряд других преимуществ. Так как он представляет собой тип источника с электронной бомбардировкой, то любой материал, который может быть испарен при приемлемых температурах, может использоваться в нем в качестве рабочего тела. Так, в исследовательских лабораториях «Юнайтед Эйркрафт корпорейшн» использовали гелий, неон, аргон, криптон, азот, водород, ртуть и углекислый газ. Кроме того, такой источник может работать в широком диапазоне значений удельного импульса при достаточно постоянном к. п. д. Последним и, очевидно, наиболее важным преимуществом является возможность работы источника в условиях нейтральзованного пространственного заряда, т. е. при нулевом результирующем токе, эмиттируемом источником.

Исследование распределения потенциала в источнике и энергии ионов, испускаемых источником, было проведено с помощью зондов Лангмюра и магнитного анализатора¹⁾. Источник дает ионный ток в несколько ампер при энергетическом к. п. д. 25%.

ПРИНЦИП РАБОТЫ

Принцип работы источника плазмы с осциллирующими электронами иллюстрирует фиг. 1.



Ф и г. 1. Конфигурация электродов в разряде Пеннинга.

Конфигурация электродов такая же, как в разряде Пеннинга [1, 2]; оба цилиндрических электрода находятся на одной оси с катодом, эмиттирующим электроны.

Первый цилиндрический электрод (заземленное кольцо) и катод находятся под нулевым потенциалом, а центральный цилиндрический электрод — под положительным потенциалом. Аксиальное магнитное поле создается наружным соленоидом. Электроны, эмиттируемые катодом, ускоряются по направлению к положительному аноду, однако аксиальное магнитное

¹⁾ Анализатор, позволяющий определять количество движения частицы.—
Прим. ред.

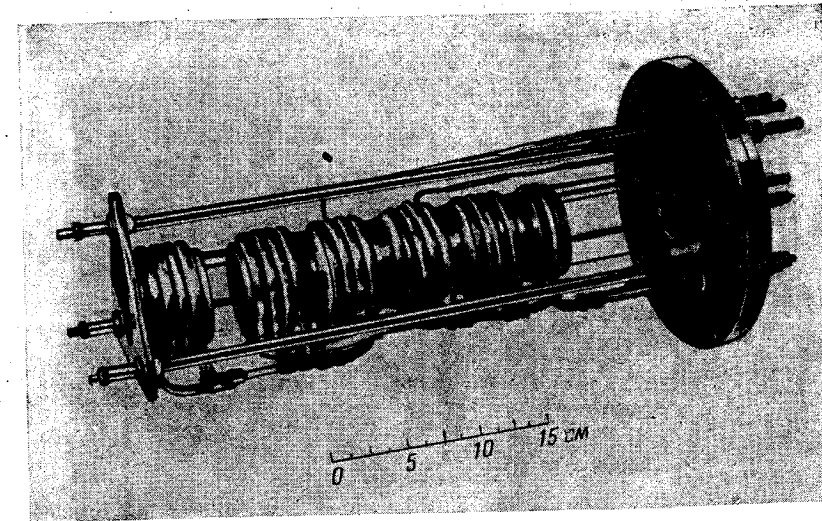
поле принуждает их двигаться по траекториям, параллельным оси источника. Поэтому электроны не пересекают магнитных силовых линий поля и не достигают положительного анода, где они должны были бы собираться.

Электроны проходят через анод и замедляются полем между заземленным электродом и анодом, где они теряют свою кинетическую энергию и ускоряются снова в обратном направлении к положительному аноду. Таким образом, электроны колеблются вдоль оси источника и удерживаются потенциальной ямой, образованной положительным напряжением, приложенным к аноду, и аксиальным магнитным полем.

Если в источник вводится газ под достаточно низким давлением (порядка *мм рт. ст.*), так что средняя длина пути свободного пробега электронов превосходит размеры источника, то электроны будут продолжать колебаться (осциллировать). Однако в этом случае электроны будут сталкиваться с атомами газа, и так как их кинетическая энергия примерно равна потенциалу, приложенному к электродам (от нескольких сотен до тысячи вольт), то она превысит энергию, необходимую для ионизации газа, в результате чего будут образовываться пары ионов. Так как заряд ионов противоположен заряду электронов, электрическое поле, которое ускоряет электроны и удерживает их в потенциальной яме, будет эжектировать противоположно заряженные ионы из источника. Столкновения осциллирующих электронов с атомами газа приводят в конечном счете к диффузии электронов поперек аксиального магнитного поля к аноду, где они собираются и таким путем замыкают анодную цепь. При нормальных рабочих условиях электронный ток на анод является в основном постоянным с небольшой по величине переменной составляющей.

КОНСТРУКЦИЯ ИСТОЧНИКА

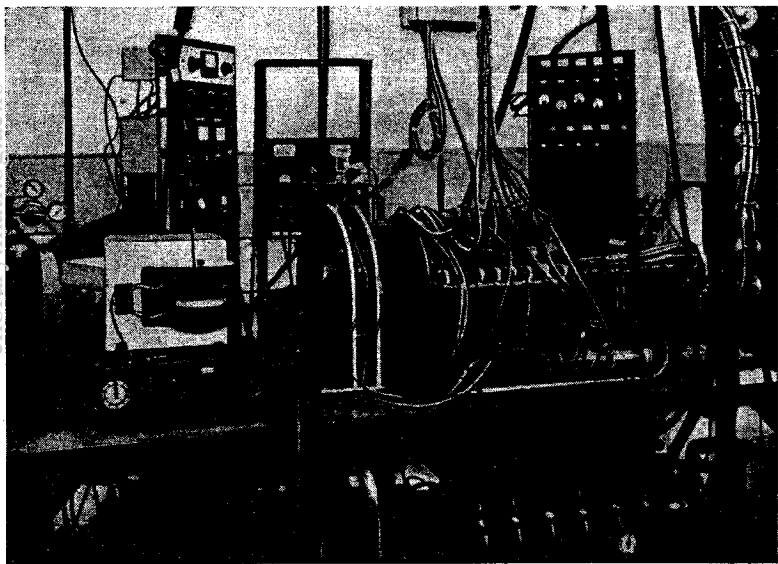
Конструкция электродов показана на фиг. 2. Электроды состоят из охлаждаемых водой медных цилиндров диаметром около 51 мм. Спирально



Ф и г. 2. Общий вид системы электродов источника плазмы.

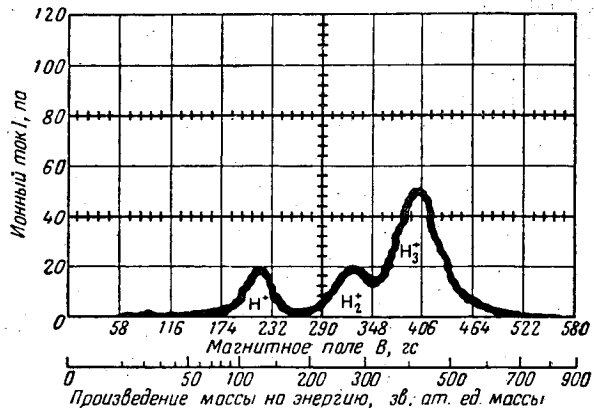
намотанный катод виден справа. Газоподводящая магистраль, через которую рабочее тело вводится в источник, размещается непосредственно под катодом.

Экспериментальная аппаратура показана на фиг. 3. Соленоид, создающий аксиальное магнитное поле, размещается вокруг источника (справа). Стеклоянная вакуумная система видна в зазоре катушек соленооида. В левой части



Фиг. 3. Вид экспериментальной установки.

установки находится охлаждаемая водой мишень, на которую направлен плазменный пучок. Небольшое отверстие, просверленное в мишени, служит

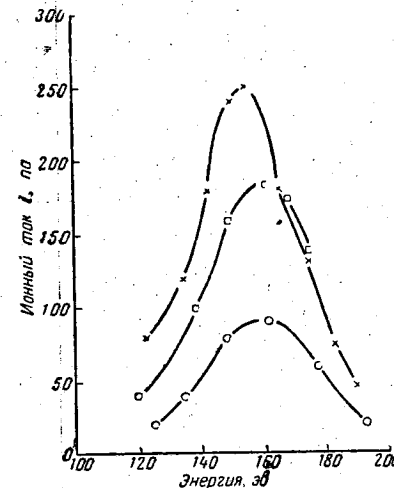


Фиг. 4. Распределение ионов по количеству движения. Напряжение в источнике 202 в; ионный радиус кривизны 76,2 мм.

для отвода части попадающих на нее ионов к магнитному анализатору. Магнитное поле, анализирующее ионы, создает С-образный электромагнит (слева).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКА

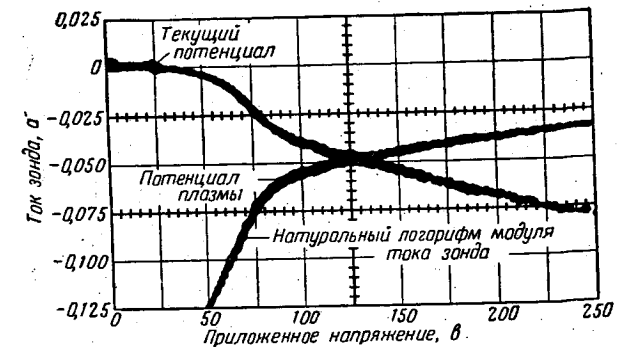
На фиг. 4 представлено распределение ионов по переносимому ими количеству движения, полученное на магнитном анализаторе, который использовался для определения энергии и массы ионов, эмиттированных из источника. При работе с водородом и типичных условиях опыта получены три максимума ионного тока. Так как естественно предположить, что ионы ускоряются в одних и тех же полях источника, то можно сделать вывод, что три пика соответствуют частицам с одной и той же энергией, но различными массами. Если величины масс для этих трех пиков принять равными 1, 2 и 3, то энергии трех видов частиц оказываются примерно равными, как показано на фиг. 5. Таким образом, энергия ионов, эжектированных из источника, может быть приписана одной и той же системе ускоряющих полей.



Фиг. 5. Распределение ионов по энергиям.
○ — H^+ ; □ — H_2^+ × 2; × — H_3^+ .

ИССЛЕДОВАНИЯ С ЗОНДОМ ЛАНГМЮРА

Чтобы определить конфигурацию и напряженность электрических полей, ускоряющих ионы, кроме изучения энергии ионов при их соударении с мишенью после ускорения, должно быть проведено еще и зондирование внутри источника при помощи зонда Лангмюра. Образец полученной при этом кривой показан на фиг. 6. Верхняя кривая на осциллограмме, снятой с экрана двухлучевого осциллографа, представляет вольтамперную характеристику электропроводящего зонда, помещенного в плазму. Потенциал, при котором

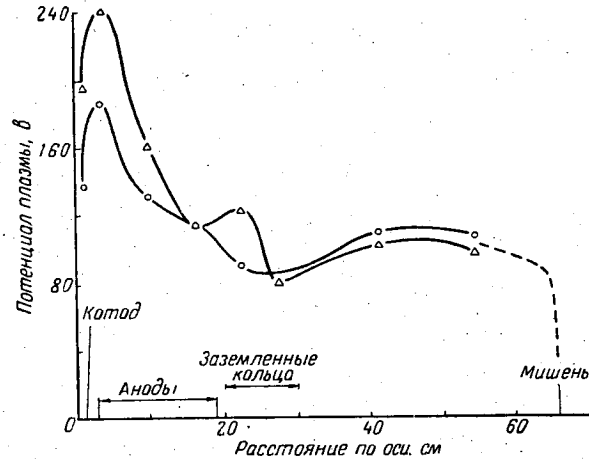


Фиг. 6. Типовая зондовая характеристика. Зонд диаметром и длиной 1,524 мм.

на зонде нет тока, является потенциалом текущей плазмы. Нижняя кривая на осциллограмме представляет логарифм вольтамперной характеристики и получена электронным преобразованием с использованием логарифми-

ческого усилителя напряжения. По форме эта кривая подобна кривой характеристики зонда Лангмюра и состоит из двух прямых линий, соединенных переходной кривой. Изменение наклона кривой происходит при потенциале, равном потенциалу плазмы. Наклон зондовой кривой при напряжениях ниже потенциала плазмы пропорционален энергии электронов.

Результаты зондовых измерений вдоль осевой центральной линии источника даны на фиг. 7. Осевые положения катода, анода и заземленного кольца по отношению к графикам распределения потенциала плазмы показаны внизу. Потенциалы плазмы получаются двумя различными методами. Кривая распределения потенциала, обозначенного V_p (измеренное), представляет потенциал плазмы, полученный при использовании изломов или переходов



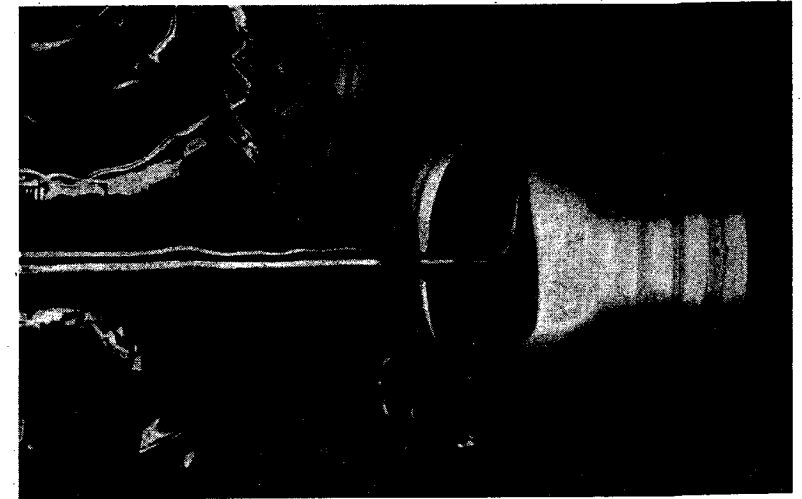
Ф и г. 7. Потенциал плазмы в источнике с осциллирующими электронами.

Δ — V_p расчетное; \circ — V_p измеренное.

в логарифмической вольтамперной зондовой характеристике. Распределение потенциала плазмы, обозначенное V_p (расчетное), представляет собой потенциал текущей плазмы с учетом поправки на измеренную температуру электронов. Соответствия между этими кривыми достаточно, чтобы определить положение и напряженность электрических полей в источнике. Распределение потенциала в плазме действительно подтверждает существование потенциальной ямы для электронов в области положительного анода. Кроме того, на основании измеренных потенциалов плазмы может быть установлен механизм процесса, который позволяет извлекать электроны из источника и нейтрализовать пространственный заряд в пучке плазмы. Потенциал плазмы меняется от нуля (или потенциала земли) на катоде (на фиг. 7 слева), достигает потенциала анода и уменьшается, но не возвращается к нулевому потенциалу в области заземленного кольца на выходе источника. Электроны, выходящие из катода, ускоряются до полного потенциала, приложенного к источнику, и могут покинуть источник, так как они не теряют всей кинетической энергии на выходе и эжектируются вместе с ионами. Ионы в плазменном пучке ускоряются до энергии, равной разности между потенциалом плазмы в области максимума (потенциальная яма) и потенциалом на выходе из источника. Кинетическая энергия электронов равна разности между потенциалом плазмы на выходе из источника и потенциалом земли (нулем).

ВЫВОДЫ

Результирующий ток из источника, работающего при условиях, подобных показанным на фиг. 7, был чисто отрицательным. Чтобы добиться работы с нулевым результирующим эжектированным током, потенциал плазмы на выходе из источника понижался. На фиг. 8 источник показан во время работы. Пучок плазмы извлекается из источника (справа) и собирается на охлаждаемой водой мишени (слева). Ионный ток определялся как калориметрическим способом, так и по потенциалу смещения, подаваемому на мишень для отталкивания электронов. Плотность ионов рассчитывалась



Ф и г. 8. Работающий источник плазмы.

по измеренной плотности ионного тока и спектру скоростей ионов, полученному по данным фиг. 4. Плотность электронов в пучке плазмы измерялась как способом микроволновой радиотехники, так и зондами Лангмюра. Оба измерения показали, что плотность электронов была равна плотности ионов в пределах точности сделанных измерений. Это равенство позволяет полагать, что пространственный заряд в пучке отсутствует и ток плазмы из источника не будет ограничен влиянием пространственного заряда.

Источник работал с токами пучка более 5 а и тягой в несколько граммов, которая измерялась маятниковой мишенью длительное время. Тяга до 4,5 Г была измерена в течение короткого периода. На фиг. 8 показан источник, работающий на аргоне; давление в камере $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. При токах анода и катода 7,5 и 6,5 а соответственно анодное напряжение равно 200 в, аксиальное магнитное поле 1500 гс. Удельный импульс плазменного пучка равен ~ 2600 сек.

В источнике успешно использовались гелий, неон, аргон, криптон, азот, водород, ртуть и углекислый газ без изменения его конструкции или рабочих параметров. Таким образом, при тех же источнике и системе энергоснабжения, заменяя рабочее тело, можно получить изменение удельного импульса в 10 раз.

Измеренный энергетический к. п. д. источника или отношение входной мощности к кинетической энергии пучка при существующей конфигурации источника составляет $\sim 25\%$. Здесь не учитывается мощность, потребная для соленоида и катода. В дальнейшем предполагается измерить коэффициент использования рабочего тела в источнике плазмы и исследовать методы снижения потерь мощности в источнике. Можно надеяться, что эти исследования дадут в результате примерно вдвое более высокий общий к. п. д. источника при низких и средних удельных импульсах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Penning F. M., Moubis J. H. A., «Eine Neutronenrohre Ohne Pumpvorrichtung», *Physica*, 4, 1190—1199 (1937).
2. Meyer and R. G., Jr., Brown S. C., «High-Current Ion Source», *Rev. Sci. Instr.*, 30, № 2, 110—111 (Feb. 1959).

Теория ионной эмиссии с пористых сред

Г. М. Назарян, Г. Шелтон

Понятие длины диффузии используется для того, чтобы предсказать отношение числа атомов щелочного металла к числу ионов, испаряющихся с поверхности пористого вольфрама. Нейтральным испарением называется испарение с открытой поверхности эмиттера и испускание непосредственно из самих пор. Последнее определяется как отношение объемного потока к поверхностному на выходах из пор, т. е.

$$\left(\frac{I_p}{I_s}\right)_{\text{вых}} = \frac{4}{3} \left(\frac{a}{\Delta_a}\right)^2,$$

где a — радиус пор; Δ_a — длина диффузии. Эта длина выражается через коэффициент поверхностной диффузии D_s и время τ_a пребывания на поверхности адсорбированных атомов щелочного металла

$$\Delta_a = (D_s \tau_a)^{1/2}.$$

Оценки для цезия на вольфраме дают следующие величины: $\Delta_a(1000^\circ \text{K}) = 650$ м.к.м., $\Delta_a(1600^\circ \text{K}) = 2$ м.к.м. Это указывает на необходимость при более высоких температурах иметь поры с микронными размерами. Явление, происходящее на ионизирующей поверхности, исследуется с целью определения лучших условий работы и выбора оптимального расстояния между порами для достижения высоких плотностей тока при незначительном нейтральном испарении. Показано, что подача должна обеспечивать такой уровень, при котором поверхностное покрытие (степень заполнения поверхности) в областях, наиболее удаленных от пор, является достаточным, чтобы эмиттировать ионы с плотностью ионного тока, определяемой пространственным зарядом и соответствующей приложенному напряжению и длине ускоряющего промежутка. На эмиттирующей поверхности отношение нейтрально испаренной компоненты к эмиссии ионов определяется соотношением $(1/24)(2l/\Delta_a)^2$, где $2l$ — расстояние между порами. На площадях, которые питаются рабочим телом недостаточно, поверхностное покрытие падает очень быстро с расстоянием, следовательно, диффузия цезия в непористую область поверхности не помешает попыткам ограничения эмиссии ионов для улучшения ионной оптики строго определенной области.

ВВЕДЕНИЕ

Было показано, что ионизация паров щелочных металлов на горячей поверхности металлов с высокой работой выхода является вполне достаточной для использования этого процесса в электростатических двигательных системах [1]. Однако получение приблизительно однонаправленного пучка ионов с высокой скоростью потока массы ставит серьезные проблемы в связи с подачей нейтральных паров щелочных металлов на горячую поверхность. Обмен зарядами между ионами и нейтральными атомами, утечка неионизированных атомов из выходных отверстий и т. п. представляют собой те недостатки, которые связаны с существованием высокого давления паров щелочного металла в ускоряющем промежутке. Поэтому необходимо избегать использования устройств с фронтальной подачей рабочего тела.

Изготовление пористой вставки из металла с высокой работой выхода рассматривалось исходя из удобства введения паров щелочного металла тыльной стороны эмиттера. Естественно, переход к такой конструкции эмиттера требует изучения явлений, не встречающихся в случае прямой подачи

Необходимо исследовать процессы, в результате которых щелочной металл, поданный с тыльной стороны пластины из пористого материала, пройдя через поры, достигнет внешней стороны пластины, где может происходить его ионизация. В этих исследованиях важную роль играют характеристики поверхностной миграции адсорбированного щелочного металла. Представленная здесь теория является попыткой объяснить факторы, которые диктуют выбор определенного размера пор и расстояния между ними для достижения высокой плотности ионного тока при минимальной нейтральной эмиссии. Рассмотрено также влияние основных параметров работы источника: температуры эмиттера, давления подачи паров щелочного металла и ускоряющего напряжения. В заключение исследуется возможность ограничения эмиссии ионов тесно очерченной областью, что представляет интерес для улучшения ионной оптики путем распределения по всей поверхности эмиттера профилированных эмиттирующих областей, чередующихся с участками, не обладающими эмиссией.

ДВИЖЕНИЕ ПАРОВ ВНУТРИ ПОРИСТОЙ ВСТАВКИ

Наиболее вероятно, что атомы щелочного металла будут ионизироваться не во время прохождения через внутреннюю часть пористой вставки, а только после достижения наружной поверхности, где сочетаются необходимые условия невысокой степени заполнения поверхности, обеспечивающей высокую работу выхода, и наличия ускоряющего поля. Поэтому если в результате тыльной подачи мы стремимся получить ионы, то поток щелочного металла на выходах из пор должен в основном принимать форму поверхностной миграции. Если в данной поре, кроме поверхностного, имеется еще и объемный поток щелочного металла, то он будет продолжать двигаться из расширяющегося выхода поры без ионизации. Поэтому первая часть работы посвящена анализу процессов течения в порах, т. е. внутри пористой вставки, и определению таким путем прямых потерь пара в порах в зависимости от их размеров и температуры.

Принятая модель структуры пористого вольфрама состоит из длинных параллельных трубок длиной L и радиусом a . Поток внутри трубки при постоянной температуре вставки делится на две части: объемное течение атомов газообразного щелочного металла, диффундирующих под действием градиента давления dp/dx (объемная фаза), и поверхностное движение, где диффузия вдоль поверхности стенки идет под действием градиента концентрации $d\sigma/dx$ (поверхностная фаза). Мы можем написать уравнение Кнудсена¹⁾ для расхода I_v , переносимого объемной фазой,

$$I_v(x) = -\frac{8}{3} \frac{\pi a^3}{(2\pi m k T)^{1/2}} \frac{dp}{dx} \quad (1)$$

и уравнение диффузии для расхода I_s , переносимого поверхностной фазой,

$$I_s(x) = -2\pi a D_s \frac{d\sigma}{dx} \quad (2)$$

Отношения (1) и (2) дают

$$\frac{I_v}{I_s} = \frac{4}{3} \frac{a^2 dp/d\sigma}{D_s (2\pi m k T)^{1/2}} \quad (3)$$

Предполагая наличие локального равновесия, связь между обеими фазами получим, используя изотерму адсорбции, $p = p(\sigma, T)$. Так как вакуум у вы-

¹⁾ Мы используем формулу Кнудсена, так как интересующие нас давления достаточно низки, чтобы считать, что мы имеем свободномолекулярный поток, т. е. величина пути свободного пробега значительно больше чем a . Однако даже при низком давлении может оказаться, что формулу Кнудсена в случае пористой среды следует умножить на $(3\pi/16)$ [2, 3].

ходного конца трубки достаточно высок, можно рассчитать отношение, данное уравнением (3) для участка, близкого к выходной области, используя уравнение изотермы в виде

$$\frac{p}{(2\pi m k T)^{1/2}} = \frac{\sigma}{\tau_a} \quad (4)$$

где τ_a — время пребывания атома щелочного металла на поверхности в случае исчезающе тонкого покрытия. Таким образом,

$$\left(\frac{I_v}{I_s}\right)_{x \approx L} = \frac{4}{3} \frac{a^2}{D_s \tau_a} = \frac{4}{3} \left(\frac{a}{\Delta_a}\right)^2 \quad (5)$$

где длина диффузии определяется как $\Delta_a = (D_s \tau_a)^{1/2}$. Возможное несоответствие этого результата в случае применения его непосредственно для выходного конца поры может быть обусловлено неприменимостью здесь формулы Кнудсена вследствие краевых эффектов, а также тем, что понятие давления в этой точке теряет свой смысл. Однако в действительности выход поры не обозначен достаточно четко из-за скругленной формы частиц, ограничивающих пору, и это сводит значение указанных выше эффектов к минимуму. Вопрос о давлении также может оказаться второстепенным для реальных условий в области, где степень заполнения поверхности, а следовательно, и давление поддерживаются крайне низкими, как это имеет место около выхода поры.

Все приводимые здесь расчеты сделаны применительно к случаю, когда в качестве щелочного металла используется цезий, а в качестве материала с высокой работой выхода — вольфрам, так как для такой комбинации имеется наибольшее количество экспериментальных данных. Однако даже для цезия на вольфраме коэффициент поверхностной диффузии не был измерен для $T > 1200^\circ \text{K}$. Лангмюр и Тейлор [4] измерили коэффициент D_s для температурного диапазона $650 - 812^\circ \text{K}$ и в работе [5] указали метод, по которому D_s может быть рассчитан за пределами этого диапазона. Принимается, что этот коэффициент определяется последовательностью двух времен задержки: времени задержки до прекращения удержания и начала движения и времени движения к ближайшей прилегающей точке пребывания после того, как движение уже началось. В то время как процесс выхода из ловушки зависит от обратной температуры экспоненциально, зависимость переходного процесса оказывается более слабой и пропорциональна корню квадратному из температуры. При низких температурах экспоненциальная зависимость является определяющей, а временем движения можно пренебречь, но при температуре $\sim 1000^\circ \text{K}$ время, затрачиваемое на переход, становится сравнимым с временем пребывания. Таким образом, после $T = 1600^\circ \text{K}$ коэффициент D_s почти не зависит от температуры и имеет значение на порядок ниже, чем величина, найденная путем экспоненциальной экстраполяции данных, полученных при низкой температуре (табл. 1).

Таблица 1

$T, ^\circ\text{K}$	$\tau_{\text{вых}} \cdot 10^{13}, \text{сек}$	$\tau_{\text{перех}} \cdot 10^{13}, \text{сек}$	$D_s \cdot 10^4, \text{см}^2/\text{сек}$
600	1100	11	0,016
800	59	9,5	0,25
1000	9,8	8,5	0,95
1200	3,0	7,7	1,60
1400	1,3	7,1	2,10
1600	0,7	6,7	2,40

Предположение, положенное в основу работы [5], состоит в следующем. Даже когда атом цезия затрачивает большую часть своего времени на движение, ловушки, тем не менее, оказывают влияние на процесс, создавая случайные направления движения и тем самым способствуя процессу диффузии со средней длиной свободного пробега, определяемой межатомными расстояниями в кристаллической решетке.

Если порядок частоты колебаний уловленного атома цезия равен 10^{12} — 10^{14} сек^{-1} (что обычно для колебаний решетки), то при более высоких температурах атом за время пребывания в ловушке совершает всего несколько колебаний, и предположение об усредняющем влиянии ловушек может оказаться сомнительным. Однако Лангмюр [6] при изучении отражения атомов от поверхностей сделал заключение, что случайный характер взаимодействия устанавливается между соседними атомами металла уже за время, составляющее лишь малую долю от времени, необходимого для совершения единичного колебания. Даже если это предположение оправдывается не полностью, можно внести поправку, используя некоторую большую величину для средней длины свободного пробега, скажем, порядка 10 межатомных расстояний в решетке. Это увеличивает D_s в 10 раз, но длина диффузии пропорциональна корню квадратному из D_s , и поэтому она увеличится примерно в 3 раза. Чтобы обосновать это предположение для случая цезия на чистом вольфраме (как и в более реальном случае — на «грязном», или окисленном, вольфраме), мы предполагаем выполнить необходимые эксперименты при высоких температурах.

Время пребывания τ_a было измерено [5] при более низких температурах, чем представляющие здесь интерес, но экстраполяция в этом случае не сложна, так как нет никакого другого периода задержки, кроме требующегося для выхода атома с поверхности, причем потенциал адсорбции имеет гораздо большую величину (2,83 эв), чем энергия, необходимая для выхода из ловушек в случае поверхностной миграции (0,61 эв). Этот большой потенциальный барьер приводит к гораздо большим величинам для времени пребывания

$$\tau_a = 3,6 \cdot 10^{14} \exp(-62 + 32380/T). \quad (6)$$

Пользуясь формулой (6), получаем следующую таблицу:

Таблица 2

$T, ^\circ\text{K}$	$\tau_a, \text{сек}$	$\Delta_a, \text{мкм}$
1000	45	650
1200	0,23	60
1400	$4,5 \cdot 10^{-3}$	10
1600	$2,3 \cdot 10^{-4}$	2

Вводя в уравнение (5) величины Δ_a из табл. 2, мы получим результаты, приведенные в табл. 3. Величины в скобках соответствуют величине D_s , в 10 раз большей, чем приведенная в табл. 1 для 1600°K .

Данные табл. 3 показывают, что удовлетворительные размеры пор чрезвычайно чувствительны к рабочей температуре, которая в свою очередь определяет плотность получаемого тока. Например, так как для поддержания плотности тока 25 ма/см^2 требуется температура более 1450°K [1], то нужные поры радиусами не более микрона, если прямая потеря нейтральных атомов должна быть пренебрежимо малой. При более низких плотностях тока и рабочих температурах выбираются значительно большие размеры пор. Необходимость работы при температуре, близкой к критической величине, которая

Таблица 3

Радиус поры $a, \text{мкм}$	Доля (теоретическая) атомов цезия, уходящих непосредственно через каналы пор в вольфраме, %			
	1000°K	1200°K	1400°K	1600°K
50,0	1	56	98	100 (99)
10,0	0	5	57	97 (77)
5,0	0	1	25	89 (45)
1,0	0	0	1	25 (3)
0,8	0	0	1	18 (2)
0,6	0	0	0	11 (1)
0,4	0	0	0	5 (1)
0,2	0	0	0	1 (0)

потребна для поддержания максимальной плотности тока, определяемой пространственным зарядом, диктуется, таким образом, не только тепловым к. п. д., но и соображениями эффективного использования массы рабочего тела и освобождения ускорительной камеры от нейтральных атомов.

Теперь установим зависимости давления и связанной с ним степени заполнения поверхности от длины пути через пористую вставку, а также величины полного расхода при данном давлении за вставкой. При установившемся режиме полный расход

$$I = I_p(x) + I_s(x) \quad (7)$$

постоянен и не зависит от координаты вдоль оси трубки.

Вводя выражения для I_p и I_s из уравнений (1) и (2) в уравнение (7) и интегрируя от $x = 0$ до $x = L$ при начальных условиях

$$p(0) = p_0, \quad \sigma(0) = \sigma_0, \\ p(L) = \sigma(L) = 0,$$

найдем

$$I = I^* (1 + \alpha), \quad (8)$$

где

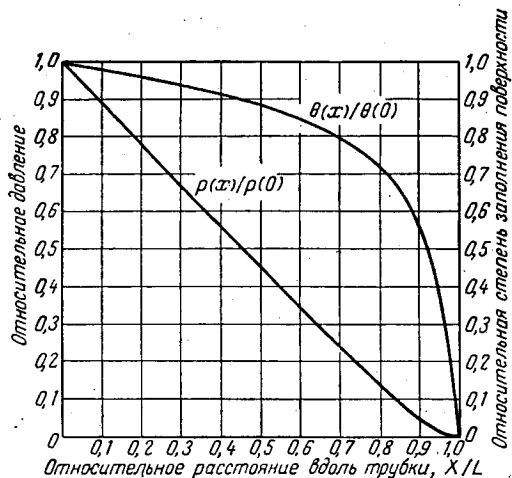
$$I^* = \frac{8}{3} \frac{\pi a^3}{(2\pi mkT)^{1/2}} \frac{p_0}{L}, \\ \alpha = \frac{3}{4} \frac{D_s \sigma_0 (2\pi mkT)^{1/2}}{a^2 p_0}.$$

При интегрировании коэффициент диффузии D_s считался постоянным и не зависящим от степени заполнения поверхности, что согласуется с высказанным выше положением об определяющем влиянии шага кристаллической решетки на среднюю длину свободного пробега мигрирующего цезия. Заметим, что если бы поверхностной адсорбции не было, полный расход передавался бы исключительно объемной фазой, расход которой определяется величиной I^* . Однако при наличии адсорбции доли объемного и поверхностного расходов в общем расходе отнюдь не остаются постоянными по длине канала, а оказываются в разных точках различными вследствие того, что dp/dx и $d\sigma/dx$ изменяются по длине канала. Уравнением (7) дается лишь сумма расходов, которая остается постоянной. Интегрируя уравнение (7) снова, на этот раз

от $x = 0$ до произвольного сечения x , получим

$$\frac{x}{L} = \frac{(1-p/p_0) + \alpha(1-\sigma/\sigma_0)}{1+\alpha} \quad (9)$$

Подставляя изотерму адсорбции $p = p(\sigma, T)$ в уравнение (9), можно рассчитать распределение давления и степень заполнения поверхности для данных величин параметров p_0, T и α . Предположим, $T = 1600^\circ \text{K}$ и $\alpha = 0,2 \text{ мкм}$; при этом на выходе, т. е. при $x = L$, будет преобладать поверхностный поток.



Расчетные распределения давления цезия и степени заполнения поверхности вдоль цилиндрической поры в вольфраме при условии выхода 1% нейтральных атомов и плотности ионного тока $j = 0,01 \text{ а/см}^2$. $T = 1600^\circ \text{K}$; $D_s = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$; $p(0) = 5 \text{ мм}$; $\theta(0) = 0,37$; $\alpha = 0,2 \text{ мкм}$; $a = 0,12$.

Принимая для определенности, что одна трубка обслуживает площадь поверхности эмиттера, равную πR^2 с $R = 3a$, что для пористых материалов вполне реально, и принимая также, что весь поверхностный расход будет эмиттироваться как ионный ток с ионизирующей поверхности, можно записать для плотности ионного тока следующее выражение:

$$j = eI^* \frac{1+\alpha}{9\pi a^2} = \frac{8eap_0/L}{27(2\pi mkT)^{1/2}} (1+\alpha) \quad (10)$$

Задаваясь реальным значением $L = 0,381 \text{ мм}$, можно подсчитать, что необходимое давление паров цезия за пористой вставкой, обеспечивающее плотность тока $0,01 \text{ а/см}^2$, равно $p_0 = 5 \text{ мм рт. ст.}$ Эта величина давления паров цезия соответствует равновесию с жидкой фазой при 350°C и практически поддается регулировке.

Соответствующая степень заполнения поверхности вольфрама при 1600°K может быть рассчитана по изотерме Тейлора — Лангмюра [5]. Расчет дает $\sigma_0 = 1,30 \cdot 10^{14} \text{ атом/см}^2$, что соответствует степени заполнения $\theta_0 = 0,37$, т. е. 37% поверхности будет заполнено адатомами цезия. Так как средняя длина пути свободного пробега в парах цезия при 1600°K и давлении 5 мм рт. ст. составляет около 30 мкм , то $\lambda/a = 150$, что подтверждает наше предположение о свободномолекулярном характере течения. В соответствии с полученными данными находим, что $\alpha = 0,12$, следовательно, полный расход I лишь на 12% превышает величину расхода в условиях отсутствия

поверхностной адсорбции. Тем не менее поверхностный расход при $x = L$ в 100 раз больше, чем объемный (по Кнудсену). Распределения давления и степени заполнения поверхности по всему каналу, рассчитанные по уравнению (9) с учетом изотермы Тейлора — Лангмюра [5] и полученных выше параметров, показаны на фигуре. Так как уравнение (3) может быть переписано в виде

$$\frac{I_p}{I_s} = \frac{1}{\alpha} \frac{d(p/p_0)}{d(\sigma/\sigma_0)} \quad (11)$$

то отношение наклонов двух кривых определяет отношение объемного расхода к поверхностному в данном сечении. Мы уже знаем, что $(I_p/I_s)_{x=L} = 0,01$. Используя точные численные значения, по которым построены кривые, получим следующую таблицу:

Таблица 4

x/L	$x, \text{ мкм}$ $L=0,381 \text{ мм}$	θ	$p, \text{ мм}$	I_p/I_s
0	0	0,37	5,00	55
0,57	215	0,31	1,90	23
0,84	320	0,24	0,47	7
0,92	350	0,19	0,14	2
0,9765	372	0,075	0,0065	0,1
0,9880	376	0,04	0,0017	0,05
0,9955	379	0,015	0,0004	0,02
1,000	381	0,00	0,0000	0,01

ЯВЛЕНИЯ НА ИОНИЗИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Атомы щелочного металла, достигающие выхода пор в поверхностной адсорбированной фазе, имеют возможность за время их пребывания на поверхности испариться в виде ионов. Рассмотрим модель, в которой эмиттирующая поверхность, окружающая пору, имеет форму кольца с радиусами: внутренним a и внешним R . Испарение ионов и атомов с этой поверхности должно восполняться поверхностной диффузией, с тем чтобы распределение адатомов $\sigma(r)$ при установившемся режиме сохранялось неизменным с $\sigma_{\text{макс}}$ при $r = a$ и $\sigma_{\text{мин}}$ при $r = R$. Для низких степеней заполнения, которые здесь представляют интерес, скорости испарения нейтральных атомов и ионов выражаются соответственно через

$$v_a = \frac{\sigma}{\tau_a}, \quad v_p = \frac{\sigma}{\tau_p} \quad (12)$$

где τ_p — среднее время пребывания атома на поверхности до момента его испарения в виде иона. Плотность ионного тока будет ограничена пространственным зарядом; величина j соответствует приложенному напряжению и длине ускоряющего промежутка, так что испарение любого избыточного количества ионов сверх этой величины приведет к их возвращению на поверхность, давая в действительности

$$v_p = \frac{j}{e}, \quad \sigma > \sigma^* \quad (13)$$

где

$$\sigma^* = \frac{j}{e} \tau_p. \quad (14)$$

Рассмотрим три случая:

$$\text{I } \sigma_{\text{мин}} = \sigma^*,$$

$$\text{II } \sigma_{\text{мин}} > \sigma^*,$$

$$\text{III } \sigma_{\text{мин}} < \sigma^*.$$

Режимы работы, соответствующие этим случаям, будем называть: нормальная подача, избыточная и недостаточная. Анализ был выполнен для всех трех случаев не только при цилиндрической геометрии, соответствующей рассмотренной модели в форме диска, но и для эмиттирующей области в форме полосы, где переменная x изменяется от 0 до l , с кромкой поры при $x=0$; длина $2l$ соответствует расстоянию между порами. В численных результатах для этих двух геометрий нет существенной разницы, поэтому изложение ведется ниже через переменную x вследствие аналитической простоты получаемых при этом результатов.

Принимая картину симметричной относительно $x=l$, можно выразить условие сохранения расхода частиц, приравняв диффузионный поток атомов через линию единичной длины, расположенную в сечении x , количеству частиц, испаряющихся из всей области между x и l в единицу времени. В результате получим

$$-D_s \frac{d\sigma}{dx} = \int_x^l (v_a + v_p) dx \quad (15)$$

или

$$D_s \frac{d^2\sigma}{dx^2} = v_a + v_p = \frac{\sigma}{\tau_a} + v_p, \quad (16)$$

при

$$\left(\frac{d\sigma}{dx} \right)_l = 0. \quad (17)$$

С л у ч а й I. Нормальная подача; $\sigma(l) = \sigma^*$.

В этом случае всюду $v_p = j/e = \sigma^*/\tau_p = \text{const}$. С другой стороны, испарение атомов v_a , равное σ/τ_a , будет изменяться как сама концентрация σ , падая от максимума при $x=0$ до минимальной величины σ^*/τ_a при $x=l$. Для больших значений l максимальная степень заполнения будет еще больше, так как диффузия должна обеспечить необходимое количество щелочного металла для испарения ионов при $x=l$. Большие степени заполнения будут приводить к соответственно большим долям нейтральных испаренных атомов. Так как на практике желательнее иметь нейтральное испарение по сравнению с ионным ничтожно малым, то необходимо прежде всего получить распределение $\sigma(x)$, соответствующее пренебрежимо малому v_a :

$$\frac{\sigma(x)}{\sigma^*} = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{l-x}{\Delta_p} \right)^2. \quad (18)$$

Подсчитывая среднюю величину атомарного испарения \bar{v}_a для этого распределения, находим

$$\bar{v}_a = \left(1 + \frac{1}{6} \frac{l^2}{\Delta_p^2} \right) \frac{\tau_p}{\tau_a} = \frac{\tau_p}{\tau_a} + \frac{1}{6} \left(\frac{l}{\Delta_p} \right)^2, \quad (19)$$

где длина диффузии для ионов определяется как $\Delta_p = (D_s \tau_p)^{1/2}$. Снова используя данные Тейлора — Лангмюра [5] для цезия на вольфраме, имеем

$$\tau_p = 3,6 \cdot 10^{14} \exp(-61,31 + 23\,699/T). \quad (20)$$

Следующая таблица получена из уравнения (20) и табл. 1 и 2:

Таблица 5

Т, °К	τ_p , сек	$10^2 \frac{\tau_p}{\tau_a}$	Δ_p , мкм	Δ_a , мкм
1000	$1,8 \cdot 10^{-2}$	0,04	13	650
1200	$2,9 \cdot 10^{-4}$	0,13	2,2	60
1400	$1,8 \cdot 10^{-5}$	0,40	0,6	10
1600	$2,3 \cdot 10^{-8}$	1,00	0,2	2

Так как τ_p/τ_a мало во всей области температур, представляющих интерес, то из уравнения (19) видно, что пренебрежение атомарным испарением справедливо, если член $1/6 (l/\Delta_p)^2$ достаточно мал. Чтобы эта величина равнялась 0,01, расстояние между порами должно быть равно $1/2 \Delta_p$.

Интересные результаты получаются, если обусловить, что прямая потеря нейтральных атомов из пор и потеря из-за нейтрального испарения с ионизирующей поверхности малы и равны друг другу, т. е. $(I_p/I_s)_{\text{вых}} = v_a/v_p$. Это дает

$$\frac{4}{3} \frac{a^2}{\Delta_p^2} = \frac{1}{6} \frac{l^2}{\Delta_p^2}$$

или

$$l^2 = 8a^2.$$

Этот результат очень близок действительному отношению расстояния между порами к размеру пор, найденному в экспериментах с пористыми вставками, и подтверждает, что для реальных пористых сред нет существенного расхождения с теоретическими требованиями, предъявляемыми к размеру пор и промежуткам между ними.

Чтобы рассчитать долю нейтральных атомов, эмиттированных с ионизирующей поверхности, когда эта доля велика, решим уравнение (16), включая в него на этот раз члены, учитывающие испарение нейтральных атомов; в результате получим

$$\frac{\sigma(x)}{\sigma^*} = \left(\frac{\tau_a}{\tau_p} + 1 \right) \text{ch} \left(\frac{l-x}{\Delta_a} \right) - \frac{\tau_a}{\tau_p}. \quad (21)$$

Интегрирование этого уравнения для определения средней величины испарения нейтральных атомов дает

$$\bar{v}_a = \left(1 + \frac{\tau_p}{\tau_a} \right) \frac{\text{sh}(l/\Delta_a)}{l/\Delta_a} - 1. \quad (22)$$

Пренебрегая τ_p/τ_a , можно оценить \bar{v}_a/v_p как функцию l/Δ_a из приближения, даваемого уравнением (19), и из уравнения (22). Результаты сведены в табл. 6.

Эта таблица показывает, что формула

$$\bar{v}_a = \frac{1}{6} \left(\frac{l}{\Delta_a} \right)^2 \quad (23)$$

является приемлемой для определения требуемых величин промежутков между порами.

Методика получения нормальной подачи в лабораторных условиях состоит в следующем. При постоянных напряжении и длине ускоряющего про-

Таблица 6.

l/Δ_p	$\bar{v}_a/v_p = \frac{1}{6} (l/\Delta_p)^2$	\bar{v}_a/v_p^1
1/4	0,01	0,01
1/2	0,04	0,04
3/4	0,09	0,09
1	0,17	0,18
5/4	0,26	0,28
3/2	0,38	0,42
7/4	0,51	0,59
2	0,67	0,81

1) Из уравнения (22).

межутка увеличивается давление паров щелочного металла p_0 перед пористой вставкой до тех пор, пока измеренная плотность ионного тока не достигнет насыщения. Это означает, что все области поверхности эмиттируют полную физически возможную величину j , и поэтому σ_{\min} больше, чем σ^* . Затем постепенно снижаем p_0 до величины, при которой измеренная j начинает падать. В этой точке подача является достаточной, чтобы поддерживать $\sigma_{\min} = \sigma^*$.

С л у ч а й II. Избыточная подача; $\sigma(l) > \sigma^*$.

Никаких преимуществ работа в таком режиме не дает, так как любая степень заполнения, превосходящая σ^* , приводит к соответствующему испарению нейтральных атомов. Кроме того, при чрезмерном повышении σ начинает ухудшаться эмиссия ионов за счет уменьшения работы выхода поверхности. В качестве примера предположим, что мы работаем при нормальной подаче, равной 1,01 от ионной эмиссии. Тогда одновременно с эмиссией ионов 1% выходит в виде нейтральных атомов. Если подача увеличивается до значения, равного 1,05 от ионной эмиссии, то 5% должно выходить в качестве нейтральных атомов, а это значит, что эмиссия нейтральных атомов и степень заполнения поверхности увеличились в 5 раз.

С л у ч а й III. Недостаточная подача; $\sigma(l) < \sigma^*$.

Если расстояние между порами $2l$ выбрано в соответствии с требованием случая I, тогда никакими преимуществами недостаточная подача не обладает, так как эмиссия ионов будет значительно ниже величины, допускаемой ограничением по пространственному заряду. Это весьма нежелательно, так как для увеличения к. п. д. необходимо получать возможно более высокие плотности тока. Предположим, с другой стороны, что промежуток между порами выбран много большим, чем это необходимо для работы с нормальной подачей. Тогда может оказаться, что даже при недостаточной подаче ($\sigma_{\min} < \sigma^*$) эмиссия ионов достигнет полной допустимой величины. Если основная часть атомов сосредоточена непосредственно у выхода поры, а в большой области вдали от поры степень заполнения очень мала, тогда требование, чтобы в каждой точке результирующая эмиссия ионов была меньше или равна j/e , может быть нарушено. Это не противоречит макроскопическому закону ограничения по пространственному заряду, так как имеется достаточное пространство, свободное от заряда и соседствующее с областями интенсивной эмиссии, что дает возможность распространения (выравнивания) заряда. Поэтому мы принимаем всюду $v_p = \sigma/\tau_p$, и уравнение (16) преобразуется к виду

$$D_s \frac{d^2\sigma}{dx^2} = \left(1 + \frac{\tau_p}{\tau_a}\right) \frac{\sigma}{\tau_p} \approx \frac{\sigma}{\tau_p} \quad (24)$$

При l , больших по сравнению с Δ_p , решение имеет вид

$$\sigma(x) = \sigma(0) \exp\left(-\frac{x}{\Delta_p}\right). \quad (25)$$

Если потребовать, чтобы средняя эмиссия ионов по всей области от $x = 0$ до $x = l$ соответствовала j/e , то должно выполняться условие

$$\frac{1}{l} \int_0^l \frac{\sigma}{\tau_p} dx = \frac{j}{e} = \frac{\sigma^*}{\tau_p}, \quad (26)$$

и, вводя экспоненциальное распределение из уравнения (25), найдем

$$\sigma(0) = \sigma^* \frac{l}{\Delta_p} = \frac{j}{e} \tau_p \frac{l}{\Delta_p}. \quad (27)$$

До тех пор пока v_a и v_p остаются пропорциональными σ , отношение v_a/v_p равно пренебрежимо малой величине τ_p/τ_a , так что удовлетворительная эмиссия ионов достигается всюду безотносительно к степени заполнения поверхности. Однако эмиссия ионов не всегда остается пропорциональной заполнению, и в действительности при определенной степени его начинает уменьшаться, тогда как испарение нейтральных атомов всегда пропорционально заполнению. Из работы [4] следует, что при степенях заполнения, меньших 1%, отношение числа атомов к числу ионов остается допустимо малым. Поэтому предлагается условие

$$\frac{\sigma(0)}{\sigma_1} < 0,01,$$

которое дает

$$l < \frac{0,01\sigma_1\Delta_p}{(j/e)\tau_p}, \quad (28)$$

где σ_1 соответствует степени заполнения 100%, т. е. мономолекулярному слою. Так как случай большого промежутка между порами и недостаточной подачи представляет практический интерес в первую очередь при повышенных температурах, где для осуществления нормальной подачи требуется малое расстояние между порами, мы примем $T = 1600^\circ \text{K}$. Вводя соответствующие величины Δ_p , τ_p и $\sigma_1 = 3,6 \cdot 10^{14}$ атом/см² для цезия на вольфраме, получим предел по l , равный

$$l < \frac{0,05}{j} \text{ мкм.} \quad (29)$$

Для $j = 0,01$ а/см² расстояние между порами $2l$ должно быть меньше 10 мкм, а при $j = 0,025$ а/см² — меньше 4 мкм. Возможность перехода к большим расстояниям между порами является, таким образом, весьма ограниченной, особенно при более высоких плотностях тока. Основная трудность состоит в предельно малой величине Δ_p , входящей в экспоненциальное распределение [уравнение (25)], которое падает с расстоянием так быстро, что лишь относительно малая область может участвовать в эмиссии ионов. Это означает, что если средняя эмиссия должна поддерживаться относительно высокой, то в непосредственной окрестности поры необходимо иметь высокую степень заполнения. Вследствие того что размер пор и расстояние между ними в пористом материале не могут быть выбраны независимо друг от друга, требование к размеру пор для получения минимальной потери нейтральных атомов из них уже в значительной мере определяет выбор промежутка между порами. Изучение рассматриваемого случая ($\sigma_{\min} < \sigma^*$), тем не менее, представляет интерес в связи с неизбежной неоднородностью в промежутках между порами и наличием областей с недостаточной подачей. Приведенный выше анализ показывает, что плотность эмиттируемого тока от этого не страдает,

так как экстремальные величины расстояний между порами, связанные с неоднородностью размеров частиц материала, не могут нарушить приведенного выше условия по l . Неограниченная эмиссия ионов с участков, непосредственно примыкающих к порам, может таким образом компенсировать недостаток эмиссии с более удаленных областей.

ВОЗМОЖНОСТЬ ОГРАНИЧЕНИЯ ИОННОЙ ЭМИССИИ СТРОГО ОПРЕДЕЛЕННОЙ ОБЛАСТЬЮ ПОВЕРХНОСТИ

Для решения проблемы ионной эрозии, происходящей при попадании ионов на ускоряющие сетки, желательно подчинить геометрию эмиттера требованиям ионной оптики. Обнадеживающих результатов можно ожидать на путях соответствующего формирования пучка, которое может быть достигнуто на эмиттирующих областях специальной формы, чередующихся с участками неэмиттирующей поверхности без пор. Ограничение эмиссии ионов строго определенной областью возможно лишь при весьма малой поверхностной диффузии цезия (с последующей эмиссией в виде ионов) в непористую область. Экспоненциальное распределение степени заполнения [уравнение (25)] непосредственно применимо к этой проблеме и дает

$$\frac{j(x)}{j(0)} = \exp\left(-\frac{x}{\Delta_p}\right). \quad (30)$$

При $T = 1600^\circ \text{K}$ величина $\Delta_p = 0,2 \text{ мкм}$ и поток эмиссии падает в 100 раз уже на расстоянии 1 мкм от кромки. Отсюда следует, что на горячей вольфрамовой поверхности можно обеспечить четко очерченные границы между эмиттирующей и неэмиттирующей областями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shelton H., Wuerker R. F., Sellen J. M., «Generation and Neutralization of Ions for Electrostatic Propulsion», ARS Meeting, San Diego, Calif., June 1959, ARS Preprint 882-59.
2. Present R. D., «Kinetic Theory of Gases», McGraw-Hill, N. Y., 1959, p. 63.
3. Pollard W. G., Present R. D., «On Gaseous Self-Diffusion in Long Capillary Tubes», *Phys. Rev.*, 73, 762—774 (1948).
4. Langmuir I., Taylor J. B., «The Mobility of Cesium Atoms Adsorbed on Tungsten», *Phys. Rev.*, 40, 463—464 (1932).
5. Taylor J. B., Langmuir I., «The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Cesium Films on Tungsten», *Phys. Rev.*, 44, 423—458 (1933).
6. Langmuir I., «Phenomena, Atoms and Molecules», Philosophical Library, N. Y., 1950, ch. 15.

Характеристики пористых поверхностных ионизаторов

Д. Зуккар, Р. К. Спейсер, Д. М. Тим

Ионные источники вообще и пористые эмиттеры ионов в частности могут быть охарактеризованы средней плотностью ионного тока, отношением выхода нейтральных атомов к эмиссии ионов и энергией, необходимой для получения одного иона. Все эти параметры получены на недогруженных по расходу источниках или без ограничения по пространственному заряду. Эта работа представляет собой попытку критически рассмотреть ряд факторов, которые используются при расчете указанных выше характеристик в зависимости от исходных параметров поверхностной ионизации и диффузии. Рассматривается модель пористого эмиттера с однородными расстояниями между порами и размерами пор, выбранными на основе анализа имеющегося в настоящее время пористого вольфрама, полученного спеканием.

Приведены результаты приближенных расчетов. Рассматриваются некоторые экспериментальные методы определения параметров, характеризующих ионные источники.

ВВЕДЕНИЕ

Эмиттеры ионов или источники и в частности пористые поверхностные эмиттеры ионов, в которых атомы щелочных металлов поступают к поверхности посредством диффузии через поры, могут быть охарактеризованы следующими параметрами: средней плотностью ионного тока, отношением количества нейтральных атомов к эмиссии ионов (доля нейтральной компоненты) и энергией, затрачиваемой на получение одного иона. При этом мы будем называть эти параметры макроскопическими, т. е. характеризующими источник в целом, в отличие от более физических, или микроскопических, параметров поверхностной ионизации и диффузии, которые характеризуют поверхностный процесс взаимодействия цезия с вольфрамом.

Доля нейтральных атомов должна ограничиваться минимальной величиной. Но тогда источник ионов будет работать (а макрохарактеристики измеряться) при ограничении ионного тока подачей рабочего тела, а не пространственным зарядом. Если же ионный ток ограничивается пространственным зарядом, то некоторые атомы цезия, поступающие в источник, которые могли бы также быть ионизированы, не будут ионизироваться. В этом случае доля нейтральных атомов будет больше минимальной величины для данной температуры источника. Другими словами, работа при ограничении пространственным зарядом влечет за собой завышенный расход цезия.

По целому ряду причин истечение нейтральных частиц из источника, предназначенного для ионного двигателя, желательно свести к минимуму. Очевидным, но, вероятно, практически менее важным является требование максимального использования рабочего тела с точки зрения оптимизации системы в целом. Более существенные практические ограничения, относящиеся к доле нейтральных атомов, связаны с ресурсом и энергетическим к. п. д. Ресурс ионного двигателя определяется эрозийным повреждением ускорительного электрода вследствие попадания на него ионных токов. Минималь-

ный ток утечки при хорошей конструкции ускорительного электрода определяется столкновениями перезарядки между ионами и нейтральными атомами, эмиттированными из источника [1].

Кроме того, чрезмерный поток нейтральных атомов является косвенной причиной больших токов между ускорительным электродом и эмиттером, которые вызывают нежелательные потери мощности, а следовательно, снижают энергетический к. п. д.

Эти токи могут быть результатом либо термоэмиссии, фотоэлектрической эмиссии и выбивания вторичных электронов с покрытой цезием поверхности ускорительного электрода, либо попадания ионов цезия на ускорительный электрод. Эти ионы цезия, образующиеся на эмиттере в областях, разделяющих пористые ионизаторы, являются, вероятно, результатом десорбции и отражения нейтральных атомов цезия с поверхности ускорительного электрода. В любом из этих случаев цезий, адсорбированный на поверхности ускорительного электрода, обращенной к ионизатору, попал туда из нейтральной компоненты, вышедшей из источника. Максимально допустимые, исходя из двух рассмотренных явлений, доли нейтральных атомов количественно еще не определены, но, по-видимому, они окажутся равными нескольким процентам эмиттированного потока ионов.

Здесь мы коснемся лишь в самых общих чертах такого макроскопического параметра эмиттера, как энергия, затрачиваемая на получение одного иона. Она в первую очередь определяется отношением потерь на тепловую радиацию со всей конструкции эмиттера к ионному току.

Расчеты показывают, что тепловые потери с задней и боковых поверхностей эмиттера могут быть снижены при правильном конструировании экрана до 10% от излучения самого пористого вольфрамового эмиттера. Так как тепловой поток излучения с такой поверхности определяется законом Стефана — Больцмана, энергия, затрачиваемая на ион, приблизительно равна коэффициенту лучеиспускания пористого вольфрама, помноженному на температуру эмиттера ($^{\circ}\text{K}$) в четвертой степени и поделенному на плотность ионного тока источника, т. е. $\epsilon(T)T^4/j(T)$, с коэффициентом, учитывающим экранирующее действие ускорительного электрода. Ускоряющий электрод может снижать потери на 10—20% и, таким образом, примерно компенсировать потери на излучение с тыльной стороны.

Так как можно полагать, что плотность ионного тока изменяется приблизительно по экспоненте с показателем, пропорциональным $1/T$ (по крайней мере для идеального пористого эмиттера), то знаменатель этого выражения будет увеличиваться с ростом T быстрее, чем выражение ϵT^4 . Вследствие этого с точки зрения энергетического к. п. д. следует стремиться к такой конструкции ионного источника, который будет работать при максимально возможной плотности тока.

С другой стороны, доля нейтральных атомов будет в общем с возрастанием плотности тока увеличиваться. Следовательно, если эта доля должна ограничиваться по соображениям ресурса какой-то минимальной величиной, то каждому значению доли нейтральных атомов будет соответствовать некоторая максимальная плотность тока, причем для источника с хорошей фокусировкой она будет, конечно, ограничиваться эквивалентным первеансом (параметром проводимости, соответствующим геометрии ускорительного электрода), размерами эмиттера и потребным удельным импульсом, т. е. ускорительным потенциалом.

Так как по причинам, изложенным выше, источник не должен работать в режиме с ограничением по объемному заряду, первеанс не является непосредственно определяющим параметром. Однако, чтобы иметь достаточно высокий энергетический к. п. д., желательно работать при режиме, возможно более близком к режиму с ограничением по пространственному заряду. При

таких условиях эквивалентный первеанс может быть определен как отношение тока к напряжению в степени $3/2$ [2].

Важной проблемой, рассматриваемой в этой работе, является определение оптимальной плотности ионного тока, достижимой в реальных диффузионных источниках ионов с пористой вольфрамовой поверхностью при различных отношениях потока нейтральных атомов к эмиссии положительных ионов. Представляет интерес рассчитать макроскопические параметры для случая идеального ионизатора, т. е. такого, который имеет поры пренебрежимо малой величины, однородные промежутки между порами, сравнимые с длиной поверхностной диффузии, и поверхность гомогенной кристаллической структуры. Для такого расчета требуются точные значения эмиссии ионов и атомов и коэффициента поверхностной диффузии в функции температуры и поверхностной концентрации.

Для случая реального ионизатора, размеры пор и промежутки между порами которого образуют некоторые распределения, а поверхность неоднородна, существуют дополнительные факторы. К ним относятся влияние геометрии пор на подачу цезия к поверхности и степень проникновения поля в поры. Эти факторы становятся весьма важными при определении доли нейтральных атомов, эмиттированных с поверхностей. В результате получается более высокий выход нейтральных атомов, чем в идеальном случае, за счет испарения их непосредственно из пор и большей их десорбции вследствие высоких поверхностных градиентов концентрации. Неоднородность поверхности влияет как на поверхностную ионизацию, так и на диффузию, и, несомненно, необходимы экспериментальные данные для точной оценки такого реального источника. Однако приближенные величины макроскопических параметров можно получить из аналитических оценок влияния этих геометрических факторов и распределения размеров пор и промежутков между ними. Этой задаче и посвящена в основном настоящая работа.

Степень заполнения поверхности цезием не будет однородной, так как цезий может мигрировать из поры по поверхности на расстояния порядка длины диффузии Δ . Эта длина определяется коэффициентом диффузии D и временем жизни или пребывания атома на поверхности τ и равна $\Delta = \sqrt{D\tau}$. Как будет показано ниже, это характеристическое расстояние с увеличением температуры уменьшается. Поэтому когда среднее расстояние между порами превысит Δ , значительная часть поверхности вольфрама будет настолько мало покрыта цезием, что средняя плотность эмиттированного ионного тока независима от доли нейтральных атомов может оказаться меньше, чем в случае сплошного вольфрама или идеального эмиттера при той же температуре. Можно ожидать, что скорость нарастания $j_{\text{макс}}$ с увеличением T будет меньше, чем в идеальном случае, и тогда при температурах выше некоторого значения T^* окажется $\frac{d}{dT}(\epsilon T^4) > \frac{d}{dT} j_{\text{макс}}$. В этом случае при температурах выше T^* и плотностях тока выше величины $j_{\text{макс}}(T^*)$, соответствующей этой температуре, энергетический к. п. д. не сможет больше увеличиваться с ростом плотности тока и температуры, и T^* будет представлять, таким образом, верхний предел оптимальной рабочей температуры независимо от доли нейтральной компоненты. В следующем разделе мы рассмотрим различные особенности реального («неидеального») эмиттера более детально и приведем результаты расчетов, которые предназначены для количественной иллюстрации различия между идеальным и реальным пористыми эмиттерами, а также служат ориентиром при проведении экспериментальной работы с целью получения соответствующих характеристик.

Еще одно следствие неоднородности степени заполнения цезием поверхности реального пористого эмиттера, связанное с распределением размеров пор и промежутков между ними, может рассматриваться как преимуще-

щество при использовании в ионном двигателе. На однородно покрытом эмиттере будут возникать гистерезисные эффекты вследствие существования при одной и той же подаче цезия через поры стабильных состояний как высокой, так и низкой степени заполнения поверхности. Это может приводить к нестабильной взаимозависимости между током источника, температурой и напряжением. Такое положение, если оно возникнет в практическом случае, может иметь важные последствия для систем, регулирующих подачу цезия и температуру эмиттера в ионном двигателе. Гистерезисные эффекты сделали бы необходимой разработку автоматики, которая осуществляла бы в случае возникновения режима с высокой степенью заполнения перевод эмиттера на режим работы с малой степенью заполнения. А это в свою очередь может привести к колебательным характеристикам регулирования. При пористых эмиттерах гистерезисные эффекты должны уменьшаться, а возможно, и вообще отсутствовать, так как в достаточно большом диапазоне температур и расходов цезия на эмиттере всегда имеются области, где степень заполнения поверхности мала и эмиссия ионов возможна. Это препятствует переходу к режиму с высокой степенью заполнения и, следовательно, с низкой эмиссией ионов при случайном увеличении подачи цезия или уменьшении температуры или же, наконец, падении ускоряющего напряжения. Следовательно, регулирование реального эмиттера в ионном двигателе может оказаться более легким, чем предполагается.

ТЕОРИЯ РАБОТЫ ПОРИСТОГО ЭМИТТЕРА

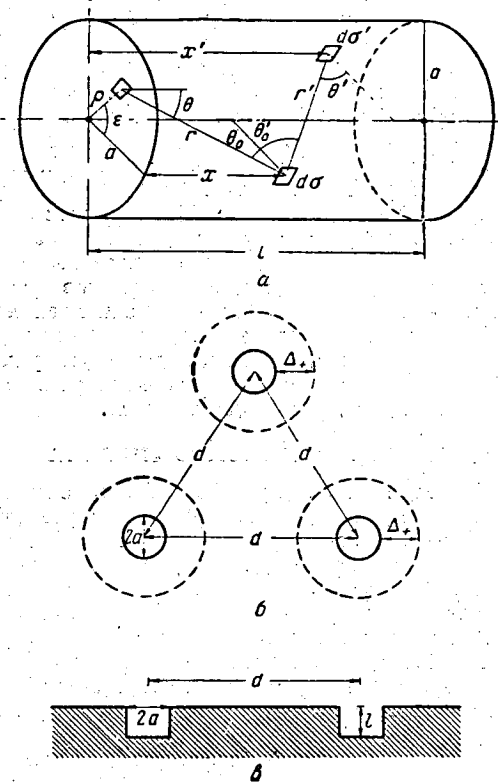
Задачей этого раздела является критический анализ проблем, возникающих при расчете макроскопических характеристик реального пористого эмиттера, исходя из известных микроскопических параметров. Будут рассмотрены также характеристики двух существующих пористых вольфрамовых материалов для построения модели их структуры. Наконец, будут представлены результаты некоторых приближенных расчетов, основанных на этих моделях и на оценках исходных параметров, величины которых из экспериментов не известны. Конечная цель такого анализа заключается в достижении понимания основных процессов в такого рода устройствах и главное в выявлении рабочих режимов, обеспечивающих их оптимальную эффективность.

Течение рабочего тела через цилиндрические поры

При попытке рассчитать эмиссию ионов и атомов из пористого эмиттера, в котором подача цезия осуществляется с тыльной стороны, обычно исходят из теории течения вещества по цилиндрическому каналу (фиг. 1, а). В этом приближении принимается, что пористый материал представляет собой набор таких цилиндрических каналов, параллельных друг другу. Однако из фиг. 2 видно, что поры в материале, полученном спеканием металлического порошка, лишь весьма отдаленно напоминают такие цилиндрические каналы. Мы попытаемся частично учесть эту разницу, вводя коэффициент извилистости ϵ , связывающий длину трубки l с толщиной пористой пластины L ($l = \epsilon L$). Кроме того, поры в общем не обладают постоянным круглым поперечным сечением, но этим обстоятельством при дальнейшем рассмотрении мы пренебрегаем. Сначала будем считать поры одинаковыми с радиусом a , а затем попытаемся ввести в расчет распределение радиусов пор через функцию распределения $n(a)da$.

Ниже будет показано, что процессы течения вещества по каналу в глубине пористого эмиттера и распространения вещества из выходного отверстия пор по поверхности эмиттера целесообразно рассматривать раздельно. Режим течения будет зависеть от соотношения между радиусом поры a , средней длиной свободного пробега λ атомов или молекул, из которых состоит

пар, и длиной поверхностной диффузии атомов на поверхности Δ_0 . Здесь $\Delta_0 = \sqrt{D\tau_0}$, где D — коэффициент диффузии атомов на поверхности, который является функцией температуры и степени заполнения поверхности,



Ф и г. 1. Схемы рассматриваемых моделей.

а τ_0 — время пребывания атома на поверхности, которое также представляет собой функцию температуры и степени заполнения поверхности. Различают три режима течения:

- 1) вязкий поток, или течение Пуазейля: $\lambda \ll a$; $\Delta_0 \ll a$;
- 2) свободномолекулярный поток, или течение Кнудсена: $\lambda \gg a$; $\Delta_0 \ll a$;
- 3) поверхностный диффузионный поток: $\Delta_0 \gg a$.

Расход атомов через единицу площади поперечного сечения в такой совокупности параллельных пор в этих трех случаях выражается в зависимости от значения момента функции распределения размеров пор следующим образом:

$$\frac{1}{A} \frac{dM_p}{dt} = \frac{\pi p N}{8\eta k T L} \left\langle \frac{a^4}{\epsilon} \right\rangle \Delta p + \frac{8\pi \delta_1 N}{3(2\pi m k T)^{1/2} L} \left\langle \frac{a^3}{\epsilon} \right\rangle \Delta p, \quad (1)$$

$$\frac{1}{A} \frac{dM_k}{dt} = \frac{8\pi \delta_0 N}{3(2\pi m k T)^{1/2} L} \left\langle \frac{a^3}{\epsilon} \right\rangle \Delta p, \quad (2)$$

$$\frac{1}{A} \frac{dM_s}{dt} = \frac{2\pi \Delta_0^2 N}{(2\pi m k T)^{1/2} L} \left\langle \frac{a}{\epsilon} \right\rangle \Delta p, \quad (3)$$

где η — вязкость; m — масса частицы; \bar{p} — среднее давление в пористом материале; T — температура проходящих паров; δ_1 и δ_0 — коэффициенты порядка единицы ($\delta_1 < \delta_0$), которые зависят от отношения длины трубки к диаметру [3]; k — постоянная Больцмана; N — число пор на единицу площади. Фигурные скобки указывают, что взята средняя величина для данной функции распределения размеров пор, т. е. $\langle F \rangle = \int F(a)n(a)da$. В случае когда применимы как поверхностнодиффузионная, так и свободномолекулярная модели течения, можно рассчитать отдельно два вида расхода для оценки полного расхода через поры, но следует иметь в виду, что уравнение (2) основано на предположении $\Delta_0 \ll a$, а это несправедливо в тех случаях, когда расход посредством поверхностной диффузии играет заметную роль. Режим вязкого течения обычно не применим к прохождению цезия через эмиттеры ионного двигателя, но так как второй член в уравнении (4) отличается от правой части уравнения (2) только на отношение δ_1/δ_0 , то измерения зависимости расхода вязкого потока от p являются полезными для оценки расхода свободномолекулярного потока через тот же материал. Было найдено, что δ_1/δ_0 изменяется для различных материалов в диапазоне 0,6—0,9 [3]. Отношение уравнений (2) и (3), которое для однородных пор равно

$$\frac{dM_k/dt}{dM_s/dt} = \frac{4\delta_0 \langle a^3 \rangle}{3\Delta_0^2 \langle a \rangle} \approx \frac{4a^2}{3\Delta_0^2}$$

было использовано для оценки доли нейтральных частиц, эмиттируемых пористым ионизатором [4]. Однако такая оценка вызывает возражения по следующей причине. Она может дать достаточно правильные величины отношения полных расходов или расходов в глубине пористого металла, но вряд ли даст хорошее приближение для соотношения потоков в паровой и поверхностной фазах вблизи выхода поры. Клаузинг [5] показал, что расход пара для таких участков, длина которых порядка их радиуса, в два-три раза больше рассчитанного по формуле Кнудсена.

Чтобы пояснить сказанное и подготовить почву для другого метода расчета доли нейтральной компоненты, будем рассматривать движение вещества как комбинированный процесс поверхностной и молекулярной диффузии паров в цилиндрическом капилляре длиной l , радиусом a (см. фиг. 1, а). Проводимый ниже анализ совпадает с изложенным в работе [6]. Рассмотрим уравнение неразрывности для потока вещества в элементе поверхности ds , расположенном на расстоянии x от входа поры. Это уравнение имеет вид

$$\frac{dS(x)}{dt} = \left[Y + Z + \frac{d}{dx} \left(D \frac{\partial S}{\partial x} \right) - \frac{S(x)}{\tau_0} \right], \quad (4)$$

где $S(x)$ — поверхностная концентрация на элементе ds ; Y — приток к ds за счет произвольно направленных атомов, входящих через левый торец цилиндра; Z — приток к ds за счет десорбции с других элементов поверхности, например с ds' ; член $\frac{d}{dx} \left(D \frac{\partial S}{\partial x} \right)$ является дивергенцией плотности тока поверхностной диффузии; S/τ_0 — полная скорость десорбции с элемента поверхности, причем τ_0 — время пребывания на поверхности для атомов в сечении x . При установившемся режиме $dS/dt = 0$ и решение уравнения при граничных условиях $S(l) = S_1$, $S(0) = S_2$ дает зависимость степени заполнения поверхности или концентрации от x . Чтобы определить расход атомов через поры, переносимый свободномолекулярным потоком пара и поверхностной диффузией, мы должны вычислить следующие величины:

$$\frac{1}{A} \frac{dM_k}{dt} = (\alpha + \beta) N, \quad (5a)$$

$$\frac{1}{A} \frac{dM_s}{dt} = N 2\pi \langle a \rangle D \frac{\partial S}{\partial x} \Big|_{x=l}, \quad (5b)$$

где α — поток атомов, который проходит через трубку слева направо без столкновения со стенкой поры, а β — интегральный поток со стенок, выходящий с правого торца трубки в единицу времени. Принимая закон распределения притока атомов из любой точки косинусоидальным, а поток однородным по всему левому торцу с расходом атомов, пересекающих плоскость торца, равным v_0 атом/см²-сек, легко показать, что

$$Y(x) = \frac{v_0}{\pi} \int_0^a \rho d\rho \int_0^{2\pi} \frac{d\epsilon (a - \rho \cos \epsilon)}{(x^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \epsilon)^{3/2}}, \quad (6)$$

$$Z = \frac{v_0}{4\pi a} \int_0^l dx' \int_0^{2\pi} \frac{d\epsilon S(x')}{\tau_0(x')} \left\{ 1 - \frac{[4a^2(1 - \cos \epsilon) + (x - x')^2](x - x')^2 + (x - x')^4}{2a^2(1 - \cos \epsilon) + (x - x')^2} \right\}, \quad (7)$$

$$\alpha = v_0 \pi a^2 - \int_0^l Y(x) dx,$$

$$\alpha = 2v_0 l^2 \int_0^a \rho d\rho \int_0^{2\pi} \frac{d\epsilon}{(\rho^2 + \rho'^2 + l^2 - 2\rho\rho' \cos \epsilon)^2}, \quad (8)$$

$$\beta = \frac{2\pi a}{v_0} \int_0^l \frac{S(x)}{\tau(x)} Y(x) dx, \quad (9)$$

где $\tau(x) = \tau[S(x)]$ является функцией поверхностной концентрации в рассматриваемой точке. Выражения для Y и Z , а следовательно, и для α и β включают эллиптические интегралы и должны браться либо численно, либо аппроксимироваться. Но и в последнем случае уравнение установившегося течения, полученное подстановкой уравнений (6) и (7) в уравнение (4), является сложным интегродифференциальным уравнением, которое поддается, по-видимому, лишь численным методом решения, даже если D и τ_0 считать постоянными. Однако в работе [6] показано, что если эти величины считать постоянными, то линейное решение

$$S(x) = S_2 - \frac{v_0 a}{2D} x$$

удовлетворяет этому уравнению в точках, расположенных далеко от концов трубки, т. е. для

$$x^2 \gg a^2, \quad (l - x)^2 \gg a^2.$$

Далее там показано, что для этого случая достаточно точным является выражение расхода через пору в виде суммы уравнений (2) и (3), полученное сложением свободномолекулярного потока с поверхностным диффузионным потоком, но это решение не обязательно действительно у концов трубки. Ниже приводятся приближенные выражения интегралов Y , α и β [6], которые являются полезными даже и при отсутствии точного решения уравнения поверхностной концентрации, так как позволяют оценить поток нейтралов из мелкой поры:

$$Y \approx \frac{v_0}{2a} \left[\frac{x^2 + 2a^2}{(x^2 + 4a^2)^{1/2}} - x \right], \quad (10)$$

$$\alpha \approx v_0 \pi a^2 \left[1 + \frac{l^2}{2a^2} \left\{ 1 - \sqrt{1 + \frac{4a^2}{l^2}} \right\} \right], \quad (11)$$

и, деля цилиндрическую стенку на два равных участка, находим

$$\beta \approx \frac{S(l/4)}{\tau_0} \left[\frac{\pi l^2}{8} \left(\sqrt{1 + \frac{16a^2}{l^2}} - 1 \right) \right] + \frac{S(3l/4)}{\tau_0} \left\{ \frac{\pi l^2}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4a^2}{l^2}} - 1 \right] - \frac{\pi l^2}{8} \left[\sqrt{1 + \frac{16a^2}{l^2}} - 1 \right] \right\}. \quad (12)$$

В случае $l = 2a$ путем приближенного численного интегрирования были получены также приближенные выражения для α и β

$$\alpha \approx 0,20\pi a^2 v_0,$$

$$\beta \approx \left[0,42 \frac{S(l/4)}{\tau_0} + 0,78 \frac{S(3l/4)}{\tau_0} \right] \pi a^2,$$

которые можно сравнить с величинами, полученными из уравнений (11) и (12)

$$\alpha \approx 0,17\pi a^2 v_0,$$

$$\beta \approx \left[0,12 \frac{S(l/4)}{\tau_0} + 0,71 \frac{S(3l/4)}{\tau_0} \right] \pi a^2.$$

Эти приближенные выражения используются ниже при расчетах выхода нейтральной компоненты, которые основывались на совместном решении системы (5). Но при расчете параметров эмиттера следует также рассмотреть и распространение цезия по всей верхней поверхности между порами.

Распространение по поверхности эмиттера

Как показано в предыдущем разделе, цезий может поступать к выходу поры как за счет диффузии по поверхности, так и в свободномолекулярной паровой фазе. Однако распространяться по внешней поверхности вольфрама он может только путем поверхностной диффузии. Здесь мы встречаемся с двумерной задачей диффузии и, поскольку поры принимаются круглыми, воспользуемся цилиндрической системой координат. Видимо, уменьшение поверхностной концентрации с расстоянием от границ поры будет в этом случае больше, чем в случае одномерной задачи диффузии, для которой степень заполнения падает как $\exp(-x/\Delta)$.

Так как ионы эмиттируются с внешней поверхности, уравнение непрерывности будет содержать член, соответствующий диффузионному потоку, и член, соответствующий поверхностной эмиссии. Рассмотрим зависимость степени заполнения поверхности от радиуса в этом случае. В кольцо радиусом r и шириной dr за счет поверхностной диффузии поступает из поры вещество, расход которого равен

$$-D\sigma_0 2\pi r \frac{d\theta(r)}{dr}$$

(минус взят потому, что $d\theta/dr$ отрицательно). Расход вещества, покидающего кольцо, равен сумме эмиссии с поверхности кольца и диффузии через его внешнюю границу, т. е.

$$2\pi r dr v_0(\theta) + 2\pi r dr v_+(\theta) - D\sigma_0 2\pi (r + dr) \frac{d}{dr} \left(\theta + \frac{d\theta}{dr} dr \right),$$

где v_+ и v_0 — скорости десорбции ионов и атомов при степени заполнения поверхности, равной θ . Как правило, $v_0 \ll v_+$, поэтому величиной v_0 далее будем пренебрегать. Приравнявая эти два выражения и сохраняя лишь

члены первого порядка относительно dr , получим

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} - \frac{v_+(\theta)}{D\sigma_0} = 0, \quad (13)$$

но

$$\Delta_+ = \sqrt{\frac{D\sigma_0\theta}{v_+}},$$

следовательно,

$$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} - \frac{\theta}{\Delta_+^2} = 0. \quad (14)$$

Решение этого уравнения, должным образом стремящееся к нулю при больших r , имеет вид

$$\theta(r) = \frac{\theta_1 K_0(r/\Delta_+)}{K_0(a/\Delta_+)}, \quad (15)$$

где K_0 — гиперболическая или модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, значения которой ограничены при аргументе, стремящемся к бесконечности, а θ_1 — степень заполнения поверхности на границе поры. Этот результат получен в предположении, что Δ_+ не зависит от θ , которое, как покажем ниже, не совсем законно. Если подставим полученное выражение для θ в формулу

$$v_+(r) = \frac{D\sigma_0\theta}{\Delta_+^2}$$

и проинтегрируем ее по радиусу от a до бесконечности, мы найдем, что полный ток, даваемый одной порой, будет равен

$$I_+ = e v_+(\theta_1) 2\pi a \Delta_+ \left[\frac{-K_1(a/\Delta_+)}{K_0(a/\Delta_+)} \right], \quad (16)$$

где K_1 — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

С очень хорошей точностью этот полный ток, приходящийся на одну пору, равен току с кольца вокруг поры, изображенного на упрощенной схеме (см. фиг. 1, б). В этой модели цезий, прежде чем он эмиттируется, диффундирует от поры по поверхности кольца, ширина которого приблизительно равна длине диффузии. Принимается, что эмиссия постоянна по всему кольцу и скорость десорбции соответствует степени заполнения поверхности, равной некоторой величине θ_0 . Эта величина принимается равной степени заполнения, получаемой на расстоянии $\Delta_+/2$ от границы поры, если приравнять полную ионную и атомную эмиссии с кольца диффузионному потоку с градиентом $(\theta_1 - \theta_0)$ на радиальном расстоянии от a до $a + \Delta_+/2$, т. е.

$$\theta_0 = \theta_1 - \frac{v_{\text{tot}}(\theta_0) a^2 \left[\left(1 + \frac{\Delta_+}{a}\right)^2 - 1 \right] \ln \left(\frac{\Delta_+}{2a + 1} \right)}{D\sigma_0}, \quad (17)$$

где $v_{\text{tot}}(\theta_0) = v_0(\theta_0) + v_+(\theta_0)$, а логарифм появляется из рассмотрения эмиссии как процесса, локализованного на расстоянии одного радиуса, а не распределенного по всей поверхности. Таким образом, в этой приближенной модели полный ток через пору равен

$$I_+ = e v_+(\theta_0) \pi a^2 \left[\left(\frac{\Delta_+}{a} + 1 \right)^2 - 1 \right]. \quad (18)$$

Для степеней заполнения поверхности, близких к величине, соответствующей максимальной эмиссии ионов при данной температуре (а именно эта область представляет интерес при расчетах доли нейтральных частиц и ионного тока в такой идеализированной модели эмиттера), различия в результатах, полученных при заданных значениях Δ_+ и θ_1 , между токами, рассчитан-

ными по формулам (16) и (18), составляют менее 20% в типичных случаях, для которых были проведены расчеты. Для упрощения далее вместо более точного уравнения (16) использовалось уравнение (18).

При рассмотрении процесса распространения цезия по поверхности эмиттера необходимо также определить распределение степени заполнения поверхности на стенках поры вблизи выходного отверстия. Используя описанную выше модель эмиссии с наружной поверхности, принимая соображения предыдущего раздела и приближенно представляя течение от входного торца цилиндра к стенке единичным локальным источником, а эмиссию атомов со стенок к каждому из концов цилиндра локальным стоком, найдем, что

$$v_{\text{tot}}(\theta_0) \pi a^2 \left[\left(\frac{\Delta_+}{a} + 1 \right)^2 - 1 \right] = \frac{D\sigma_0 \cdot 2\pi a (\theta_2 - \theta_1)}{l} + \pi a^2 \int_0^l Y(x) dx - 2\beta, \quad (19)$$

где θ_2 — степень заполнения поверхности на расстоянии l от выхода поры. Используя сделанные в предыдущем разделе численные оценки членов, описывающих свободномолекулярный перенос пара (эти члены по сравнению с выражением в левой части равенства малы), можно решить уравнение (19) методом итераций и найти $(\theta_2 - \theta_1)$. Затем, используя уравнение (17) для некоторого значения θ_0 , определяются θ_1 и θ_2 , т. е. степень заполнения в любой точке, включая точки, находящиеся на расстояниях $l/4$ и $3l/4$ от выхода поры. Поверхностная концентрация равна

$$S\left(\frac{l}{4}\right) = \sigma_0 \left(\frac{3\theta_2 + \theta_1}{4} \right),$$

а, следовательно, определяется скорость десорбции

$$\frac{S(l/4)}{\tau_0} = v_0 \left(\frac{3\theta_2 + \theta_1}{4} \right),$$

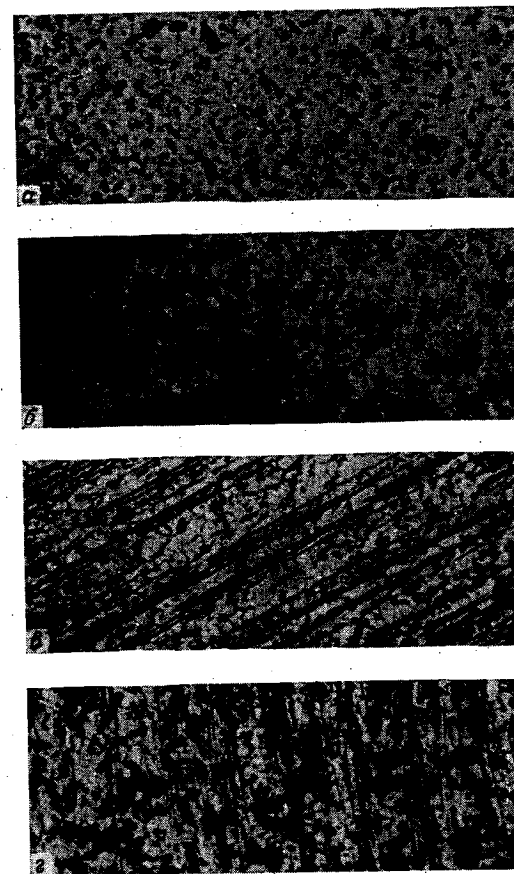
входящая в коэффициент β .

Эта картина распространения цезия около пор получена нами в предположении, что расстояние между порами меньше $2(a + \Delta_+)$. Прежде чем производить расчеты, исходя из этой модели, необходимо исследовать существующий пористый вольфрам, чтобы определить реальные значения a , l и расстояний между порами.

Некоторые характеристики существующего пористого вольфрама, полученного спеканием

Для того чтобы выполнить расчеты, основанные на изложенных выше соображениях, были исследованы образцы существующего пористого вольфрама, полученного спеканием, с целью найти реальные распределения размеров пор и расстояний между ними. На фиг. 2 показаны микрофотографии двух образцов мелкозернистого спеченного вольфрама, использовавшегося в экспериментальных ионных двигателях. Эти образцы представляют собой пористый вольфрам 83%-ной плотности, изготовленный фирмой «Филлипс металлурджикэл компани», и пористый вольфрам 80%-ной плотности, который производится фирмой «Семикон» (Калифорния). На фиг. 2, а и б показаны образцы, обработанные следующим образом: пористые вставки, которые использовались в проведенных испытаниях двигателя [2], были сначала разрезаны на части, вмонтированы в оправу и затем отшлифованы алмазным порошком с размерами частиц 6 мкм, нанесенным на шелк, покрываю-

щий шлифовальный круг. За этой операцией следовало легкое травление и еще более легкая полировка. Оказалось, что при такой технологии поры видны лучше всего, хотя границы зерен стираются. На фиг. 2, в и г показаны



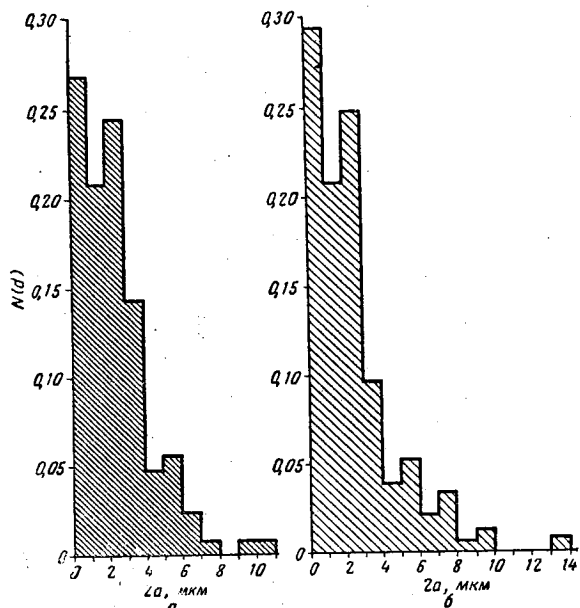
Ф и г. 2. Микрофотографии двух образцов пористого вольфрама, полученного спеканием. $\times 450$.

а — фирмы «Филлипс»; плотность 83%, полированная поверхность; б — фирмы «Семикон»; плотность 80%, полированная поверхность; в — фирмы «Филлипс»; плотность 83%, механическая обработка поверхности; г — фирмы «Семикон»; плотность 80%, механическая обработка поверхности.

образцы из тех же материалов, но промышленного изготовления с поверхностями, обработанными на станке. В таком виде они монтируются на ионные источники.

При исследовании таких поверхностей под металлографическим микроскопом возникают вопросы, на которые очень трудно ответить. Все ли видимые отверстия связаны с порами, проходящими через всю толщу материала до другой его поверхности? Если нет, то какая часть связана и как зависит вероятность такой связи от видимого размера поры? В принципе можно про-

анализировать газовую проницаемость пористых образцов при помощи уравнений (1), (2), а возможно, и (3), чтобы получить экспериментальные данные, которые помогут ответить на такие вопросы. Но так как такого детального анализа еще не сделано, то приходится удовлетвориться измеренными размерами пор и распределением промежутков между порами, доступными на блочную, и пользоваться расчетами, основанными на предположении, что все поры выходят на противоположную поверхность образца.



Ф и г. 3. Распределение размеров пор для двух образцов пористого вольфрама, полученного спеканием.

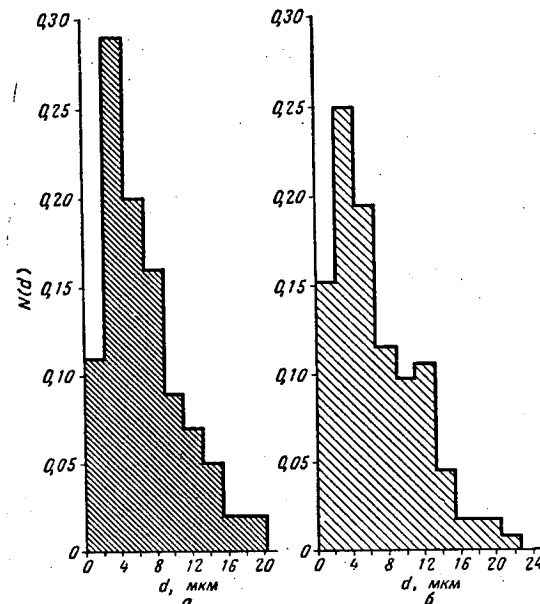
а — фирмы «Филлипс»; плотность 83%, $\langle 2a \rangle = 2,32$ мкм;
б — фирмы «Семикон»; плотность 80%, $\langle 2a \rangle = 2,39$ мкм.

На фиг. 3 и 4 показаны распределения размеров пор и промежутков между ними, полученные с помощью микроскопии. Во всех случаях мы стремились выбирать поры случайно, проводя мысленно линию по поверхности и принимая в расчет все поры, пересекаемые такой воображаемой линией. При оценке диаметра поры необходимо учитывать, что большинство выходных отверстий пор, особенно больших из них, не являются круглыми. Так как при определении проводимости поры наиболее критичным является меньший размер, то длинный узкий выход поры учитывался в зависимости от его длины как несколько пор меньшего диаметра. Средний диаметр пор $\langle 2a \rangle$, найденный из таких функций распределения, был равен 2,3 мкм для образца «Филлипс» и 2,4 мкм для образца «Семикон». Чтобы проверить, как влияет методика оценки самых малых размеров, были определены подобные функции распределения при условии, что за диаметр отверстия принималась длина диагонали квадрата приблизительно той же площади, что и пора. Такие функции распределения привели к средним диаметрам 3,6 мкм для образца «Филлипс» и 3,5 мкм для образца «Семикон».

Распределения промежутков между порами дают средние величины, равные 6,6 мкм для образца «Филлипс» и 6,8 мкм для образца «Семикон».

Эти результаты хорошо согласуются со средним промежутком, полученным исходя из среднего числа пор на единицу поверхности, приблизительно равного для образца «Филлипс» $2 \cdot 10^6$.

После проверки таких поверхностей под микроскопом оказалось, что предположение о том, что диаметр поры остается постоянным по длине поры, не отвечает действительности для глубин, превышающих диаметр. Спекание зерен вольфрама приводит к извилистости пор, которую мы пытались учесть, вводя коэффициент извилистости ϵ в расчеты течения вещества через пористую вставку. Но этот коэффициент должен также учитываться и в расчетах



Ф и г. 4. Распределение промежутков между порами для двух типов пористого вольфрама, полученного спеканием.

а — фирмы «Филлипс»; плотность 83%, $\langle d \rangle = 6,6$ мкм;
б — фирмы «Семикон»; плотность 80%, $\langle d \rangle = 6,8$ мкм.

распространения вещества по поверхности. Оказывается, для такого процесса лучшим приближением является рассмотрение поры, глубина которой приблизительно равна ее диаметру. Приток вещества в пору происходит как за счет поверхностной диффузии, так и в виде пара.

Исходя из сказанного, для расчетов была принята модель (см. фиг. 1, б и в), достаточно приближающаяся к существующим образцам пористого вольфрама. Эта модель предполагает, что поры размещаются однородно на расстоянии 7 мкм друг от друга в вершинах равносторонних треугольников. Принимается, что поры имеют одинаковый диаметр и глубину (2 мкм). Следующим приближением было бы введение функций распределения типа показанных на фиг. 3 и 4 или упрощенных аппроксимирующих зависимостей для диаметров пор и промежутков между ними. Могли бы быть выполнены и прямые, но утомительные расчеты для различных промежутков и диаметров, когда суммарный результат получался бы путем графического интегрирования. Так как разброс по величине пор и по промежуткам между ними ра-

вен примерно 4 и 9 мкм, то очевидны недостатки модели с однородными промежутками. Из фиг. 2, г ясно также, что машинная обработка поверхности эмиттера может при некоторых обстоятельствах привести к увеличению числа пор больших диаметров вследствие разрушения зерен. Тем не менее следует полагать, что результаты, полученные исходя из этой модели, будут полезны при определении качественных и частично количественных различий, которые могут ожидать между идеальным и реальным пористыми эмиттерами.

Зависимость D и Δ от θ и T

Для того чтобы провести численные расчеты размеров эмиттирующих областей и степени заполнения поверхности, а также доли нейтральных частиц как функций температуры, используя рассмотренную выше однородную модель пористой вставки и предположения о течении вещества через поры и его распространении, необходимо знать численные значения скоростей десорбции для ионов и атомов в зависимости от степени заполнения поверхности θ и температуры T . Необходимы также экспериментально определенные величины коэффициента диффузии D и длины поверхностной диффузии Δ . Хотя для однородных поверхностей вольфрама скорости десорбции ионов и атомов известны [7], применение этих величин для пористого вольфрамового источника вызывает сомнения вследствие воздействия гетерогенности в кристаллической структуре поверхности на ионно-атомную эмиссию. Однако трудно провести обоснованное сравнение одной гетерогенной поверхности с другой, поэтому в дальнейшем не делалось попыток использовать другие данные, кроме данных Тейлора — Лангмюра.

Коэффициент диффузии цезия на вольфраме также измерялся в ограниченном диапазоне условий. Результаты этих измерений приведены на фиг. 5 и экстраполированы в область более высоких температур. Можно ожидать, что коэффициент диффузии изменяется как с поверхностной концентрацией θ^1 , так и с температурой T . Зависимость коэффициента диффузии от температуры рассматривалась в работах [7] и [8]. Предполагается, что при постоянной степени заполнения поверхности θ коэффициент диффузии будет подчиняться следующему соотношению:

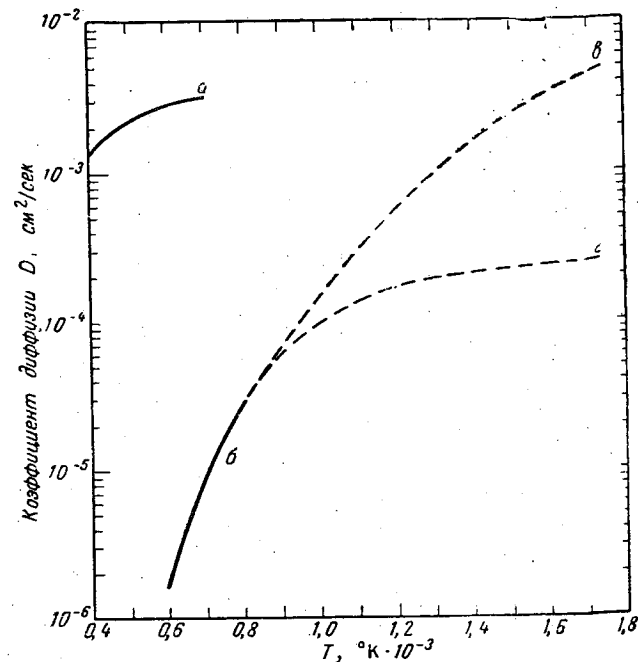
$$D(\theta = \text{const}, T) = \frac{b^2/4}{t_0 e^{E_m/kT} + b/v}, \quad (20)$$

где b — расстояние между ловушками (точками удержания); E_m — энергия активации такого задерживающего центра; v — средняя скорость атома, рассчитанная для двумерного газа, и t_0 — некоторое характеристическое время. Первый член в знаменателе этого выражения дает время пребывания в ловушке, а второй — время перемещения между ловушками. Для относительно низких температур, при которых были получены экспериментальные данные, первый член в знаменателе больше второго. Однако при более высоких температурах можно ожидать, что второй член станет более существенным и тогда зависимость коэффициента диффузии от температуры перейдет от экспоненциальной к пропорциональной \sqrt{T} . Экспериментальные данные при низких температурах определяют, по существу, лишь величины $b^2/4t_0$ и E_m для тех степеней заполнения поверхности, при которых были сделаны измерения. Для экстраполяции результатов в область более высоких температур необходимо знать величину b . Такой экстраполяции [8], сделанной на основе предположения, что расстояние между ловушками

¹ Степень заполнения поверхности θ в действительности лишь пропорциональна поверхностной концентрации. — Прим. ред.

равно постоянной кристаллической решетке вольфрама, соответствует кривая g на фиг. 5.

Значительно меньше данных имеется по изменению коэффициента диффузии в зависимости от степени заполнения поверхности. Кривая b на фиг. 5 является результатом экспериментального определения D при T , равной 654, 702, 746 и 812 °K для $\theta \approx 0,03$. Кривая a представляет собой оценку



Фиг. 5. Кривые зависимости коэффициента диффузии от температуры для цезия на вольфраме.

a — расчетная кривая; $\theta = 1$ [7]; b — экспериментальная кривая [16]; c — экстраполированная кривая, построенная по временам пребывания; g — экстраполированная кривая, построенная по временам пребывания и миграции.

значений D для случая мономолекулярного покрытия ($\theta = 1,0$), но, к сожалению, не имеет экспериментального подтверждения. В работе [9] содержится обширный обзор вопроса о теоретическом соотношении между D и θ . В заключение, опираясь на результаты исследований разнообразных конкретных систем, можно сказать, что отношение $D(\theta = 1)/D(\theta \approx 0)$ должно иметь величины, лежащие в диапазоне $10 - 10^3$.

Изменение коэффициента диффузии в зависимости от степени заполнения поверхности было интерпретировано в работе [3], где указывалось на его связь с зависимостью расстояния между ловушками от степени заполнения поверхности. С этой точки зрения отнюдь не все ловушки имеют одну и ту же энергию активации (глубину потенциальной ямы), что зависит от присутствия эффектов гетерогенности или ориентации кристаллов, влияющих на коэффициент диффузии так же, как и на десорбцию ионов и атомов. Эти явления наглядно продемонстрированы при исследованиях с помощью электронной микроскопии [10, 12]. Когда степень заполнения увеличивается, то число

глубоких ловушек, оставшихся незаполненными, убывает и, таким образом, эффективное расстояние между удерживающими центрами увеличивается. Эта точка зрения оставляет открытыми ряд вопросов, например, какое из двух расстояний — отвечающее микрокристаллическим размерам или соответствующее межатомным промежуткам в кристаллической решетке вольфрама — лучше характеризует расстояние между ловушками в приведенном выше уравнении (20). А этот выбор определяет, не будет ли экспоненциальная температурная зависимость коэффициента диффузии справедлива до более высоких температур и, таким образом, не окажется ли экстраполяция, основанная на времени удержания (кривая *a* на фиг. 5), в действительности применимой при значительно более высоких температурах, чем мы предполагаем.

Из сказанного очевидно необходимость расширения объема экспериментальных данных по коэффициенту поверхностной диффузии цезия на вольфраме, особенно в области более высоких температур, если мы хотим точно учесть влияние изменений *D* в зависимости от θ и *T*. Из-за недостатка надежных экспериментальных данных в расчетах принималось, что коэффициент диффузии со степенью заполнения поверхности не изменяется и соответствует экстраполяции, обозначенной на фиг. 5 через *g*. Так как длина диффузии Δ изменяется как $\sqrt{D\tau}$, то ошибки, вносимые этими, очевидно, нестрогими предположениями, не слишком велики.

Важно отметить, что существуют две длины диффузии: Δ_0 и Δ_+ , первая из которых соответствует диффузии в присутствии только десорбции атомов в отличие от второй, представляющей диффузию в условиях десорбции ионов. Так как время жизни адсорбированной частицы в случае десорбции атомов значительно больше, чем в случае десорбции ионов, и поскольку $\Delta = \sqrt{D\tau}$, то Δ_0 будет больше чем Δ_+ . Время жизни адсорбированной частицы дается выражением

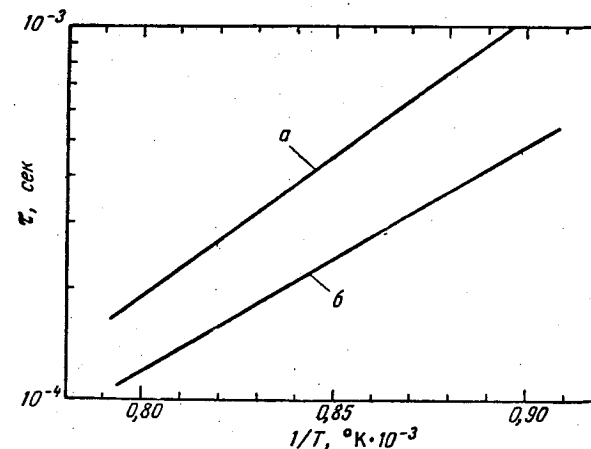
$$\tau_+ = \frac{\sigma_0 \theta}{v_+}, \quad \tau_0 = \frac{\sigma_0 \theta}{v_0},$$

где σ_0 — поверхностная концентрация при мономолекулярном покрытии; θ — степень заполнения поверхности; v_0 и v_+ — скорости десорбции для нейтралов и ионов.

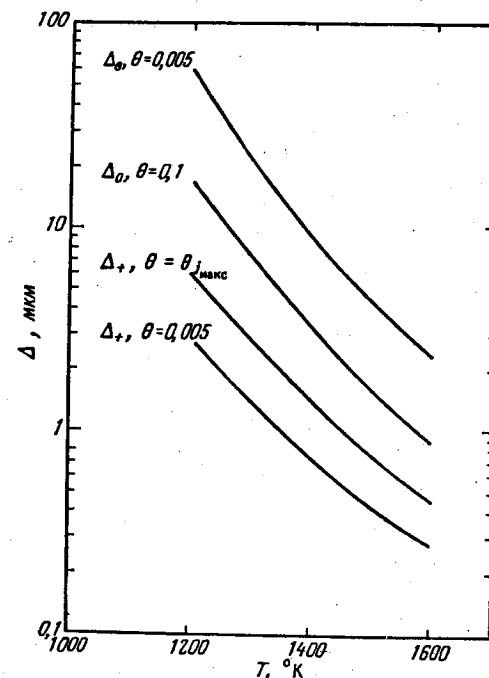
Величина τ с ростом температуры быстро уменьшается. При очень малых степенях заполнения поверхности скорости v_+ и v_0 пропорциональны θ и, следовательно, τ_0 и τ_+ не зависят от θ . Однако в случае десорбции ионов, когда θ приближается к величине порядка 0,01, скорость v_+ достигает максимальной величины, так что в общем τ будет зависеть и от θ .

Время жизни адсорбированной частицы будет также зависеть от микрокристаллической структуры или неоднородности рассматриваемой поверхности. Пример такой зависимости дан на фиг. 6, где представлены результаты, полученные как для травленных монокристаллов, так и для гетерогенных кристаллических¹⁾ поверхностей при адсорбции рубидия на вольфраме [43].

На фиг. 7 приведено несколько кривых, которые показывают зависимость Δ_0 и Δ_+ от температуры и степени заполнения поверхности. Длина поверхностной диффузии для десорбции атома оказалась приблизительно на порядок больше, чем для десорбции иона. Следовательно, в случае большого промежутка между порами, когда десорбировались одни атомы, была бы покрыта значительно большая часть поверхности пористого вольфрамового эмиттера, чем в случае десорбции и атомов и ионов. Чтобы определить относительную долю расхода, переносимого свободномолекулярным потоком, и расхода посредством поверхностной диффузии в поре, сравнить с радиусом поры следует Δ_0 , так как эмиссия ионов здесь будет подавляться пространственным



Ф и г. 6. Время жизни ионов Rb^+ на поликристаллической вольфрамовой проволоке (*a*) и на травленном кристалле вольфрама (*b*).



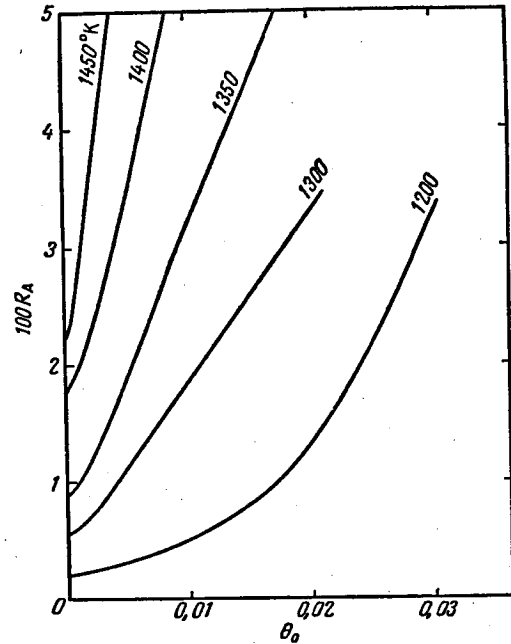
Ф и г. 7. Кривые зависимости длин диффузии от температуры для цезия на вольфраме.

1) Поликристаллических. — Прим. ред.

зарядом в порах. В последующих расчетах мы брали наибольшую из величин Δ_+ , которая соответствует степени заполнения поверхности при максимальной эмиссии ионов, и пренебрегали самой зависимостью Δ_+ от степени заполнения поверхности. Так делалось вследствие того, что недостоверности в зависимости D от θ в интересующей нас области, по-видимому, больше возможных изменений τ_+ с θ .

Результаты расчетов

Серия расчетов плотности тока в зависимости от температуры при постоянной доле нейтралов была выполнена, исходя из модели с однородными промежутками между порами и предположений, оговоренных в предыдущих



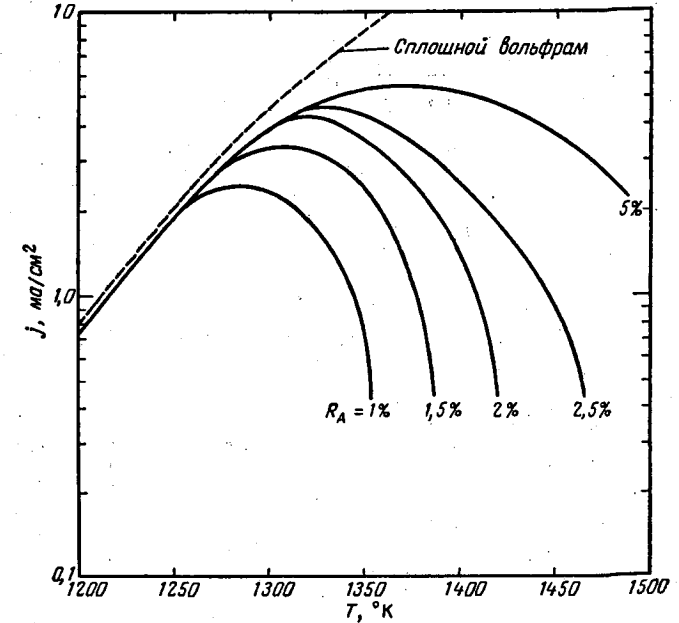
Ф и г. 8. Расчетные кривые значений доли нейтральных частиц R_A в зависимости от средней степени заполнения поверхности. Промежутки между порами 7 мкм; диаметр и глубина пор 2 мкм.

разделах. Учитывалась также зависимость от температуры величины Δ_+ , а следовательно, и площади эмиттирующей области. Предполагалось, что данная поверхность пор (глубиной и диаметром 2 мкм) имеет одинаковую степень заполнения поверхности, равную θ_2 , а величина v_0 в уравнении (6) взята равной $v_0(\theta_2, T)$. Для определения θ_1 и θ_2 при различных значениях θ_0 были использованы уравнения (17) и (19), а для определения α и β — численные аппроксимации уравнений (8) и (9). Полный расход нейтралов через пору и прилегающую к ней область поверхности был получен суммированием уравнения (5а) с выражением

$$v_0(\theta_0) \pi a^2 \left[\left(\frac{\Delta_+}{a} + 1 \right)^2 - 1 \right],$$

а затем расчетом доли нейтралов, определяемой как отношение этой суммы к полному потоку ионов из кольцевого пространства, прилегающего к выходу поры.

В случае когда $\Delta_+ > (d/2) - a$, необходимо несколько модифицировать уравнения, так как площадь поверхности, эмиттирующей ионы, не может превосходить полную площадь между порами, и, следовательно, эта площадь

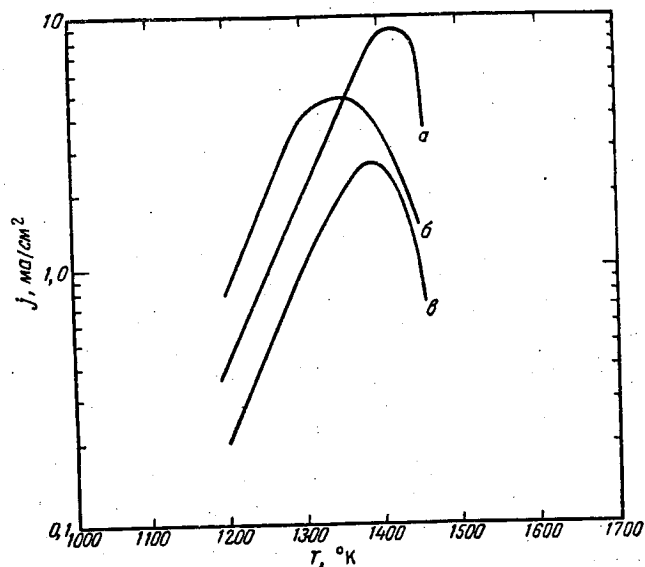


Ф и г. 9. Расчетные кривые зависимости плотности тока j для Cs^+ от температуры при постоянной доле нейтральных частиц R_A для модели пористого вольфрама, приведенной на фиг. 1.

должна использоваться как верхний предел величины $\pi a^2 [(\Delta_+/a + 1)^2 - 1]$ всякий раз, когда она встречается. Предполагалось также, что ионы не эмиттируются из самой поры вследствие недостаточного проникновения в нее поля. Результаты расчетов приведены на фиг. 8, где показана зависимость доли нейтралов от θ_0 для нескольких температур.

Из этого семейства кривых были получены путем интерполяции величины θ_0 и T , соответствующие постоянной доле нейтралов R_A . Затем была рассчитана плотность ионного тока в зависимости от температуры при этих постоянных значениях R_A , исходя из $v_+(\theta_0)$ и отношения эмиттирующей площади к полной площади (фиг. 9). Приведенные зависимости представляют количественно с точностью до сделанных допущений и рассматриваемой модели характеристики эмиттеров, качественное описание которых дано во введении. Заметим, в частности, что при более низких температурах, когда $\Delta_+ \approx (d/2) - a$, плотность тока сравнима с плотностью, получаемой при фронтальной подаче рабочего тела на сплошную вольфрамовую поверхность, несмотря на то что доля нейтралов в случае пористого вольфрама значительно выше. Однако при более высокой температуре ее повышение не приводит к столь большому росту плотности тока, какого следовало бы ожидать при сплошном вольфраме, и максимум кривой для постоянной R_A становится более пологим.

Эти результаты сравниваются с результатами, рассчитанными аналогичными способами для других моделей (фиг. 10). Кривая *a* была получена при использовании модели с расположением пор в шахматном порядке (поры в форме квадрата 2×2 мкм) [8]. Зависимость, представленная кривой *b*, была получена для геометрии пор и промежутков между ними, идентичных с рассмотренными здесь, но без учета изменения Δ_+ с температурой (Δ_+ была



Фиг. 10. Сравнение расчетных данных, полученных на основе различных моделей структуры и при различных допущениях.

a — $R_A = 0,03$, размер поры 2×2 мкм; *b, в* — $R_A = 0,03$, диаметр поры 2 мкм

принята равной 1 мкм) и при более упрощенном расчете выхода нейтралов из пор [14].

Таким образом, видно, что результаты расчетов заметно зависят от самой модели и, следовательно, их нельзя считать слишком строгими. Несмотря на то что данный расчет является более точным, чем два других, из анализа, приведенного в этой работе, видно, что число неопределенностей еще велико. Следовательно, чтобы получить макроскопические параметры эмиттера из пористого материала, необходимы тщательные экспериментальные измерения. Некоторые методы таких измерений рассматриваются в следующем разделе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДОЛИ НЕЙТРАЛОВ

Закончив анализ параметров, характеризующих пористые ионизаторы, вернемся теперь к вопросу об их экспериментальном исследовании. Из сказанного ранее очевидно, что даже при наличии фундаментальных данных об эмиссии цезия и диффузии его на поверхностях из гетерогенного вольфрама расчет с необходимой степенью точности оптимальных режимов работы практически невозможен. По этой причине предварительная программа наших исследований включала лишь одновременное определение потоков ионов и атомов в некотором диапазоне температур поверхности при работе

в режиме с ограниченной эмиссией. По этим данным можно определить рабочие режимы, которые дают возможность получить оптимальный выход ионов при достаточно низких потерях нейтральных атомов и потребляемой мощности. Следует обратить внимание на то, что эти измерения должны быть выполнены при малой утечке ионного тока в ускоряющий электрод. Это не только уменьшает потери тока пучка, но и снижает до минимума отражение цезия на поверхность эмиттера, которое приводит к нарушению однородности поверхностного покрытия.

Энергетический к. п. д. процесса получения ионов легко определяется путем сравнения мощности, затрачиваемой на подогрев ионного источника, с мощностью пучка. Поток ионов I_+ можно измерить как непосредственно электрическим, так и калориметрическим методами, которые детально описаны в работе [2]. Принципиальная трудность определения коэффициента использования рабочего тела (или массового коэффициента ионизации) $\eta_i = I_+ / (I_+ + I_0)$ заключается в том, что необходимо точно определить поток нейтральных частиц в пучке I_0 или полный поток через ионизатор $I_0 + I_+$. Для таких измерений применялись следующие методы, ни один из которых пока еще не признан полностью удовлетворительным.

Первые попытки определить отношение I_0 / I_+ были сделаны по так называемому интегральному методу. Известная масса цезия помещалась в резервуар, и ионизатор работал при постоянной температуре и ускоряющем потенциале до полного израсходования цезия. Масса цезия сопоставлялась с интегральным ионным током, измеряемым на коллекторе. Этот метод был безуспешно применен в нескольких случаях и заменен другим по следующим причинам. Метод весьма неэкономичен, поскольку весь опыт проводится на одном режиме (получается одна экспериментальная точка) и даже при минимальной массе цезия, достаточной для получения удовлетворительно точных результатов, требуется продолжительное время работы. Самая незначительная утечка в питающей системе, какое-либо испарение цезия с коллектора и передача его на ионизатор, а также любое отражение нейтральных атомов цезия от ускоряющего электрода или коллектора к ионизатору приводят к значительной ошибке в величине η_i , особенно когда ионизатор работает в режиме высокого коэффициента использования рабочего тела, т. е. при $I_+ \gg I_0$. Полнее подробности эксперимента изложены в работе [15].

Второй метод — так называемый дифференциальный — состоит в одновременном измерении расхода цезия в системе подачи к ионизатору и величины эмиссии ионов. Важное преимущество этого метода состоит в том, что он позволяет работать в широком диапазоне условий в течение одного запуска и таким образом дает значение коэффициента ионизации для ряда величин рабочих параметров. Самая большая трудность заключается в создании точного прибора для измерения малых расходов паров цезия, необходимых для существующих в настоящее время источников ионов. Наибольшие усилия были направлены на разработку измерительного устройства для расхода паров щелочного металла, в котором использована электролитически управляемая ионная проводимость через твердую мембрану из цезиевого стекла.

Хотя этот метод широко применяется для введения натрия и калия в вакуумную систему, электролитическая передача цезия через цезиевое стекло никогда не исследовалась. Вследствие того что промышленное производство цезиевого стекла отсутствует, были изучены только три плавки такого стекла. Полученные токи оказались настолько малыми, что могли рассматриваться лишь как предельные для использования при оценке коэффициента ионизации на пористом вольфраме. Кроме того, вследствие высокого коэффициента теплового расширения, которым обладают эти стекла, они ока-

зались крайне хрупкими и потому чрезвычайно ненадежными. Подробное описание этих опытов дано в работе [15]. Хотя метод считался перспективным благодаря своей высокой точности, однако выяснилось, что он требует весьма длительной доводки. Поэтому работы над ним были прекращены и предпочтение отдано третьему методу.

Этот метод, находящийся сейчас в стадии разработки, позволяет непосредственно измерять I_0 , обходя, таким образом, проблемы тщательного определения малых разностей больших величин. Суть его состоит в измерении потока нейтральных атомов путем ионизации части этого потока на горячей вольфрамовой нити и электрического измерения результирующего ионного тока. Несколько приборов были построены по этому принципу и опробованы экспериментально. Типовой прибор состоит из трубки, действующей как ограничитель объема и как коллиматор для потока атомов; затвора на конце трубки, который может открываться и закрываться для дифференциальных измерений; горячей вольфрамовой нити и коллектора ионов. Прибор, или «цезиевый глаз», монтируется на фланце вакуумной камеры, охлаждаемой жидким азотом. При низких температурах ошибки из-за ложных ионных токов значительно снижаются. Монтаж «глаза» производится таким образом, чтобы коллиматор был направлен на исследуемый пористый вольфрамовый ионизатор, но располагался в стороне от оси пучка, с тем чтобы основной ионный пучок не пересекался коллиматором.

Были испытаны две схемы для измерения тока, возникающего вследствие входящего потока атомов.

В первой схеме горячей вольфрамовый ионизатор (нить) работал под отрицательным потенциалом в несколько вольт, а соседний с ним электрод коллектора находился под отрицательным потенциалом приблизительно в 100 в. Ионы, покидающие ионизатор (вольфрамовую нить), могут идти только на коллектор. Однако имеют место явления, вызывающие ошибки. Например, ионы, входящие в прибор и достигающие коллектора, измеряются вместе с атомами. Приборы, работавшие по такой схеме, страдали именно этим недостатком. Во второй схеме вольфрамовая нить находится под положительным потенциалом, а корпус детектора нейтралов служит коллектором ионов. Поток атомов определяется путем измерения положительного тока, текущего от вольфрамовой нити. Приборы, работающие по этой схеме, нечувствительны к входящим ионам, но могут давать неверные показания, если имеются значительные фотоэлектрические токи от стенок к вольфрамовой нити.

В любой схеме детектор нейтралов, чтобы давать полезные результаты, должен тарироваться одним из существующих способов. Можно при ряде упрощающих предположений рассчитать тарировочный коэффициент, который определяет отношение тока, измеренного прибором, к полному нейтральному потоку из исследуемого ионизатора. В этом случае результаты отличаются менее чем вдвое от полученных при использовании другого метода, который представляется более перспективным. В этом методе с помощью детектора нейтралов делается измерение при нормальном режиме работы исследуемого ионного источника и результаты сравниваются с данными измерения, сделанного при тех же условиях работы источника, но в отсутствие ускоряющего потенциала. Так как можно принять, что полный поток (ионы плюс атомы) в обоих случаях является одним и тем же, но при втором измерении эмиттируются только атомы, то отношение измерений должно дать процент нейтралов, эмиттированных при нормальных условиях работы в выходящий ионный пучок.

Как уже говорилось, результаты измерений с прибором, в котором используется отрицательное смещение на коллекторе, страдали недостоверностью из-за появления отклонившихся случайных ионов вследствие про-

цессов перезарядки, протекающих вблизи источника. Вопрос величины и влияния перезарядки между ионами и атомами в источнике и ускоряющей области был исследован, и установлено, что перезарядка незначительно снижает число нейтральных частиц, достигающих регистратора.

Нам представляется, что метод «цезиевого глаза», хорошо зарекомендовавший себя при исследованиях молекулярных пучков, позволяет определять и степень ионизации. Прибор прост, что позволяет использовать его в качестве детектора в измерительной системе цезиевого ионного источника, применяющегося с целью получения тяги.

ЛИТЕРАТУРА

1. Naiditch S., Worlock R. M., Zuccaro D., Baker D., Ernestene M. P., Gallagher L. R., Mullins J., Teem J. M., «Ion Propulsion Systems: Experimental Studies», ARS preprint 928-59, Nov. 1959.
2. Ernestene M. P., Forrester A. T., Speiser R. C., Worlock R. M., «Multiple Beam Ion Motors»; см. стр. 125 настоящей книги.
3. Carman P. C., «Flow of Gases Through Porous Media», Butterworth's Scientific Publications, London, 1956.
4. Ramo-Wooldridge Res. Lab., «Electrostatic Propulsion», *Proc. IRE*, 48, № 4, 477—491 (Apr. 1960).
5. Clausing P., «Stationary Flow of Very Dilute Gases», *Physica*, 9, 65—80 (1929).
6. Дымков И. М., «К вопросу о механизме поступления паров активатора к внешней поверхности пористого металл-пленочного катода», *Радиотехника и электроника*, 2, № 12, 1525—1529 (1957).
7. Taylor J. B., Langmuir I., «Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Cesium Films on Tungsten», *Phys. Rev.*, 44, № 6, 2nd Ser., 423—458 (1933).
8. Forrester A. T., Speiser R. C., «Cesium-Ion Propulsion», *Astronautics*, 4, № 10, 34—35 (1959).
9. Barrer R. M., «Diffusion In and Through Solids», Cambridge Univ. Press, 1941, ch. 8.
10. Митянский Г. Ф., «Миграция бария по поверхности некоторых металлов», *Радиотехника и электроника*, 2, № 12, 1491—1496 (1957).
11. Gomer R., «Mobility of Ad-Layers on Tungsten», *Proc. 2nd Intern. Congr. of Surface Activity*, Butterworth's Sci. Publ., London, 1957, p. 236—242.
12. Good R. H., Muller E. W., «Field Emission», *Handbuch der Physik XXI*, Springer-Verlag, 1956, p. 176—231.
13. Hughes F. L., Levinstein H., «Mean Adsorption Lifetime of Rb on Etched Tungsten Single Crystals: Ions», *Phys. Rev.*, 113, № 4, 1029—1035 (1959).
14. Worlock R. M., «Development of a Demonstration Ion Engine», *Electro-Optical Systems, Inc.*, Pasadena, Calif., Contract AF 33 (616)-6958, Project № 3141, 1st Semi-annual Progress Rep. 430-2Q-1, 31 July 1960.
15. Staff of Fluid Physics Division, Electro-Optical Systems, Inc., Pasadena, Calif., «Investigation of Ionized Gases and Acceleration Systems for Ion Propulsion», Contract DA—04-495-ORD-1191, 1 April 1958 to 1 July 1960.
16. Langmuir I., Taylor J. B., *Phys. Rev.*, 40, 463 (1932).

Влияние структуры поверхности и адсорбции на эффективность ионизации в источниках с поверхностной ионизацией

Д. Г. Уорден

Ионизационные свойства в ионном источнике с поверхностной ионизацией зависят при прочих равных условиях от свойств твердой поверхности и характера взаимодействия газа с твердым телом, происходящего на ионизирующей поверхности. В этой работе рассматриваются следующие два вопроса, связанные с явлениями на поверхности:

1. Влияние неоднородности поверхности на эффективность ионизации

Эффективность ионизации на поверхности находится в параметрической зависимости от работы выхода электрона для данного материала поверхности, и поэтому на эффективности сказывается неоднородность работы выхода, обусловленная тем, что реальная рабочая поверхность поликристаллического ионизатора образована различными гранями отдельных кристаллов. Ниже будет рассмотрено влияние этого свойства поверхности на эффективность поверхностной ионизации. Дан пример ионизации цезия на поликристаллической поверхности вольфрама, показывающий возможную величину отклонений от расчета по формуле Лангмюра — Саха.

2. Адсорбция цезия

Суммарные характеристики адсорбции цезия хорошо известны и приводятся в литературе по вопросам поверхностной ионизации. Однако часто отсутствуют важные детали, и для их выяснения необходимы дальнейшие эксперименты. В данной работе главное внимание уделено методам, используемым в настоящее время в исследовательской лаборатории «Дженерал электрик» при изучении адсорбции цезия. Такие методы, как метод пульсирующего молекулярного пучка и метод переменного поля, дают возможность непосредственно определять время адсорбции. Результаты измерений времени адсорбции цезия на поликристаллическом молибдене в зависимости от температуры дали величину полной энергии адсорбции, равную 1,79 эв.

Приводятся результаты расчета эффективности ионизации в ионном источнике с ускоряющим напряжением, изменяющимся по периодическому закону. Показано, как эффективность ионизации на поверхности будет зависеть от времени адсорбции цезия и частоты приложенного напряжения.

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностная ионизация является одной из форм адсорбции или реакции на поверхности и в определенной мере зависит от локальных свойств используемой поверхности. Следовательно, если поверхность неоднородна, то и реакция на ней будет для разных участков иметь различные характеристики. Ионизация на данной поверхности является поэтому в некоторой степени косвенной специфической характеристикой этой конкретной поверхности.

Поверхностная ионизация весьма сильно зависит также от присутствия адсорбированных атомов и молекул, от их типов и доли поверхности, занятой ими. Хорошо известно, например, что мономолекулярный слой кислорода на вольфрамовой поверхности повышает ионизационную способ-

ность поверхности, тогда как небольшая поверхностная концентрация адсорбированных атомов щелочного металла снижает эту способность.

В этой работе рассматриваются два вопроса, касающихся структуры поверхности и адсорбции. Первый вопрос относится к так называемому эффекту мест в ионной эмиссии, т. е. к влиянию поликристаллической структуры поверхности на эффективность ионизации. Второй вопрос связан с адсорбцией цезия, и здесь содержится в основном описание двух методов измерения времени и энергии адсорбции цезия при малых степенях заполнения поверхности. В этом разделе дается также краткое описание влияния адсорбции цезия на эффективность ионизации в ионном источнике с ускоряющим потенциалом, изменяющимся по периодическому закону.

ВЛИЯНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Гомогенные поверхности, однородные во всех отношениях, редко встречаются на практике. Большинство металлических образцов, которые используются в экспериментах и тем более в промышленности, являются поликристаллическими, а следовательно, их поверхность образована гранями многих отдельных кристаллов. Размеры (площади) этих граней очень различны и меняются от микроскопических до легко различимых визуально. Размеры граней определяются прежде всего технологией, т. е. воздействиями, которым подвергался образец как до, так и после установки в прибор, и зависят от характеристик кристаллической структуры металла. Но и при минимальном размере возможны неоднородности свойств поверхности даже для данного кристалла из-за дефектов кристаллической решетки, таких, например, как дислокации. Таким образом, поверхности, используемые на практике, являются, по существу, «лооскутными», причем размеры «лооскутов» могут быть как макро-, так и микроскопическими. Это следует учитывать при изучении поверхностной ионизации.

Экспериментальные и теоретические исследования эмиссии электронов с поверхности твердых тел существенно пополнили наши знания о таких сложных поверхностях [1]. В этих исследованиях было показано, что большие расхождения между теорией и экспериментом можно объяснить, если рассмотреть эмиттирующую поверхность, состоящую из отдельных «лооскутов». При этом характеристики электронной эмиссии различных участков отличаются друг от друга. Влияние такой структуры на полную электронную эмиссию известно как «эффект мест». Аналогичный эффект был отмечен рядом авторов [2, 3] и при поверхностной ионизации. Особенно наглядны отклонения от теории, продемонстрированные в работе [3]. Исходя из представления о поверхности, как состоящей из элементов четырех типов, соответствующих четырем граням кристалла с различными значениями работы выхода, и считая, что каждый занимает определенную часть поверхности, автору работы [3] удалось привести экспериментальные данные ряда исследований поверхностной ионизации в соответствие с теорией. Представленный в следующем разделе расчет ионизации цезия на поверхности поликристаллического вольфрама проведен на основе работы [3]. Этот расчет представляет собой полную аналогию обычной трактовки термоэлектронной эмиссии с «лооскутной» поверхности.

Эффективность ионизации β одноатомных молекул на однородной металлической поверхности определяется как отношение потока десорбции положительных ионов D_p к полному потоку десорбции D [4] и выражается формулой

$$\beta = \frac{D_p}{D} = \left[1 + \frac{\omega_a}{\omega_p} \exp \frac{e(I - \phi)}{kT} \right]^{-1} \quad (1)$$

при отсутствии электрического поля. В этом выражении e — заряд электрона; I — потенциал ионизации адсорбированных атомов в их свободном (газообразном) состоянии; ϕ — работа выхода электрона с поверхности; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; ω_a, ω_p — статистические веса соответственно атома и иона.

Для щелочных металлов $\omega_a/\omega_p = 2$. Если поверхность образована совокупностью участков с разными работами выхода¹⁾, полный ионный ток с поверхности является суммой ионных токов с каждого отдельного участка, если их можно рассматривать как независимые эмиттеры, однородные в пределах своих границ. Пусть Z — поток адсорбции цезия на поверхность; f_i — доля поверхности, занимаемая участком с работой выхода ϕ_i . Эффективность ионизации β_i для i -го участка получается путем подстановки ϕ_i в уравнение (1). Поток десорбции ионов с поверхности является суммой

$$D_p = \sum_i Z f_i \beta_i = Z \sum_i f_i \beta_i. \quad (2)$$

Так как в установившемся процессе полный поток десорбции D должен быть равен полному потоку адсорбции, т. е. $Z = D$, то

$$\beta = \frac{D_p}{D} = \sum_i f_i \beta_i. \quad (3)$$

Таким образом, эффективность ионизации на «лоскутной» поверхности является суммой эффективностей каждого участка, взятых с соответствующим весом.

С целью определения влияния такой структуры поверхности был проведен расчет для случая цезия на вольфраме. Для того чтобы использовать уравнение (3), необходимо знать две величины: работы выхода ϕ_i (или эффективности β_i) и доли поверхности f_i . Работы выхода для нескольких граней кристалла вольфрама были измерены [1, 5, 6], и величины, сообщенные различными исследователями, хорошо совпадают. Задание же численных значений долей поверхности не является столь определенным и зависит в значительной мере от произвола исследователя. Вследствие этого можно спорить о прикладной ценности уравнения (3), а выбор определенной совокупности значений f_i рассматривать лишь как достаточно разумный.

При расчете были использованы четыре типа участков поверхности. Работы выхода брались из работы [1], в которой особенно хорошо разработан вопрос о влиянии неоднородности поверхности на эмиссию электронов. (Эти же величины были также использованы в работе [3].) Расчеты были сделаны для трех групп значений f_i , приведенных в таблице. Группа I использовалась в работе [1], а группа II — в работе [3] при согласовании данных по ионизации калия на вольфраме. Группа III включена, чтобы показать эффективность ионизации в случае равномерного распределения участков. Результаты расчетов эффективности ионизации показаны на фиг. 1 в функции температуры поверхности. Кривые, отмеченные римскими цифрами, соответствуют группам распределения долей площади из таблицы. На графике нанесены также зависимости эффективностей для четырех поверхностей, характеризуемых единым значением работы выхода каждая. Следует учесть, что ордината β фиг. 1 лежит в пределах 0,90 — 1,00.

Из фиг. 1 видно, что если эти комбинации работ выхода и распределений площадей достаточно правильно характеризуют реальные поверхности вольфрама, то «лоскутный» эффект не будет заметно влиять на ионизацию цезия.

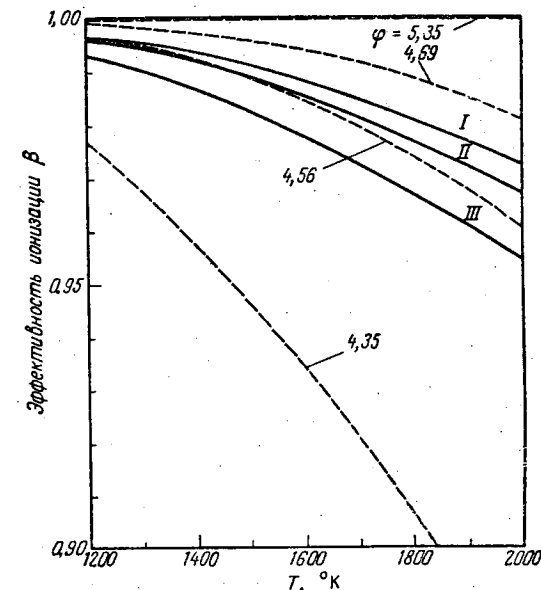
¹⁾ Здесь принимается, что поверхностная концентрация цезия повсюду достаточно низка и, следовательно, работы выхода с граней такие же, как и для чистого металла. Это будет пояснено в дальнейшем изложении.

Все три кривые для неоднородных поверхностей отличаются одна от другой не более чем на 2% в диапазоне температур до 2000° К. Все комбинации имеют

Работы выхода и соответствующие им доли поверхности, использованные в расчете влияния неоднородности поверхности на ионизацию цезия на вольфраме

ϕ_i, e	f_i		
	I	II	III
4,35	0,089	0,12	0,25
4,56	0,254	0,23	0,25
4,69	0,343	0,47	0,25
5,35	0,314	0,18	0,25

эффективности свыше 95% и отстоят не более чем на 0,5 — 1% от кривой для однородной поверхности с $\phi = 4,56 e$ или на 0,5 — 2% от кривой с $\phi = 4,69 e$.



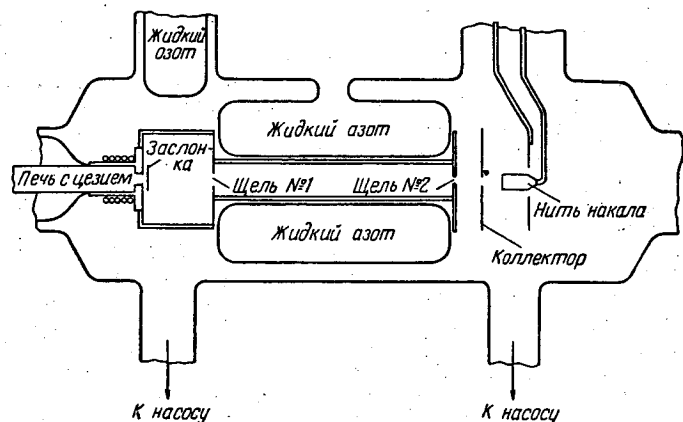
Фиг. 1. Эффективность ионизации цезия на различных вольфрамовых поверхностях. Кривые I, II и III соответствуют различным группам распределения площадей с различными работами выхода (см. таблицу).

Это обстоятельство может быть объяснено относительно низким потенциалом ионизации цезия и тем, что поверхность с низкой работой выхода составляет не более 25% общей поверхности (группа III). В общем же для поверхностной ионизации интерес представляют поверхности с высокой работой выхода, тогда как для электронной эмиссии желательно иметь низкие работы выхода. Уравнение (1) для определения эффективности

ионизации применимо лишь при условии отсутствия наложенного электрического поля. Это относится и к результатам, приведенным на фиг. 1. В присутствии электрического поля в показателе экспоненты в уравнении (1) входит член $E^{1/2}$, где E — напряженность электрического поля у ионизирующей поверхности [2]. Это аналог эффекта Шоттки, наблюдающегося при электронной эмиссии, применительно к случаю десорбции ионов. Поэтому для правильного сравнения эксперимента с теорией требуется, чтобы измерения, выполненные с приложенным полем, были экстраполированы до нулевого его значения.

АДСОРБЦИЯ ЦЕЗИЯ

Многочисленные экспериментальные работы по адсорбции цезия на вольфраме, выполненные 30—40 лет назад [4, 7, 8], наряду с более современными исследованиями [9, 10] обеспечили необходимые данные для правильного расчета цезиево-вольфрамового ионного источника. Следует ожидать,



Ф и г. 2. Схема установки для изучения переходных процессов при адсорбции цезия.

что многие суммарные характеристики, полученные в этих работах; окажутся применимыми и к другим системам. Однако об адсорбции цезия на других материалах известно относительно мало, и, как показали эксперименты, уверенно предсказать здесь что-либо определенное нельзя (см., например, данные по ионизации цезия на платине и платиновом сплаве [9]). Поэтому необходима дальнейшая экспериментальная работа.

В исследовательской лаборатории «Дженерал электрик» применяются два метода изучения энергии и времени адсорбции цезия на поверхностях, основанные на использовании переходных режимов в десорбции ионов цезия. В обоих методах применяются атомарные пучки цезия [11] и используется одно и то же устройство для получения пучка. Для пояснения принципа действия лучше всего рассмотреть схему экспериментальной установки (фиг. 2). С левой стороны имеется печь с цезием. Правый конец печи закрывается медной чашкой с маленьким отверстием. Через него пары цезия поступают в примыкающую камеру со скоростью, которая зависит от температуры печи. Когда печь нагрелась и заслонка убрана (на фиг. 2 она дана в закрытом положении), некоторое количество пара, проходя через две щели, образует коллимированный атомарный пучок, который направляется на

нить накала. Пары цезия, не прошедшие через щели, собираются ловушками с жидким азотом.

Заслонка механически связана со стальным сердечником, помещенным в боковую трубку. Таким образом, заслонка может быть открыта или закрыта внешним магнитом или возбуждением катушки соленоида, намотанной на боковую трубку, что может быть выполнено очень быстро путем разряда батареи конденсаторов через катушку. При этом время срабатывания заслонки составляет около 1 мсек.

Образец, поверхность которого изучается, выполняется обычно в форме ленточной нити, согнутой почти в треугольник с основанием, обращенным к пучку. Температура нити измеряется оптическим пирометром или определяется по предварительно полученным кривым зависимости сопротивления от температуры. Ионы цезия, образованные путем поверхностной ионизации на нити, вытягиваются на коллектор, если он имеет по отношению к нити отрицательный потенциал.

Два метода измерения отличаются только способом получения переходных процессов в ионном токе. В первом — названном методом пульсирующего или прерывистого молекулярного пучка [12—14] — доступ цезия на образец внезапно прекращается или, наоборот, возобновляется при перемещении заслонки, как было описано выше. Таким образом, количество цезия, поступающего на поверхность, изменяется от некоторого начального до конечного уровня за время, зависящее от скорости пучка. Это изменение степени заполнения поверхности отражается соответствующим изменением ионного тока.

Во втором методе поток цезия не прерывается, а направляется на образец в течение всего эксперимента. Переходный процесс достигается периодическим изменением потенциала коллектора, от отталкивающего до притягивающего ионы [15]. В течение «отталкивающей» части цикла десорбированные ионы направляются обратно на поверхность. Поэтому количество цезия на поверхности в течение этой части цикла определяется лишь скоростью десорбции нейтральных атомов. Когда знак поля меняется, ионы начинают притягиваться коллектором и степень заполнения поверхности определяется скоростью десорбции как атомов, так и ионов. Здесь, как и в первом методе, происходит изменение степени заполнения поверхности и ионный ток следует за этим изменением. Он измеряется, естественно, только в течение «притягивающей» части цикла.

Измерения характеристик переходных процессов цезия на молибдене были проведены первым методом. Полученные результаты и их анализ приводятся ниже.

Второй метод, так называемый метод переменного поля, описан в конце этого раздела. Мы не приводим здесь экспериментальных результатов, полученных этим методом, но анализируем методику эксперимента, так как это позволяет рассчитать эффективность ионизации в источнике ионов, работающем в импульсном режиме при прямоугольной форме импульсов ускоряющего напряжения.

Метод пульсирующего молекулярного пучка

Пусть N — число атомов цезия, находящихся в данный момент на поверхности образца. Скорость изменения N определяется разницей между скоростями адсорбции и десорбции. Обозначим через D_p и D_a скорости десорбции ионов и атомов, а через Z скорость адсорбции цезия из пучка после открытия заслонки. Тогда

$$\frac{dN}{dt} = Z - D_p - D_a. \quad (4)$$

Согласно Лангмюру и Тейлору [4], примем, что каждая из величин D_p и D_a пропорциональна N . Это справедливо при малых степенях заполнения поверхности (а они в условиях описываемых экспериментов именно таковы). Следовательно,

$$D_p = \varepsilon_p N, \quad (5)$$

$$D_a = \varepsilon_a N. \quad (6)$$

Коэффициенты ε_a и ε_p могут быть названы частотами испарения; такой терминологией мы будем пользоваться далее. Обратные им величины называются временами адсорбции или временами пребывания на поверхности. Подставляя выражения (5) и (6) в уравнение (4), получим

$$\frac{dN}{dt} + (\varepsilon_a + \varepsilon_p) N = Z. \quad (7)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$N = \frac{Z}{\varepsilon_a + \varepsilon_p} \{1 - \exp[-(\varepsilon_a + \varepsilon_p)t]\}. \quad (8)$$

Скорость десорбции ионов [уравнение (5)] определяется отсюда выражением

$$D_p = \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_a + \varepsilon_p} Z \{1 - \exp[-(\varepsilon_a + \varepsilon_p)t]\}. \quad (9)$$

Заметим, что по определению [см. уравнение (1)] β равно

$$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_a + \varepsilon_p} = \beta, \quad (10)$$

откуда

$$\varepsilon_a + \varepsilon_p = \frac{\varepsilon_p}{\beta}, \quad (11)$$

и выражение (9) может быть переписано в виде

$$D_p = \beta Z \left[1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon_p t}{\beta}\right)\right]. \quad (12)$$

Из уравнения (7) очевидно, что закрытие заслонки также вызовет изменение скорости десорбции ионов по закону

$$D_p = \beta Z \exp\left(-\frac{\varepsilon_p t}{\beta}\right), \quad (13)$$

где Z — скорость адсорбции из пучка перед закрытием заслонки.

Ток коллектора в течение переходных процессов, описанных уравнениями (12) и (13), будет равен

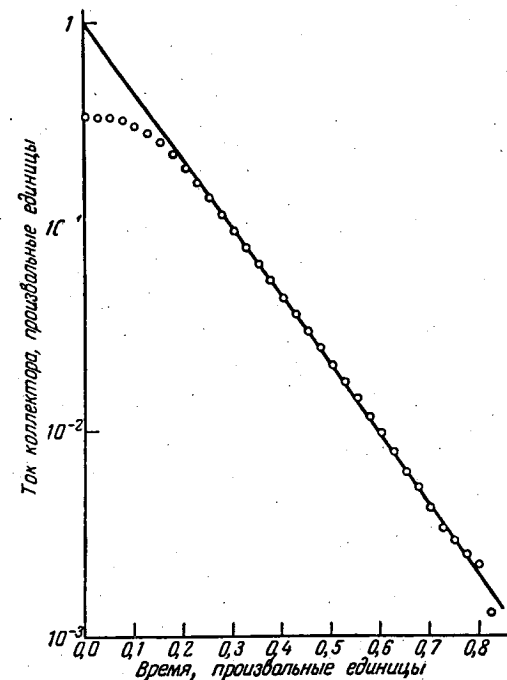
$$I_c = e D_p, \quad (14)$$

т. е. возрастает (или спадает) по простой экспоненте с постоянной времени, равной

$$\tau = \frac{\beta}{\varepsilon_p}. \quad (15)$$

Поэтому зависимости $\lg I_c$ от t [для случая уравнения (13)] или $\lg [I_c(\infty) - I_c(t)]$ от t [для случая уравнения (12)] будут линейными. Типичный пример результатов измерений переходного ионного тока в случае ионизации цезия на молибдене показан на фиг. 3. Эти измерения были получены обработкой осциллографической кривой. Ордината фиг. 3 — ток коллектора, а абсцисса — время. Осредненная линейная зависимость была сочтена наиболее хорошо аппроксимирующей результаты измерений. Отклонения реальной зависимости от линейной в левой части графика являются следствием

конечной скорости заслонки и неизбежны в таких системах, когда постоянная времени [см. уравнение (15)] имеет порядок 1 мсек. Разброс точек в правой части происходит из-за конечности толщины линий на экране осцилло-



Фиг. 3. Типичная кривая результатов измерений зависимости тока ионов цезия на коллекторе от времени в течение переходного процесса при адсорбции.

Цезий на молибдене, $T = 1123^\circ \text{K}$, $\tau = 0,79$ мсек; \circ эксперимент; — осредненная линейная зависимость.

графа и связанной с этим трудности измерения малых амплитуд. Последние несколько точек представляют результаты измерения амплитуды порядка нескольких сотых миллиметра, что соизмеримо с шириной изображения луча на экране. Наклон прямой линии на фиг. 3 дает время адсорбции, равное 0,79 мсек при $T = 1123^\circ \text{K}$.

Из уравнения (7), приравняв dN/dt нулю, можно оценить максимальное число атомов, которые адсорбировались на поверхности в течение времени наблюдения, и определить, было ли оправданным предположение о малости степени заполнения поверхности цезием. Напомним, что это предположение было сделано при представлении скоростей десорбции в форме (5) и (6). Из уравнения (7)

$$N = \frac{Z}{\varepsilon_a + \varepsilon_p} = \frac{\beta}{\varepsilon_p} Z = Z\tau. \quad (16)$$

По оценкам (с точностью до 20%) Z будет равно $3 \cdot 10^{11}$ атом/сек. При $\tau = 0,79 \cdot 10^{-3}$ сек из уравнения (16) найдем, что $N = 2,4 \cdot 10^8$ атомов. Поперечное сечение пучка составляло $0,01 \text{ см}^2$, и поэтому максимальное значение поверхностной концентрации было $2,4 \cdot 10^{10}$ атом/см². Эта кон-

центрация соответствует степени заполнения поверхности, меньшей чем 10^{-3} , следовательно, применение линейных зависимостей (5) и (6) является оправданным. В дальнейшем это было подтверждено визуальными наблюдениями поведения осциллограмм при снижении температуры нити накала.

Для данной интенсивности пучка (определяемой температурой печи) кривая соответствует экспоненциальной зависимости до тех пор, пока температура нити не снизится до некоторой предельной величины. При этой и при еще более низких температурах кривые существенно меняли свой характер и приобретали вид, который мог быть обусловлен лишь нелинейной десорбцией. Это позволяет установить в проводимых экспериментах нижний предел по температурам нити накала. Наблюдения не были продолжены, но таким путем, очевидно, можно найти критическую температуру фазового перехода для адсорбированного цезия [16—18], что и предполагается сделать в будущем.

Частоты испарения ε_a и ε_p экспоненциально зависят от температуры поверхности [4], т. е.

$$\varepsilon_a = \varepsilon_{a0} \exp\left(-\frac{Q_a}{kT}\right), \quad (17)$$

$$\varepsilon_p = \varepsilon_{p0} \exp\left(-\frac{Q_p}{kT}\right), \quad (18)$$

где Q_a и Q_p — энергии адсорбции (энергии связи) соответственно для атомов и ионов. Поэтому время адсорбции [см. уравнение (15)] можно выразить в виде

$$\tau = \frac{\beta}{\varepsilon_{p0}} \exp\left(\frac{Q_p}{kT}\right), \quad (19)$$

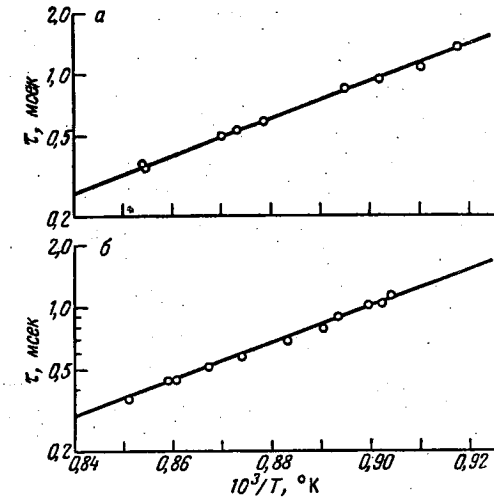
или

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{Q_p}{kT}\right). \quad (20)$$

Коэффициент перед экспонентой (τ_0), безусловно, зависит от температуры, поскольку от нее зависит эффективность ионизации β . Однако диапазон температур, исследованный в эксперименте, был мал (около 100°K), а β для цезия на молибдене изменяется в этом диапазоне достаточно медленно, поэтому можно считать τ_0 постоянным. Две измеренные зависимости τ от температуры показаны на фиг. 4, где τ откладывается в логарифмическом масштабе по оси ординат, а соответствующая температура поверхности — по оси абсцисс. Обе зависимости могут быть аппроксимированы прямыми линиями с наклонами, указывающими величины энергий адсорбции Q_p , равные 1,79 и 1,78 эв. Эти две группы измерений были получены на различных участках поверхности одного и того же молибденового образца. Система диафрагм (щелей) установки смонтирована на шарнире, размещенном непосредственно над выходным отверстием печи, что позволяет направлять пучок на различные участки. В опытном образце размеры кристаллов у поверхности были малы по сравнению с поперечным сечением пучка, и поэтому не следовало ожидать заметных пространственных изменений в измеренных временах адсорбции. Однако указанная особенность конструкции щелевой системы преследовала цель обеспечить возможность исследования влияния поверхностной структуры на адсорбцию, а измерения, проводимые в настоящее время методом переменного поля, показали, что эта возможность является ценным дополнением к разобранной методике эксперимента с атомарным пучком.

Энергия адсорбции 1,79 эв примерно на 0,2 эв меньше соответствующей величины для цезия на вольфраме. Поэтому время адсорбции при данной температуре будет короче. Следовательно, если молибден и вольфрам

подвергаются воздействию цезия при одинаковом давлении и имеют одну и ту же температуру, то на молибденовой поверхности адсорбированного цезия будет меньше [см. уравнение (15)]. А это значит, что молибденовая поверхность может подвергаться воздействию цезия под более высоким давлением, прежде чем цезий адсорбируется на ней в количествах, достаточных,



Фиг. 4. Кривые зависимости времени адсорбции цезия на молибдене от температуры для двух различных участков поверхности молибдена. а — $Q_p = 1,79$ эв; $\tau_0 = 7,0 \cdot 10^{-12}$ сек; б — $Q_p = 1,78$ эв; $\tau_0 = 9,0 \cdot 10^{-12}$ сек.

чтобы снизить работу выхода и эффективность ионизации. По одним только данным о времени адсорбции невозможно предсказать критическую температуру, при которой поверхность, как эмиттер, станет неэффективной. Однако можно надеяться, что, когда эти данные будут дополнены наблюдениями нелинейной адсорбции, о которых говорилось выше, такое предсказание станет возможным.

Метод переменного поля

Уравнения в случае использования метода переменного поля несколько отличаются от уравнения (7). Когда поле имеет полярность, отсасывающую ионы с эмиттера, уравнение (7) применимо. Однако, когда поле запирает, т. е. отталкивает ионы, уравнение примет вид

$$\frac{dN}{dt} + (\varepsilon_a + \varepsilon_p) N = Z + Z_p, \quad (21)$$

где Z_p — скорость адсорбции ионов, десорбированных, но возвращенных полем на поверхность. Величина Z_p зависит от времени в течение переходного периода (значительно меньше, чем время адсорбции) до тех пор, пока число ионов, покидающих поверхность, равно Z_p . Тогда

$$Z_p = \varepsilon_p N, \quad (22)$$

и уравнение принимает вид

$$\frac{dN}{dt} + \varepsilon_a N = Z. \quad (23)$$

Решения уравнений (7) и (23) имеют вид
а) для вытягивающего поля

$$N_c = \frac{Z}{\epsilon_a + \epsilon_p} + \left[N_c(0) - \frac{Z}{\epsilon_a + \epsilon_p} \right] \exp \left[-(\epsilon_a + \epsilon_p) t \right]; \quad (24)$$

б) для запирающего поля (после выхода на установившийся режим)

$$N_r = \frac{Z}{\epsilon_a} + \left[N_r(0) - \frac{Z}{\epsilon_a} \right] \exp(-\epsilon_a t). \quad (25)$$

Индексы c и r указывают полярность поля. $N_c(0)$ и $N_r(0)$ — число адсорбированных атомов к моменту изменения полярности, а t — время, прошедшее после ее изменения. Если период изменения поля много больше $(\epsilon_a + \epsilon_p)^{-1}$, то

$$N_c(0) = \frac{Z}{\epsilon_a}, \quad (26)$$

$$N_r(0) = \frac{Z}{\epsilon_a + \epsilon_p}. \quad (27)$$

Изменение N от $N_c(0)$ до $N_r(0)$ дает рост ионного тока коллектора при переходном процессе. Постоянная времени определяется уравнением (15) так же, как и в методе пульсирующего пучка.

Метод переменного поля подобен по принципу действия источнику ионов с поверхностной ионизацией, использующему импульсное ускоряющее напряжение с прямоугольной формой импульса. Если источник ионов работает в линейной области [уравнения (5) и (6)], приведенные выше решения (24) и (25) могут быть применимы для расчета характеристик в переходном режиме. Полная эффективность ионизации такого источника будет, конечно, меньше, чем эффективность при постоянном поле [уравнение (1)] из-за того, что ионы эмиттируются только в течение части цикла, тогда как эмиссия нейтральных атомов происходит в течение всего цикла. Эффективность ионизации легко рассчитать. Пусть период прямоугольного импульса будет T , а длительность части цикла, отталкивающей ионы, — λT . Тогда решения (24) и (25) запишутся в следующем виде:

$$N_r(t) = \frac{Z}{\epsilon_a} [1 - R \exp(-\epsilon_a t)], \quad 0 < t < \lambda T, \quad (28)$$

$$N_c(t) = \frac{Z}{\epsilon} \{1 + A \exp[-\epsilon(t - \lambda T)]\}, \quad \lambda T < t < T, \quad (29)$$

где $\epsilon = \epsilon_a + \epsilon_p$. Величины R и A определяются из граничных условий

$$N_r(\lambda T) = N_c(\lambda T), \quad (30)$$

$$N_r(0) = N_c(T) \quad (31)$$

и равны соответственно

$$R = \beta \frac{1 - \exp[-(1-\lambda)\epsilon T]}{1 - \exp[-(1-\lambda\beta)\epsilon T]}, \quad (32)$$

$$A = \frac{\beta}{1-\beta} \frac{1 - \exp[-(1-\beta)\lambda\epsilon T]}{1 - \exp[-(1-\lambda\beta)\epsilon T]}. \quad (33)$$

Определим эффективность ионизации B для такого режима работы, как отношение числа ионов, десорбированных, но не возвращенных на поверхность, к полному числу десорбированных ионов и нейтральных атомов в течение одного полного цикла. Назовем величину B эффективностью по переменному току, а β [эффективность ионизации, определяемую уравнением (1)] — эффективностью по постоянному току.

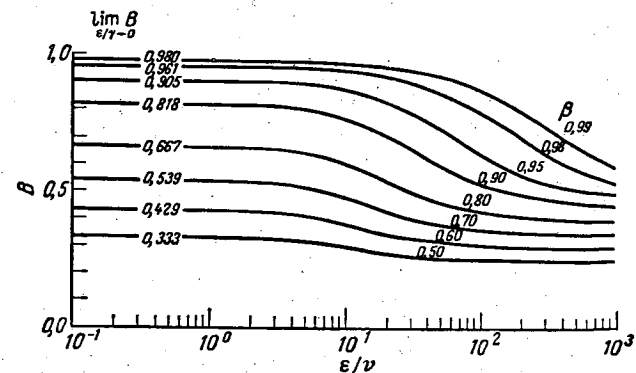
По определению

$$B = \frac{\int_0^T D_p dt}{T \int_0^T D dt}. \quad (34)$$

Так как результирующего накопления адсорбированных атомов в течение цикла не происходит¹⁾, то знаменатель уравнения (34) равен ZT . Используя уравнения (5) и (29), в результате интегрирования получим

$$\frac{B}{\beta} = 1 - \lambda + \frac{A}{\epsilon T} \{1 - \exp[-(1-\lambda)\epsilon T]\}. \quad (35)$$

Величина B зависит от четырех переменных: β , λ , T и ϵ , причем T и ϵ входят в выражение (35) в виде произведения ϵT . Так как T обратно пропорционально



Фиг. 5. Кривые зависимости эффективности ионизации B по переменному току от отношения частот ϵ/ν для нескольких значений эффективности по постоянному току β .

частоте ν приложенного напряжения, то произведение ϵT является отношением частоты испарения к частоте приложенного напряжения. Назовем кратности выражение $\epsilon T = \epsilon/\nu$ отношением частот. Следует заметить, что A в уравнении (35) не константа, а функция, вид которой определяется уравнением (33).

Зависимость B от отношения частот для случая $\lambda = 1/2$ показана на фиг. 5. Каждая кривая была рассчитана с использованием величины β , указанной справа. Поведение кривых для отношения частот, большего чем 10^3 , не показано, так как основной интерес представляют высокие эффективности ионизации. Из уравнения (35) ясно, что

$$\lim_{\epsilon/\nu \rightarrow \infty} \frac{B}{\beta} = 1 - \lambda. \quad (36)$$

Для рассматриваемого случая эта величина равна 0,5. Когда отношение частот начинает уменьшаться, появляется переходная область, где B увеличивается до предельных значений, приведенных в левой части графика. При $\epsilon/\nu = 1$ величина B не более чем на 1% отличается от этих предельных значений.

В области малых отношений частот разность между эффективностями по переменному и постоянному току становится меньше с приближением

¹⁾ Степень заполнения поверхности к концу любого цикла одна и та же. — Прим. ред.

эффективности по постоянному току к единице. Когда β равно единице, эффективность по переменному току также равна единице и не зависит от отношения частот. Для ионизации цезия на вольфраме кривые при β , равном 0,98 и 0,99, являются аналогичными. Здесь B меньше β примерно лишь на 2%.

Величина приложенной частоты, необходимой для работы в области малых отношений частот, конечно, зависит от температуры. Для цезия на вольфраме ϵ изменяется приблизительно от 10^4 сек^{-1} при 1400° K до 10^5 сек^{-1} при 1500° K . Для цезия на молибдене экстраполяцией кривых фиг. 4 найдено, что ϵ при температуре около 1300° K равно 10^4 сек^{-1} . Для этих случаев верхний предел эффективности по переменному току будет достигаться, когда приложенная частота находится в диапазоне $10-100 \text{ кГц}$.

Предыдущие выводы сделаны для $\lambda = \frac{1}{2}$. В общем, когда λ увеличивается, область достижения высокого предела эффективности ионизации по переменному току смещается к еще более низким отношениям частот, т. е. при данном ϵ приложенная частота для достижения максимального B должна быть увеличена. Когда λ уменьшается, справедлива обратная зависимость. Например, при уменьшении λ до $\frac{1}{4}$ верхний предел B достигается при частотах, по крайней мере на порядок более низких, чем принятые в рассмотренном примере.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поверхностная ионизация является адсорбционной реакцией. Следовательно, она зависит от свойств поверхности, на которой происходит. Расчет эффективности ионизации цезия на неоднородной (поликристаллической) вольфрамовой поверхности показывает, однако, что изменение эффективности при переходе от одного вольфрамового образца к другому не будет, вероятно, превышать 1—2%.

Рассмотрены два метода эксперимента с молекулярным пучком для исследования адсорбции цезия. Измерения, сделанные по методу пульсирующего молекулярного пучка, дают результаты, показывающие, что энергия адсорбции цезия на поликристаллической молибденовой ленте равна $1,78 - 1,79 \text{ эВ}$ в интервале температур $1080 - 1180^\circ \text{ K}$. Это составляет величину, примерно на $0,2 \text{ эВ}$ меньшую, чем для цезия на вольфраме, и позволяет предположить, что молибден может быть подвергнут воздействию паров цезия более высокого давления с сохранением при этом достаточно высокой эффективности ионизации.

Принцип действия второго метода — метода переменного поля — подобен работе источника ионов в импульсном режиме. Расчет эффективности ионизации для случая симметричных импульсов прямоугольной формы показывает, что для цезия на вольфраме эффективность, соответствующая постоянному полю, достигается с точностью до 2%, когда приложенная частота больше частоты испарения.

ЛИТЕРАТУРА

1. H e r r i n g C., N i c h o l s M. H., «Thermionic Emission», *Revs. Modern Phys.*, 21, 185—270 (1949).
2. З а н д б е р г Э. Я., И о н о в Н. И., «Поверхностная ионизация», *Успехи физических наук*, 67, 4, 581—623 (1959).
3. Z e m e l J., «Surface Ionization Phenomena on Polycrystalline Tungsten», *J. Chem. Phys.*, 28, 410—413 (1958).
4. T a y l o r J. B., L a n g m u i r I., «The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Caesium Films on Tungsten», *Phys. Rev.*, 44, 423—458 (1933).

5. S m i t h G. F., «Thermionic and Surface Properties of Tungsten Crystals», *Phys. Rev.*, 94, 295—308 (1954).
6. M u l l e r E. W., «Work Function of Tungsten Single Crystal Planes Measured by the Field Emission Microscope», *J. Appl. Phys.*, 26, 732—737 (1955).
7. L a n g m u i r I., K i n g d o n K. H., «Thermionic Effects Caused by Vapours of Alkali Metals», *Proc. Roy. Soc. (London)*, A107, 61—79 (1925).
8. B e c k e r J. A., «Thermionic and Adsorption Characteristics of Caesium on Tungsten and Oxidized Tungsten», *Phys. Rev.*, 28, 341—361 (1926).
9. D a t z S., T a y l o r E. H., «Ionization on Platinum and Tungsten Surfaces. I. The Alkali Metals», *J. Chem. Phys.*, 25, 389—394 (1956).
10. S h e l t o n H., W u e r k e r R. F., S e l l e n J. M., «Generation and Neutralization of Ions for Electrostatic Propulsion», ARS preprint 882-59, June 1959.
11. D a t z S., S h e l d o n T a y l o r E. H., «Some Applications of Molecular Beam Techniques to Chemistry», *Recent Research in Molecular Beams*, Ed. I. Estermann. Acad. Press, N. Y., 1959, pp. 157—180.
12. K o f s k y I. L., L e v i n s t e i n H., «A Dynamic Method for the Determination of the Velocity Distribution of Thermal Atoms», *Phys. Rev.*, 74, 500 (1948).
13. K n a u e r R., «Die Verweilzeit adsorbierter Alkalien in erhitztem Wolfram», *Z. Physik*, 125, 278—289 (1948—1949).
14. С т а р о д у б ц е в С. В., «Применение метода модулированных молекулярных пучков к исследованию адсорбционных явлений», *ЖЭТФ*, 19, № 3, 215—224 (1949).
15. E v a n s R. C., «The Positive Ion Work Function of Tungsten for the Alkali Metals», *Proc. Roy. Soc. (London)*, A139, 604—617 (1933).
16. T a y l o r J. B., L a n g m u i r I., «Vapor Pressure of Caesium by the Positive Ion Method», *Phys. Rev.*, 51, 753—760 (1937).
17. L a n g m u i r I., «An Extension of the Phase Rule for Adsorption Under Equilibrium and Nonequilibrium Conditions», *J. Chem. Phys.*, 1, 3—12 (1933).
18. R a m o - W o o l d r i d g e R e s. L a b., «Electrostatic Propulsion», *Proc. IRE*, 48, 477—491 (1960). (В статье обсуждается влияние фазового перехода на работу ионного источника; см. также [10].)

Б. УСКОРЕНИЕ ИОНОВ И ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ

Введение

С. У. Кэш

В ионном двигателе рабочее тело после его ионизации необходимо ускорить. Реактивная сила, действующая на электроды в процессе ускорения, и есть тяга, создаваемая ионным двигателем. Ускоряющие электроды должны конструироваться так, чтобы эффективно использовалась вся ионизирующая поверхность и обеспечивалось получение интенсивного ионного пучка с достаточно высоким к. п. д., т. е. с энергией, значительно превышающей потери. С другой стороны, конструкция электродов должна препятствовать достижению ионизирующей поверхности нейтрализующими электронами. Для обеспечения длительной работы конструкция ускоряющего электрода должна быть такой, чтобы его эрозия была минимальной. Трудно полностью совместить все указанные требования, но минимальность эрозии, или катодного распыления, несомненно, является наиболее важной.

Работы, представленные в данном разделе, предполагают знакомство с предыдущими публикациями по перечисленным выше проблемам. Относительно малое число помещенных работ не следует считать свидетельством того, что поставленные проблемы уже решены [они обсуждались во многих докладах на других сессиях Американского ракетного общества (ARS) по электростатическим двигателям].

Катодное распыление электродов есть эрозия материала мишени, вызванная ударами ионов высокой энергии, и обычно измеряется числом распыленных атомов мишени на один ион. Распыление приводит к изменению формы электрода, а распыленный материал, оседая на изоляторах, может вызвать электрический пробой. С ускоряющими электродами могут сталкиваться как ионы, образованные на ионизирующей поверхности, так и ионы, образующиеся в межэлектродном пространстве при перезарядке частиц в результате столкновений быстрых ионов с медленными нейтральными атомами, которые появляются вследствие неполной ионизации рабочего тела в источнике ионов. Следовательно, чем больше коэффициент эрозии и поперечное сечение перезарядки, тем более строгими должны быть требования к конструкции электрода и эффективности ионизации в источнике. Поэтому необходимо точно знать величины коэффициента эрозии и поперечного сечения перезарядки для материала электрода и ионов, используемых в двигателях. Необходимо также разработать точную методику проектирования ускоряющих электродов. В представленных работах имеются обнадеживающие указания на то, что распыление может быть снижено за счет правильного выбора материала электродов и создания соответствующих условий на их поверхностях.

Для надежной работы в течение длительного периода времени на электроды не должна попадать доля, превышающая более чем 10^{-4} — 10^{-3} от общего числа полученных ионов. Как отмечается в одной из работ раздела, существуют комбинированные аналитические и экспериментальные методы, позволяющие выбрать конструкцию ускоряющего электрода, которая обеспечивает весьма малое попадание на электрод ионов, образующихся на ионизационной поверхности. Остается проблема уменьшения количества попадающих на электроды ионов, которые образуются при столкновениях с перезарядкой. Вероятно, можно уменьшить количество этих ионов до допустимого уровня, улучшив конструкцию источника ионов.

Скорость вылета ионов, а следовательно, и напряжение, используемое для ускорения ионов, определяются большей частью факторами, не зависящими от конструкции двигателя, в частности длительностью полета и удельным весом бортового источника энергии. Поэтому, чтобы получить интенсивный пучок ионов, диаметр электрода, ускоряющего ионы, должен быть небольшим (порядка нескольких миллиметров). Однако допуски на размеры такой небольшой ионной пушки очень малы, что делает очень важной проблему распыления. Чтобы обеспечить соответствующую тягу, необходимо сочетание многих маленьких, близко расположенных ионных пушек. Экспериментальные исследования, описанные в одной из работ, показывают, что характеристика отдельной ионной пушки не ухудшается, когда она работает в сборке, при условии соответствующей нейтрализации ионных пучков после их ускорения.

Чтобы помешать достижению электронами ионизирующей поверхности, используется ускорительно-замедлительная система с двойной сеткой. Это устройство можно также применять и для формирования пучка. Следует обратить внимание на то, что более высокое напряжение на внутренней сетке ускорительно-замедлительной системы увеличивает эффекты распыления. Проведенные эксперименты являются обнадеживающими и должны помочь правильной оценке значимости распыления электродов.

Многопучковые ионные двигатели

М. П. Эрнстин, А. Т. Форрестер, Р. К. Спейсер,
Р. М. Уорлок

Разработаны типы конструкций ионного двигателя, основанные на применении круглых пористых вольфрамовых ионизаторов, имеющих в сборке вид компактной гексагональной конфигурации. Ускоряющий и замедляющий электроды имеют соответственно расположенные круглые отверстия. Пары цезия поступают к пористым ионизаторам с тыльной стороны от системы питания, управляемой игольчатым клапаном.

При низких напряжениях ускорительно-замедлительная система подчиняется зависимости тока от напряжения по закону $3/2$ при постоянной величине отношения ускоряющего потенциала к замедляющему. При постоянных значениях потенциала, определяющего окончательную энергию ионов, ток увеличивался монотонно с ростом полного напряжения на ускоряющем промежутке. При одинаковом изменении напряжения диаметр полного пучка на коллекторе монотонно уменьшался с увеличением напряжения на ускоряющем промежутке. Максимальный угол расхождения пучка составлял не более нескольких градусов. Полученные токи соответствуют значениям первеанса для ускоряющих систем с эквивалентным единичным зазором до $9,4 \cdot 10^{-9} a/v^{3/2}$ при отнесении к площади круглого выходного отверстия.

ВВЕДЕНИЕ

Цезиевый ионный двигатель с представляющими практический интерес значениями тяги должен иметь большое число выходных отверстий. В единичном пучке за счет объемного заряда происходит уменьшение тока до относительно малых значений. Для ионов цезия первеанс (ток/напряжение $^{3/2}$ отдельного ускорителя ограничивается значениями $10^{-9} - 10^{-8} a/v^{3/2}$). Этот вывод подтверждается как теорией, так и экспериментом и подкрепляется большим опытом, накопленным при расчетах электронных пучков. Использование ускорительно-замедлительных систем может несколько улучшить эквивалентный общий первеанс, но не следует ожидать значительного увеличения (в несколько раз) значения, равного 10^{-8} . Следовательно, тяга, получаемая с помощью одного круглого отверстия, ограничивается заданной величиной напряжения. Более высокие напряжения могут привести к большим тягам, однако невозможно получить требуемое значение тяги при одном отверстии и напряжении, целесообразном для использования в ионном двигателе.

В этой работе описано экспериментальное исследование небольших двигателей со многими параллельными пучками. При получении большого числа ионных пучков возникает много проблем, например проблемы нейтрализации и расхождения пучков и их устойчивости. Ионно-оптические системы, состоящие из множества близко расположенных пучков, должны конструироваться таким образом, чтобы исключалась возможность попадания ионов на электроды, а следовательно, и эрозия электродов.

Двигатели, разработанные в «Электро-оптикал системз», представляют установку, собранную из ионных пушек с круглыми выходными отверстиями. Круговой геометрии было отдано предпочтение перед целевой,

потому что при этом легче решается проблема конструктивной компоновки. Кроме того, круглое отверстие имеет настолько большее значение первеанса по сравнению с участком бесконечной щели, длина которого равна ширине, что с избытком компенсирует снижение к. п. д., обусловленное потерями тепла из областей между отдельными круглыми отверстиями.

МОДЕЛИ ДВИГАТЕЛЕЙ И ОБОРУДОВАНИЕ

Для питания двигателей использовали цезий; резервуар с цезием был снабжен управляемым клапаном, и система подачи сконструирована таким образом, что с ней легко можно было соединять различные сочетания ионизаторов. Ионизаторы в собранном виде и соответствующие электроды монтировались на поддерживающих пластинах, которые крепились к опорным изоляторам. Способ крепления не препятствовал радиальному расширению, но и не допускал никакого вращения или перемещения центра сборки (фиг. 1). Гибкие сильфоны в подающей трубке снимали напряжения, вызванные тепловым расширением трубопровода. Нагрев ионизаторов осуществлялся с помощью излучения, как показано на фиг. 2.

Были использованы дисковые ионизаторы двух форм: профилированные вставки (сферически вогнутые) и плоские вставки, устанавливавшиеся в конических углублениях, чтобы условия формирования отдельных пучков были сходны с условиями для случая профилированных вставок. В экспериментах были использованы графитовые, медные и танталовые электроды. Наилучшие результаты получены с медными электродами, поскольку при этом происходит испарение материала электродов, попавшего на пористый вольфрамовый ионизатор, и поры остаются открытыми.

Большинство приведенных ниже результатов будет относиться к модели с 7 пучками; будет дано краткое сравнение с 19-пучковой установкой. В 7-пучковой установке использованы пористые вольфрамовые ионизаторы диаметром 6,35 мм с расстоянием между центрами 8,88 мм и ускоряющим промежутком 6,35 мм.

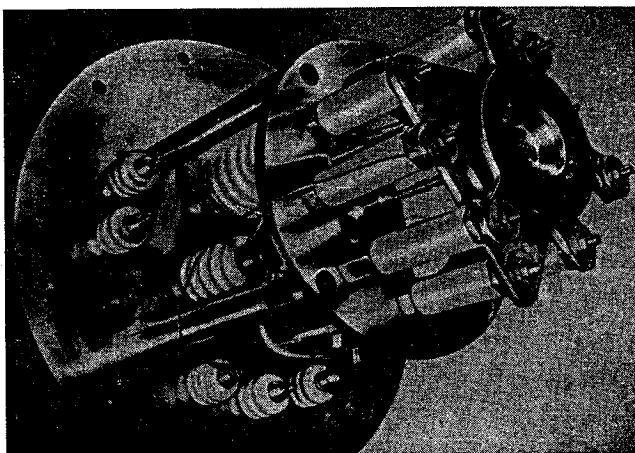
Измерения тока пучка хорошо согласуются с измерениями мощности или тяги, причем с помощью специальной конструкции коллектора удалось надежно подавить эмиссию вторичных электронов и исключить вносимые этой эмиссией ошибки [1]. Работа проводилась в основном при давлениях порядка 10^{-6} мм рт. ст., кроме тех случаев, когда оно поднималось на порядок для фотографирования пучка.

МОДЕЛЬ С 7 ПУЧКАМИ

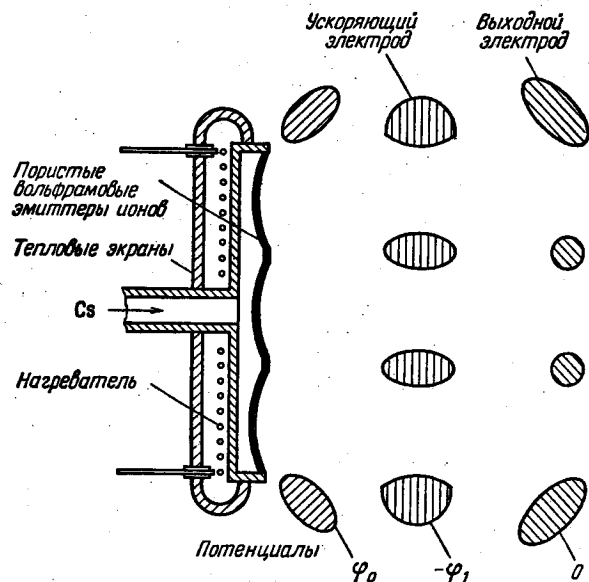
Система подачи рабочего тела

При закрытии клапана, перекрывающего подачу цезия из резервуара, являющегося самой холодной частью системы подачи, падение тока пучка характеризуется постоянной времени, меньшей 1 мин. Это согласуется с расчетом по сопротивлению эмиттеров ионов, объему системы подачи ниже клапана и по оценке количества цезия, адсорбированного пористой вставкой эмиттера ионов.

Результаты исследований ионизационных свойств пористых вольфрамовых дисков приводятся в работе [2].



Ф и г. 1. Ионный двигатель со многими пучками.



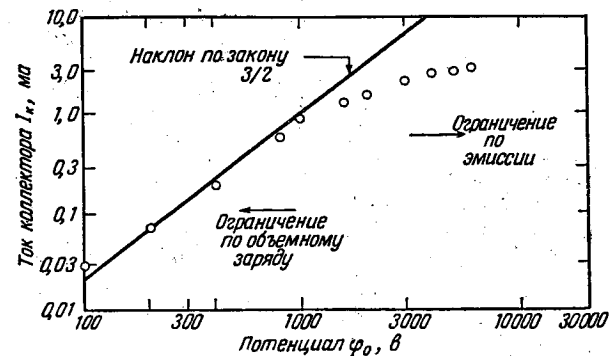
Ф и г. 2. Схема двигателя со многими пучками.

Характеристики системы ускорения

Схема многопучкового источника представлена на фиг. 2. Как видим, по периферии модели используется геометрия электродов типа Пирса. Резервуар, клапан и система эмиттеров ионов находятся под высоким положительным потенциалом φ_0 . Средний (или ускоряющий) электрод поддерживается под высоким отрицательным потенциалом $-\varphi_1$. Выходной (или замедляющий) электрод находится под потенциалом, равным или близким нулю, и может служить эмиттером электронов. Таким образом, ионы сначала ускоряются потенциалом $\varphi_0 + \varphi_1$, а затем замедляются потенциалом φ_1 , выходя через электрод с нулевым потенциалом. Очевидно, результирующее напряжение, которым определяется скорость ионов на выходе, равно φ_0 . Для представления характеристик системы электродов удобно пользоваться безразмерным отношением $\alpha = \varphi_1 / (\varphi_0 + \varphi_1)$, которое изменяется от 0 до 1.

Закон степени трех вторых

При хорошо отцентрированной системе и постоянном α ток коллектора I_k изменялся в зависимости от напряжения источника по закону $3/2$ в режиме работы с насыщением по объемному заряду (фиг. 3). Постепенный переход в область насыщения по эмиссии связан с неоднородностью как эмиссии,



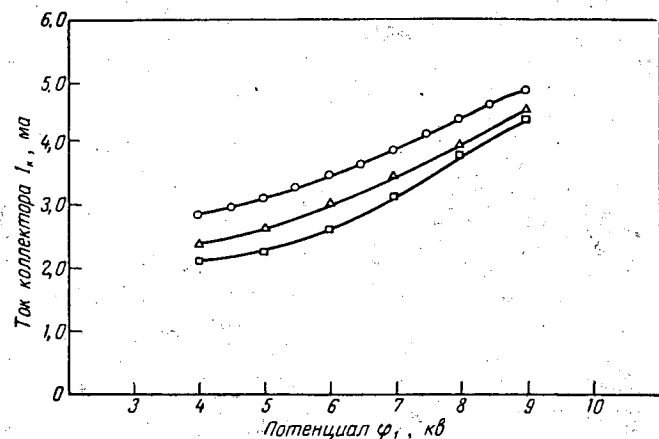
Ф и г. 3. Вольтамперная характеристика многопучковой системы.
 $\varphi_1/\varphi_0 = 0,8; \alpha = 0,445$.

так и напряженности поля у эмиттера ионов. При величине зазора, сравнимой с размером отверстия, влияние отверстия в ускоряющем электроде сводится к получению более высоких напряженностей поля по периферии по сравнению с центральной частью ионизирующих дисков. Таким образом, на переходной части кривой ток с центральной области эмиттера ионов ограничивается пространственным зарядом, а с периферийной — эмиссией. При тех же напряжениях и работе в режиме ограничения по эмиссии или в переходной области ток пучка мог бы быть повышен путем увеличения подачи цезия и доведен до величин, близких к предельным по пространственному заряду. Однако это делалось не всегда.

Поэтому данные, полученные в переходной области и приводимые в этой работе, следует рассматривать скорее как характерные, но не оптимальные.

Работа ускорительно-замедлительной системы

Как и следовало ожидать, при заданном ϕ_1 ток коллектора увеличивался с повышением ϕ_0 до тех пор, пока не достигался режим ограничения по эмиссии. Более интересным был результат, полученный при постоянном ϕ_0 , когда ток I_k увеличивался с повышением ϕ_1 , как показано на фиг. 4, до тех пор, пока не достигал насыщения по эмиссии. При большей подаче цезия можно было достичь величины тока коллектора, равной 4,8 мА при результирующем ускоряющем потенциале 1750 в. Это эквивалентно первеансу



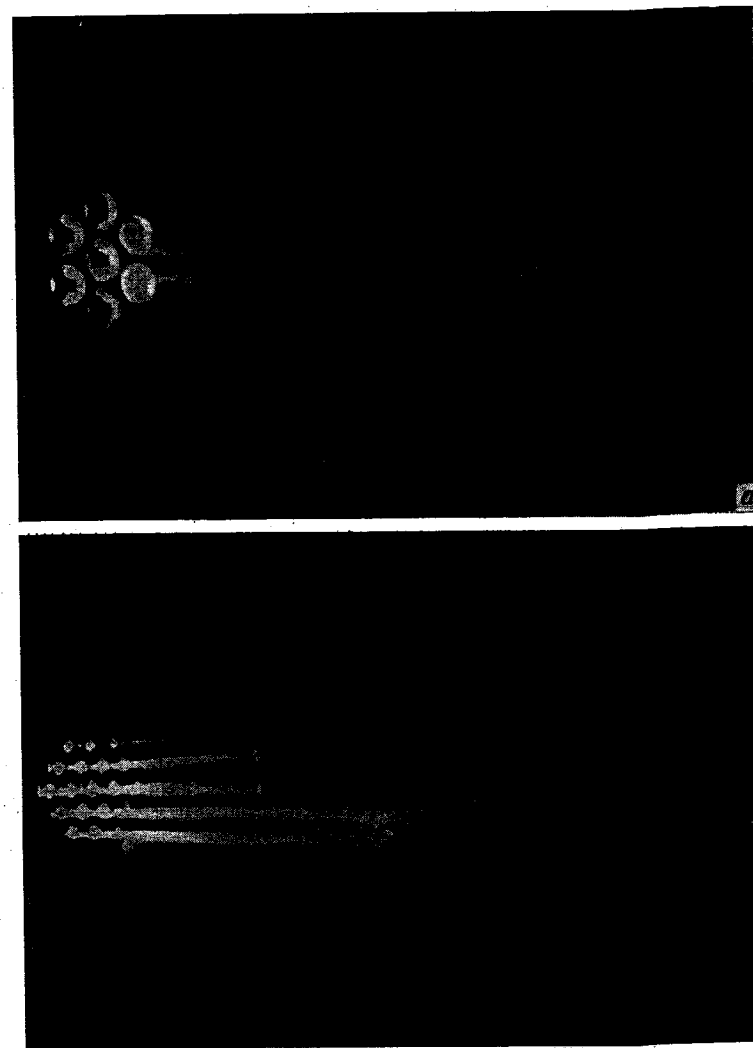
Фиг. 4. Характеристики ускорительно-замедлительной системы многопучкового двигателя.

○ $\phi_0 = 3$ кВ; △ $\phi_0 = 2$ кВ; □ $\phi_0 = 1,75$ кВ.

$9,4 \cdot 10^{-9} \text{ а/в}^{3/2}$ на отверстие, подсчитанному по результирующему ускоряющему напряжению ϕ_0 ; это очень высокое значение первеанса, который играет важную роль в конструкции будущего ионного двигателя. После испытаний, результаты которых приводились на конференции ARS по электростатическим двигателям, были испытаны другие системы со многими пучками, длительно работавшие при первеансе $(2 \div 3) \cdot 10^{-8} \text{ а/в}^{3/2}$ на отверстие и одновременно при более высоком первеансе. Что касается процента ионов, попадающих на ускоряющий электрод, то работа в основном проводилась при условиях, когда ток источника, питающего ускоряющий электрод, составлял примерно половину величины тока коллектора. При напряжении на ускоряющем промежутке, равном $\phi_0 + \phi_1$, следует полагать, что коэффициент эмиссии вторичных электронов составит около 4 электронов на падающий ион для ионов цезия, взаимодействующих с металлическими поверхностями, загрязненными цезием [3].

Если $4/5$ тока в ускоряющий электрод составляют электроны, идущие с электрода на систему эмиттеров ионов, то на ускоряющий электрод попадало максимум 10% ионов пучка. При этом предполагается, что все электроны являются вторичными, вызванными попаданием на электроды некоторой доли ионного пучка. Если этот источник возникновения электронов был не единственным [4], то доля ионов, попадающих на электроды, была еще меньше. Внимательный анализ образцов электродов, предположительно поврежденных катодному распылению в длительных испытаниях, свидетельствует о том, что повреждения имели место в областях, удаленных от поверхности, непосредственно примыкающей к отверстиям, где наиболее вероятно

попадание пучков ионов на электроды. Испытания с секционированными электродами показали, что большая часть тока на отрицательный электрод приходится на периферию, поддерживающее кольцо и области, удаленные

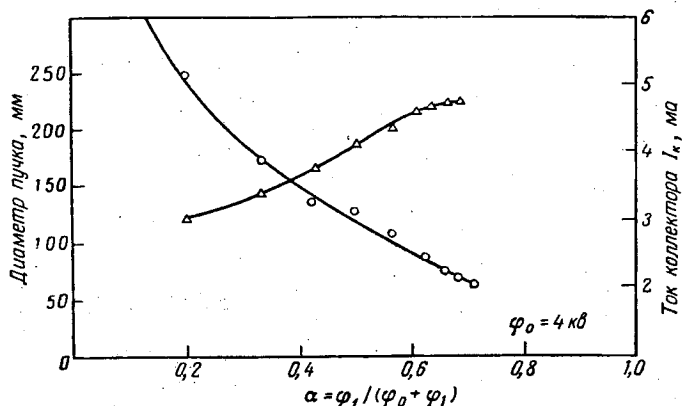


Фиг. 5. Общий вид работающего источника.
а — с 7 пучками; б — с 19 пучками.

от района формирования пучка. Это совпадает с упомянутыми выше визуальными результатами. Утечки тока по периферии возрастают медленнее, чем величина площади диска с системой ионизаторов. На заземленный замедляющий электрод попадает менее 1% тока.

Фокусировка

Вид пучков после выхода их из отверстий «заземленного» электрода показан на фиг. 5. Следует отметить, что пучки являются явно раздельными и имеют меньшие диаметры, чем выходные отверстия. Чтобы сделать эти фотографии¹⁾, давление в вакуумной камере поднималось до $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.



Ф и г. 6. Зависимость характеристик пучка в многопучковом двигателе от отношения ускоряющего и замедляющего потенциалов.
 ○ диаметр пучка; Δ ток коллектора.

Можно заметить, что пучки сохраняют раздельность на очень большом расстоянии от выхода. На фиг. 5, а показана модель с 7 пучками. Чтобы представить реальные размеры, укажем, что выходной электрод с отверстиями диаметром 6,35 мм ограничен кругом диаметром ~ 25 мм. На фиг. 5, б показана модель с 19 пучками. Все 19 отверстий диаметром 3,17 мм в выходном электроде лежат в пределах круга диаметром 22,2 мм.

Размеры областей коллектора (удален на 50 см), на которые действует полный пучок, оценивались визуалью. Результаты представлены на фиг. 6, где диаметр пучка и ток показаны в зависимости от отношения $\alpha = \phi_1 / (\phi_0 + \phi_1)$. Характер кривой изменения диаметра пучка является интересным в том смысле, что показывает возможность получения параллельного пучка примерно при $\alpha \approx 0,9$. В связи с этими данными и приведенными фотоснимками не следует забывать, что при отсутствии нейтрализации объемного заряда пучки значительно расходились бы уже на очень небольшом расстоянии от замедлительного (выходного) электрода. Геометрия пучков такова, что можно предположить лишь малое отклонение или даже вообще отсутствие его от условия полной нейтрализации пучка, хотя в действительности такое отклонение может иметь место. Предполагается, что электроны, необходимые для нейтрализации, возникают вследствие вторичной эмиссии с сеток перед коллекторами.

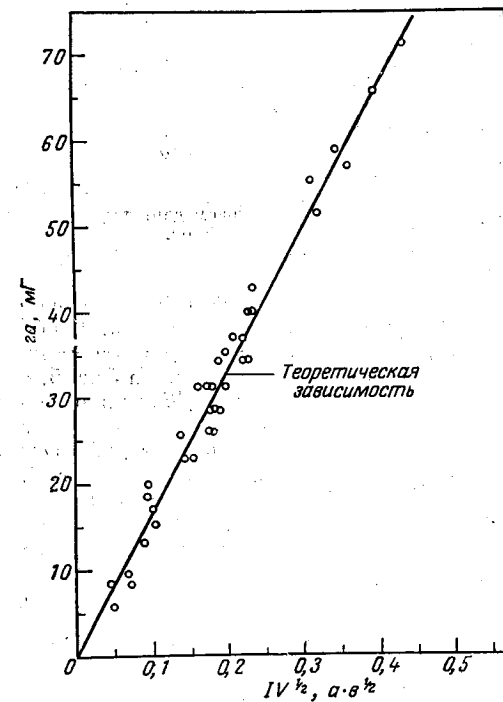
Неустойчивость пучка

При определенных условиях ускорения и замедления наблюдались рост пучка в диаметре и колебания тока коллектора. Это происходило при низких значениях α и, как мы полагаем, связано с трудностью удержания электро-

¹⁾ То есть сделать пучки видимыми.— Прим. ред.

нов в пучке. Как уже говорилось, нейтрализация осуществляется путем втягивания в пучок соответствующего числа электронов. Ускорительно-замедлительная система обеспечивает потенциальный барьер, который не позволяет электронам из пучка проникать к эмиттеру ионов и способствует длительному удержанию электронов в пучке, достаточному для нейтрализации. При более низких ϕ_1 ($\alpha < 0,26$) электроны могут достигать эмиттера ионов, проходя через центр ионного пучка. Если ϕ_1 достаточно низкое, то через пучок проходит столько электронов, что он чрезмерно нейтрализуется и разрушается. Тенденция пучка деформироваться, а затем разрушаться может быть причиной наблюдаемых колебаний.

Наиболее сильные колебания имели место при $\alpha = 0,26$ в диапазоне частот 100 кГц. Период изменялся как $\phi_0^{1/2}$ и был равен времени перехода иона из источника на коллектор. Амплитуда этих колебаний составляла лишь 4% от среднего тока пучка. При $\alpha = 0,14$ диаметр пучка был больше, чем размер коллектора; при более низких α расхождение пучка было еще большим. При больших величинах α никаких колебаний не наблюдалось.



Ф и г. 7. Сравнение теоретических и экспериментальных значений тяги.
 $F = 1,69 \cdot 10^3 IV^{1/2} \alpha^{-1/2}$ мГ.

считывалась, кроме того, по измеренным значениям тока и напряжения и удельному заряду иона цезия. Прямая линия является расчетной зависимостью, а точки соответствуют экспериментальным данным. Точность показаний прибора была около $3 \cdot 10^{-3}$ Г, тогда как точность расчетного определения тяги — около 5%. Измерения были проведены в широком диапазоне токов и напряжений.

Характеристики двигателей

При этих испытаниях не ставилось целью оптимизировать энергетический к. п. д., величина которого может быть определена из полученных данных. При входной мощности нагревателя эмиттера ионов 150 вт мощность пучка на коллекторе равнялась 40 вт. При этом питающая мощность по высокому напряжению составляла 100 вт. Это дает энергетический к. п. д. (определяемый как отношение полученной мощности на коллекторе к полной входной мощности прибора), равный 16%, а если пренебречь токами вне самого пучка, к. п. д. составит 21%. Эти величины получены для удельного импульса 11 000 сек. Измерения тяги были сделаны по методу баланса сил, описанному в работе [1]. Как показано на фиг. 7, тяга под-

ИСТОЧНИК С 19 ПУЧКАМИ

В сборке с 19 пучками (работа которой показана на фиг. 5, б) использовались эмиттеры ионов диаметром 3,17 мм с расстоянием между центрами 4,76 мм. Зазоры между электродами были соответственно уменьшены. При этом получались плотности тока, соответствующие 9,4 ма/см² при отнесении к площади пористого эмиттера ионов и 3,6 ма/см² при отнесении к полной поверхности источника.

Самые большие энергетические к. п. д. были порядка 24% при отношении мощности пучка к полной входной мощности системы и 30%, если пренебречь утечками тока вне пучка. При такой работе прибор давал тягу 0,22 Г по сравнению с 0,0749 Г для сборки с 7 пучками, работавшей при тех же напряжениях.

Улучшенные системы нагрева эмиттера ионов с соответствующей тепловой защитой, испытания которых проводились после конференции ARS по электростатическим двигателям, требовали для поддержания необходимой температуры эмиттеров мощности на единицу площади в 3—4 раза меньшей, чем прежде. Только за счет этого к. п. д. может быть повышен до 60%.

ВЫВОДЫ

Лабораторные исследования многопучковых ионных двигателей не вызвали каких-либо специфических затруднений. Значения первеанса на отверстие остались такими же высокими, как и в случае единичных отверстий [3]. Не возникло трудностей и при нейтрализации при полных первеансах пучка, достаточно больших, чтобы создавать заметную тягу. Расхождение пучка было малым, и при соответствующих рабочих условиях устойчивость его сохранялась. Предстоит рассмотреть еще проблемы эффективности нагрева, потерь мощности из-за спонтанных электрических разрядов и проблему эрозии электродов, однако нет оснований считать неразрешимыми и эти проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gallagher L. R., Barcatta F., Ernstone M. P., Forrester A. T., Marlow D., Speiser R. C., Telec D., Toms R. S. H., «Beam Diagnostic Techniques»; см. стр. 314 настоящей книги.
2. Zuccaro D., Speiser R. C., Teem J. M., «Characteristics of Porous Surface Ionizers»; см. стр. 86 настоящей книги.
3. Dulgeroff C. R., Speiser R. C., Forrester A. T., «Experimental Studies with Small-Scale Ion Motors», *ARS J.*, 30, 8, 761—763 (1960).
4. Stauffer L. H., «Voltage-Current Characteristics of tungsten Electrodes in Cesium Vapor», ARS preprint 1124-60, May 1960.

Теория объемного заряда для ионных пучков

Г. С. Кино, К. Д. Харкер

Дан обзор аналитических методов получения решений для течений с объемным зарядом, которые были разработаны в последние годы. Проанализированы некоторые точные решения, относящиеся к движению ионов по круговым траекториям, и показано, что эти решения для ускорительно-замедлительной системы ионных пучков пригодны и для ионных двигателей. Рассмотрены преимущества и недостатки этих решений. Описан также приближенный метод, использующий решения для параксиальных пучков. С помощью таких решений можно обеспечить однородную плотность тока на эмиттирующем аноде. Рассмотрены аналитические методы определения формы электродов и показано, каким образом на основе любого решения для течения при наличии объемного заряда можно подобрать необходимую форму электродов.

ВВЕДЕНИЕ

Конструкция пушки, создающей ионный пучок высокой плотности, может быть выполнена аналогично конструкции электронной пушки с пучками высокой плотности. В последние годы была проведена большая аналитическая работа по оптике электронных пучков с высоким первеансом для использования их в электровакуумных приборах сантиметрового диапазона. Цель этой работы — описать некоторые новые аналитические методы, используемые в настоящее время при конструировании пучков, и указать на некоторые возможности, к которым приводит использование этих методов при проектировании ионной пушки.

Здесь рассматриваются корректные теоретические решения, которые могут быть использованы при конструировании ионной пушки. Это подтверждается работой Бревера [1], в которой показано, что если ионная пушка конструируется аналогично электронной, то для этих двух пучков действительно могут быть получены примерно одни и те же характеристики по утечкам на электроды, эквивалентному первеансу и фокусировке. Следовательно, хотя проблема перезарядки между ионами и нейтральными атомами в ионных пушках является важной, однако она, по-видимому, не главная и не приводит к непреодолимым трудностям для теоретической формулировки основных методов проектирования таких систем.

Существуют два аналитических метода решения задач о течении заряженных частиц, пригодные для конструирования ионной пушки.

Первый заключается в определении точных решений для объемного заряда исходя из уравнения Гамильтона — Якоби с использованием понятия потенциала скоростей.

Второй состоит в использовании непосредственно уравнений движения ионов или уравнения Гамильтона — Якоби и построении теории параксиальных течений с объемным зарядом. Наиболее известные работы, выполненные этим методом, сделаны для случая прямолинейных осей оптической системы. Недавно этот анализ был обобщен и на оптическую систему с криволинейной осью. Появление дополнительного параметра — кривизны цент-

альной траектории — обеспечивает более широкие возможности при конструировании. Поскольку в обоих типах решений для течения с объемным зарядом необходимо предусмотреть возможность перемещения ионов по криволинейным траекториям, требуется ввести составляющую электрического поля, нормальную к пути ионов. Если кривизна пути достаточно велика, это поле может быть гораздо больше, чем поля, связанные с объемным зарядом. Следовательно, течение ионов по криволинейной траектории может не зависеть от объемного заряда.

В этой работе мы рассмотрим некоторые решения для потока с объемным зарядом, используя оба точных метода и параксиальные методы, на основе которых можно рассчитывать конструкции пушек для ускорительно-замедлительной системы. Мы также обсудим, каким образом с помощью полученного решения для течения с объемным зарядом можно сконструировать электроды к таким пушкам. Однако следует заметить, что эта работа дает скорее обзор возможных имеющихся аналитических методов, а не сводку решений для течений с объемным зарядом, которые могут быть непосредственно применены к ионным пушкам.

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ ТЕЧЕНИЙ С ОБЪЕМНЫМ ЗАРЯДОМ

Сначала покажем, как можно получить точные решения для течений с объемным зарядом, пригодные для расчета пушки, используя метод потенциала скоростей. Затем проиллюстрируем некоторые наиболее важные свойства, которые вытекают из этих решений и будут представлять большой интерес для конструкторов ускорительно-замедлительных систем ионных пушек.

Можно показать, что, когда магнитное поле отсутствует и ионы эмиттируются с анода с нулевой скоростью [1], поле скоростей ионов является безвихревым, или

$$\nabla \times \mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

Следовательно, можно выразить скорость ионов через потенциал скорости W , являющийся скалярной величиной, и записать

$$\mathbf{v} = \nabla W. \quad (2)$$

Из уравнения (2) и уравнения сохранения энергии следует

$$(\nabla W)^2 = -\frac{2e}{m} \Phi, \quad (3)$$

где Φ — потенциал в любой точке; e — заряд иона; m — масса иона.

Другими уравнениями, которым должен удовлетворять поток, являются: уравнение Пуассона

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (4)$$

уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (5)$$

и соотношение между плотностью тока и плотностью заряда

$$\mathbf{J} = \rho \mathbf{v}. \quad (6)$$

Чтобы решить эту систему уравнений, примем, что функция W может быть записана в виде произведения. Для иллюстрации рассмотрим этот метод решения в системе цилиндрических полярных координат и запишем

$$W = W_1(r) W_2(\theta) \quad (7)$$

в предположении, что все величины не зависят от z . Когда отсутствует объемный заряд и потенциал подчиняется уравнению Лапласа, простейшие решения для потенциала могут быть получены также в виде произведения двух функций. Очевидным предположением поэтому является возможность записи потенциала Φ в такой же форме:

$$\Phi = \Phi_1(r) \Phi_2(\theta). \quad (8)$$

Следовательно, уравнение (3) приводится к виду

$$\frac{W_1 W_2}{r} \left(r \frac{W_1'}{W_1} + \frac{W_2'}{W_2} \right) = -\frac{2e}{m} \Phi_1 \Phi_2, \quad (9)$$

где штрих означает дифференцирование по соответствующей переменной. Для удовлетворения этого уравнения все члены в скобках должны быть либо постоянными, либо функцией только от r , или только от θ . Отвергая первое предположение как слишком элементарное, находим, что либо

$$W_1 = r^n, \quad (10)$$

либо

$$W_2 = e^{m\theta}. \quad (11)$$

Тогда в первом случае

$$W = r^n W_2(\theta), \quad (12)$$

а во втором

$$W = W_1(r) e^{m\theta}. \quad (13)$$

Соответствующие формы Φ_1 и Φ_2 для рассмотренных случаев будут

$$\Phi_1 = r^{2n} \quad (14)$$

и

$$\Phi_2 = e^{2m\theta}. \quad (15)$$

В первом случае поверхность нулевого потенциала, или эмиттирующая поверхность, является плоскостью, а во втором — цилиндром. Путем подстановки этих соотношений в уравнение Пуассона получим, что ρ также выражается в виде произведения и в первом случае может быть записано как

$$\rho = r^{2n-2} p_2(\theta). \quad (16)$$

Подобно этому, \mathbf{J} также может быть записано в виде произведения и будет изменяться как r^{3n-3} . Окончательно в уравнении (5) можно исключить зависимость \mathbf{J} от r и получить нелинейное дифференциальное уравнение для W_2 с одной переменной θ , решения которого зависят от параметра n . Если это нелинейное уравнение решить при корректно поставленных граничных условиях, на аноде можно получить решение для W . Параметры потока — скорость, плотность зарядов, потенциал, плотность тока и сами траектории электронов — могут быть затем найдены из этого решения.

Этот метод решения может быть применен и для многих других систем координат, например, в трехмерных системах для нахождения потоков от цилиндрических катодов и в сферических системах для нахождения потоков от конических катодов. В двумерном случае наиболее общей системой координат, в которой могут быть получены решения этого типа, является ортогональная система, основанная на спиральях с одинаковым углом шага. В этой системе эмиттер является частью такой спирали. Такая система координат есть самая общая и включает как частные случаи цилиндрические полярные и декартовы координаты. Некоторые из этих решений были оценены и проанализированы в работах [2—4] и в докладе Кирстейна, но для многих из них численная оценка еще не получена.

Чтобы рассмотреть возможность использования этих точных решений для течений с объемным зарядом при конструировании ионной пушки, приведем расчет простого случая, когда электроны движутся по круговым траекториям. Это решение для течения с объемным зарядом впервые было получено в аналитической форме Мелтцером [6] и может быть найдено из решений вида (12) при $n = 0$, когда W является функцией только θ .

При $n = 0$

$$v_r = 0, \quad v_\theta \sim \frac{1}{r}, \quad \varphi \sim \frac{1}{r^2}, \quad \rho \sim \frac{1}{r^4} \text{ и } J \sim \frac{1}{r^5}.$$

Более того, поскольку все параметры являются только функцией $dW/d\theta$, нелинейное дифференциальное уравнение, которое должно быть решено, сводится к уравнению второго порядка относительно $dW/d\theta$, а следовательно, может быть решено аналитически. Решение уравнений может быть записано в виде

$$\left. \begin{aligned} v_r &= 0 \\ v_\theta &= \frac{B^{1/3}}{r} \left(\sin \frac{3\theta}{2} \right)^{3/2} \\ \varphi &= -\frac{m}{2e} \frac{B^{2/3}}{r^2} \left(\sin \frac{3\theta}{2} \right)^{4/3} \\ \rho &= \frac{m\varepsilon_0}{2e} \frac{B^{2/3}}{r^4} \left(\operatorname{cosec} \frac{3\theta}{2} \right)^{2/3} \\ J_\theta &= \frac{m\varepsilon_0}{2e} \frac{B}{r^5} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

где B — постоянная, исключая которую получим

$$J_\theta = \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon_0}{r^2} \frac{(-\varphi)^{3/2}}{(\sin 3\theta/2)^2}, \quad (18)$$

т. е. ток пропорционален $|\varphi|^{3/2}$, как во всех течениях, ограниченных объемным зарядом. Более наглядно было бы записать это выражение через длину пути. Положим, что длина кругового пути равна s , где $s = r\theta$. Следовательно, заменяя θ в уравнении (18) на s , получим

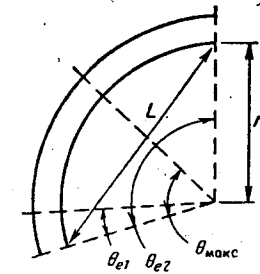
$$J_\theta = \frac{4}{9} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon_0}{s^2} (-\varphi)^{3/2} \left[\frac{3s/2r}{\sin(3s/2r)} \right]^2. \quad (19)$$

Очевидно, когда $r \rightarrow \infty$, круговые траектории при конечных значениях s становятся прямолинейными, поэтому $(s/r) \rightarrow 0$, и результаты получаются такими же, как и для плоского диода. Однако, когда r конечно, член в скобках в правой части уравнения (19) всегда больше единицы, так что для данного потенциала и тока длина траектории в круговом диоде этого типа всегда больше, чем для неограниченного плоского диода. Более того, видно, что потенциал растет до максимума при $\theta = \theta_{\max} = \pi/3$, а затем падает до нуля при $\theta = 2\pi/3$. Таким образом, существует основа для создания ускорительно-замедлительной системы с максимально возможной величиной потенциала, в несколько раз большей, чем потенциал плоскости, где пучок выходит из пушки. Если φ_{\max} значительно больше потенциала эмиттирования пучка, то при данной плотности тока расстояние от эмиттера до точки с максимальным потенциалом будет больше, чем для простого диода, а от эмиттера до точки, в которой пучок выходит из пушки, — еще больше. В качестве примера допустим, что $\varphi_{\max} = 5\varphi_e$, где φ_{\max} — максимальная величина потенциала.

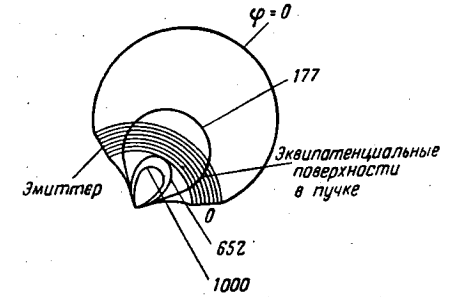
Пусть φ_e — потенциал, с которым ион выходит из пушки. Тогда получим

$$\frac{(\sin 3\theta_e/2)^{4/3}}{(\sin 3\theta_{\max}/2)^{4/3}} = \frac{\varphi_e}{\varphi_{\max}} = \frac{1}{5}. \quad (20)$$

Это уравнение имеет два решения: $\theta_{e1} = 0,20 \text{ рад}$ и $\theta_{e2} = 1,90 \text{ рад}$. Поэтому при $\theta_{\max} = \pi/3 = 1,05 \text{ рад}$ находим, что $\theta_{e1}/\theta_{\max} = 0,19$ и $\theta_{e2}/\theta_{\max} = 1,8$. При высоких плотностях тока и допустимо больших величинах r расстояние по траектории, соответствующее θ_{e1} (фиг. 1), равно промежутку для плоского диода с тем же потенциалом φ_e и плотностью тока J_θ . Далее видим, что для выбранного случая θ_{\max} приблизительно в 5 раз больше θ_{e1} , а θ_{e2} для



Фиг. 1. Круговое течение Мелтцера.



Фиг. 2. Пучок и система электродов Ломакса для получения кругового течения Мелтцера.

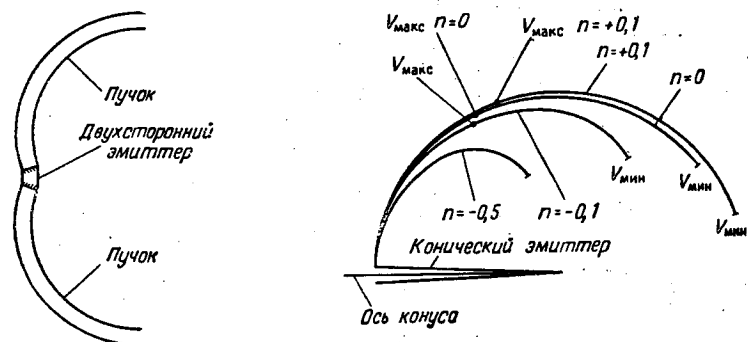
плоскости, где пучок выходит из пушки, больше θ_{e1} для эквивалентного диода почти на порядок. Даже если измерить расстояние не по круговой траектории (что недостаточно справедливо), а по хорде L , соединяющей точку, где ион выходит из пушки, с точкой, где он выходит из анода (что более справедливо), то все равно сохранится коэффициент, равный 8, определяющий разницу между размерами кругового и эквивалентного плоского диода. Таким образом, это точное решение для течения с объемным зарядом может быть использовано при разработке конструкции ионной пушки.

Теперь целесообразно обсудить преимущества и недостатки такой системы. Самым большим преимуществом по сравнению с простым диодом является то, что ионы, проходя через область максимального потенциала вблизи наружных электродов (находящихся под потенциалом большим, чем в любой точке самого пучка), не попадают непосредственно на электроды, т. е. в системе отсутствуют утечки на электроды. Это возможно только при условии, что траектории ионов являются искривленными. Аналитический метод дает возможность рационального конструирования электродов для формирования такого пучка. Серия приемлемых электродов, которая была найдена Ломаксом [7] для пушки, дающей такой пучок, приведена на фиг. 2. Как видно из уравнения (17), большим недостатком этой системы является неоднородность плотности тока на эмиттере. Следовательно, ширина электрода должна быть меньше, чем радиус траектории иона. Как будет показано в следующем разделе, это жесткое ограничение определяется кривизной траектории ионов вблизи эмиттера. Все это ограничивает практическую возможность использования полученного точного решения задачи о течении с объемным зарядом. Для создания реальной конструкции оптимальной ионной пушки возможно потребуется модификация этого решения.

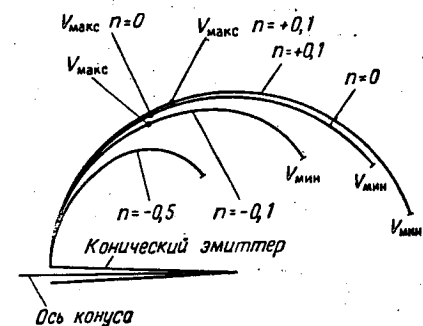
Сначала рассмотрим, как исследуемое течение можно использовать в ионной пушке. Наиболее очевидным подходом было бы использование прямоугольного пучка с большой протяженностью в направлении z . Возможна

также кольцевая конструкция пушки, где ионы, двигаясь по тороидальным траекториям, образовали бы затем полный цилиндрический пучок. Аналитический метод учета изменений, связанных с таким преобразованием к кольцевой системе, дан в работе [5]. Можно также построить анод (фиг. 3), который будет эмиттировать пучки с двух поверхностей. Такая конструкция имела бы более высокий тепловой к. п. д.

Существуют другие возможные решения для течения с объемным зарядом, которые могут использоваться для создания пушек с высокой плотностью тока на аноде. Например, имеется решение, аналогичное приведенному здесь,



Фиг. 3. Двухсторонняя форма эмиттера, обеспечивающая круговое течение.



Фиг. 4. Некоторые траектории ионов, эмиттированных из конического анода, найденные путем использования приближенной функции в виде $W = r^n W_2(\theta)$.

которое может быть выполнено в сферических полярных координатах, где эмиттер имеет форму конуса, а $W = r^n W_2(\theta)$. Одним из частных решений, представляющим интерес, является решение, полученное в работе [2] и детально проанализированное численно в работе [8]. Это решение аналогично уже рассмотренному, в котором $n = 0$ и ионы движутся по сферической поверхности. Как в эквивалентном цилиндрическом потоке, на траектории потенциал имеет максимум, а затем спадает. Преимущество такой системы заключается в том, что, поскольку ионы вытекают наружу из малого конуса, плотность тока в выходящем пучке много меньше плотности тока на эмиттирующем аноде. Это является ценным качеством для ионных пушек, так как может быть получен очень высокий тепловой к. п. д. анода. Приведенный пример показывает, что от ионной пушки может потребоваться расходящийся пучок, а не сходящийся (как в электронных пушках).

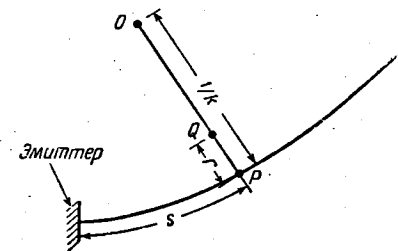
Мы также исследовали сферические решения при $n \neq 0$. Правда, если n значительно отличается от 0, потенциал не достигает максимума. Образцы траекторий, даваемых такими решениями, приведены на фиг. 4. Хотя траектории некоторых пучков проходят через максимумы потенциала, их недостатком является то, что в выходном сечении, т. е. в области, где ионы движутся параллельно оси конуса, потенциал оказывается лишь немногим ниже, чем в точке максимума. Следовательно, такие конструкции не являются оптимальными для пушки ионного двигателя.

ПАРАКСИАЛЬНЫЙ ПОТОК

В предыдущем разделе было показано, что известные точные решения для течения с объемным зарядом хотя и обеспечивают достаточно надежную конструкцию ионной пушки, но в то же время обладают и опреде-

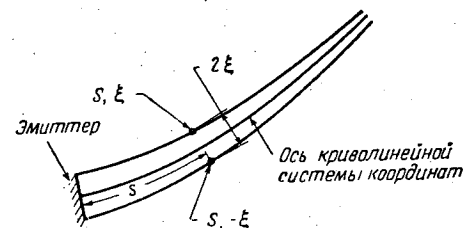
ленными недостатками. Например, плотность тока на аноде не всегда однородна, и потенциал в точке, где пучок эмиттируется, не всегда имеет нужную величину. Поэтому требуется более гибкий подход к задаче, который не зависел бы от ограниченного числа найденных точных решений. С этой целью используется параксиальная формулировка уравнений течения с объемным зарядом.

Кирстейн и Уотерс применили систему криволинейных координат (фиг. 5). В этой системе одной координатой является расстояние s от эмит-



Фиг. 5. Система координат для параксиального потока.

тера, измеренное по криволинейной оси, принимаемой за основную траекторию иона. Пусть точка P лежит на расстоянии s от эмиттера по криволинейной оси. Если точка P является центром кривизны этой траектории, проходящей через точку P , кривизна в которой равна k , то расстояние OP равно $1/k$. Если Q — точка на нормали PO к траектории, а расстояние QP равно r , то s и r будут координатами точки Q . Записывая уравнение течения с объемным



Фиг. 6. Параксиальный пучок.

зарядом в системе этих криволинейных координат и принимая $|dr/ds| \ll 1$, можно получить линейные уравнения движения ионов по траекториям, близким к этим криволинейным осям. Таким образом, может быть найдена параксиальная формулировка задачи, подобная формулировкам, хорошо известным для прямолинейных систем координат [9, 10]. В параксиальных системах часто удобно принять ширину пучка равной 2ξ (фиг. 6). Можно показать, что дифференциальное уравнение для ξ в функции s , согласно [10, 11], имеет вид

$$2\varphi\xi'' + \varphi'\xi' + \xi(\varphi'' + 4k^2\varphi) = \pm \frac{I_0}{2\epsilon_0 (-2e\varphi/m)^{1/2}}, \quad (21)$$

где штрих означает дифференцирование по s ; φ — потенциал точки s на криволинейной оси; ξ — расстояние границы пучка от криволинейной оси по нормали к ней в точке s ; I_0 — полный ток на единицу ширины пучка. Плюс

перед правой частью соответствует положительному ξ , минус — отрицательному ξ . Решение этого уравнения для любого частного случая будет давать траектории, ограничивающие пучок. Решение, для которого кривизна k оси ξ и постоянна (т. е. центральная траектория является окружностью, а тогда пучка постоянна), идентично решению для кругового потока, которое рассматривалось выше. Более простым является решение при $k = 0$, соответствующее плоскому диоду. Ценность такого параксимального решения заключается в том, что если даны три параметра φ , k и I_0 , то четвертый может быть всегда найден из решения уравнения (21). Для ионной пушки нас, конечно, интересуют полученные определенных условий на аноде и расположении выхода пушки на реально возможном расстоянии от анода. Поскольку все решения, ограниченные объемом зарядом, в точках, очень близких к эмиттеру, должны совпадать с решением для плоского диода, т. е. $\varphi \sim s^{3/2}$, это накладывает некоторое ограничение на возможные решения — граничные условия должны быть таковы, чтобы решение вблизи эмиттера имело вполне определенный вид.

Поэтому для ионного двигателя необходимо иметь ускорительно-замедлительную систему. Следующим важным ограничением, которое стало очевидным при исследовании решения для кругового течения с объемным зарядом, является неоднородность плотности тока на эмиттере. Было показано [6], что на эмиттере плотность тока J_0 изменяется следующим образом:

$$J_0 = A(1 + 5kr^2), \quad (22)$$

где A — постоянная; k — кривизна траектории пучка у эмиттера. Очевидно следует, что для обеспечения однородной плотности тока на эмиттере радиус кривизны траекторий пучка на эмиттере должен быть больше ширины эмиттера. Следовательно, оптимальной конструкцией ионной пушки была бы ускорительно-замедлительная система с пучком малой кривизны в области анода и почти параллельным на выходе из пушки.

Была сделана попытка рассчитать пучку такого типа. Эта пушка еще имеет ряд недостатков, но в то же время именно она подтверждает возможность использования параксимальных решений. Чтобы получить нулевую кривизну пучка возле эмиттера, было принято следующее уравнение оси криволинейной системы координат:

$$y = \frac{z^3}{10^6}. \quad (23)$$

Для получения ускорительно-замедлительной системы потенциал вдоль криволинейной оси, измеренный в единицах

$$\left[\frac{I}{\sqrt{2\pi} \epsilon_0} \right]^{2/3},$$

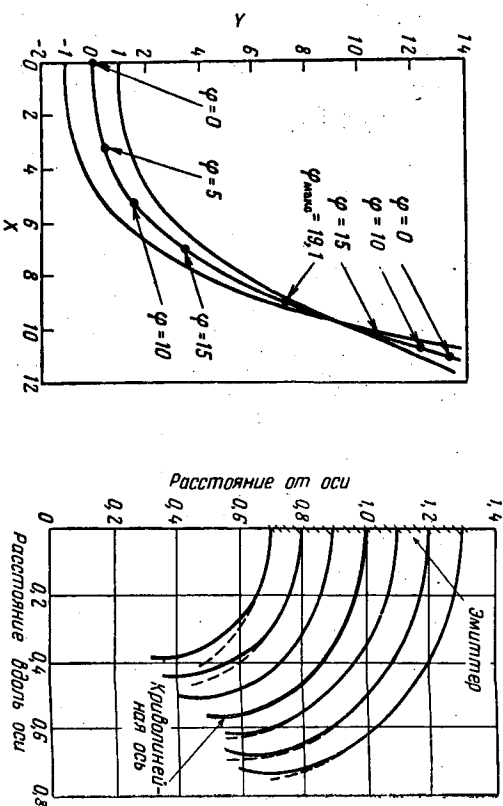
$$\varphi = \frac{s^{3/2}}{4} - s^{1/2} (1 - \beta s^2), \quad (24)$$

задавался в виде

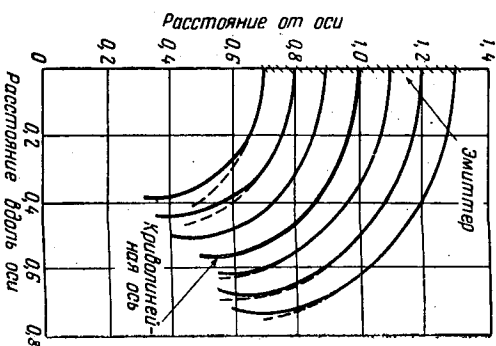
где β — варьируемый параметр. Образцы траекторий при $\beta = 1/400$ даны на фиг. 7. В этом решении потенциал имеет максимальное значение при $s = 12,65$ или $x = 9,03$ и снова спадает до нуля при $s = 20$ или $x = 11,3$. Если на аноде величина ξ в произвольных единицах равна 1, то в точке максимума потенциала $\xi = 0,129$, а в следующем нуле потенциала $\xi = -0,95$.

При этом пучок пережат при $s = 15,4$ или $x = 10,1$. Таким образом, в принципе, конструкция с параксимальным течением может быть найдена для любых заданных параметров, необходимых для ионной пушки. Изменение плотности тока на катоде, кривизны центральной траектории и толщины пучка можно осуществлять, маневрируя соответствующими параметрами.

Более того, если известно распределение потенциала, которое желательно иметь на выходе пучка из пушки, это также может быть учтено в предлагаемой теории при определении полной траектории пучка. Следует добавить, что теория может быть обобщена на круговые симметричные системы. При этом, конечно, уравнения будут более сложными, но еще разрешимыми с помощью конечно-разностных машин.



Фиг. 7. Параксимальный пучок с криволинейной осью, определяемой уравнением (23).



Фиг. 8. Сравнение траекторий, полученных для течения с объемным зарядом по точному [W = W(φ)/r] и параксимальному решениям. Решения: — параксимальное; --- точное.

Естественно, возникает вопрос о границах применимости параксимального метода, т. е. о том, на каких расстояниях от центральной траектории такие решения сохраняют необходимую точность. Только эксперимент даст определенный ответ на этот вопрос. Интересно, что в работе [9] проводилось сравнение параксимальных решений с некоторыми точными решениями для течений с объемным зарядом и были получены обнадеживающие результаты даже при достаточно больших толщинах пучка. Ряд траекторий, полученных там для осесимметричной системы, показан на фиг. 8, которая подтверждает, что и для больших толщин пучка параксимальное решение дает вполне приемлемые результаты. Поэтому следует считать, что хотя параксимальные решения не точны, однако во многих практических случаях они могут служить хорошим ориентиром при определении формы пучка по заданному распределению потенциала вдоль центральной траектории.

КОНСТРУКЦИЯ ЭЛЕКТРОДОВ

При определении формы электродов пушек, описанных в предыдущих разделах, мы следуем обычной методике Пирса [12]. Приведенные точные решения для течения с объемным зарядом являются решениями для бесконечных пучков. В реальной пушке пучок включает лишь часть такого бесконечного пучка. Из решения для бесконечного пучка известны поле и потен-

циал на любом выделенном из него конечном участке. Электроды конструируются так, чтобы обеспечить известные поле и потенциал на границах конечного пучка. Однако форму электродов, соответствующую этим решениям для криволинейного потока, получить гораздо труднее, чем для прямолинейного потока обычной пушки Пирса. Вследствие того что необходима компонента поля, нормальная к границе криволинейного пучка (чтобы заставить ионы двигаться по криволинейной траектории), в качестве имитатора границы пучка в электролитической ванне не может использоваться диэлектрический материал. Следовательно, необходимо найти иные способы.

Хорошо разработаны аналитические методы расчета двумерных течений с объемным зарядом. В своей работе [12] Пирс брал потенциал на границе пучка в простом диоде в форме

$$\varphi = Ax^{4/3}. \quad (24)$$

В более общем виде этот потенциал может быть записан как действительная часть комплексной функции S , где

$$S = \varphi + i\psi = Ax^{4/3}. \quad (25)$$

Из аналитического продолжения этой функции следует, что в любой точке вне пучка потенциал должен быть равен

$$\varphi = \operatorname{Re} A(x + iy)^{4/3}. \quad (26)$$

Линии равных потенциалов, которые можно найти из этого уравнения, соответствуют электродам, необходимым для формирования пучка.

Для таких течений с объемным зарядом, как круговой поток, описанный в этой работе, Ломакс [7] и Кирстейн [14] независимо друг от друга показали, как найти форму электродов. Сначала отыскивается конформное преобразование, переводящее границу пучка в прямую линию. Координаты границы пучка берутся в виде

$$\begin{aligned} x &= f(u), \\ y &= g(u), \end{aligned} \quad (27)$$

где u — некоторый параметр (время или расстояние вдоль крайней траектории). В более общем виде можно записать

$$z = x + iy = f(u + iv) + ig(u + iv). \quad (28)$$

Это уравнение описывает преобразование плоскости z на плоскость u, v . Крайняя траектория, описанная уравнением (27), становится линией $v = 0$ в плоскости u, v ; таким образом, в этой новой системе координат крайняя траектория преобразуется в прямую линию. Также преобразуются и выражения для потенциала и поля, а аналитическое продолжение комплексного потенциала выполняется затем в новой системе координат таким же образом, как это делается для прямолинейных потоков. В новой системе координат находятся линии равных потенциалов и выполняется обратное преобразование к исходной системе координат. Найденные таким методом линии равных потенциалов и дают форму необходимых электродов.

Ломакс [15] показал, что такие преобразования могут быть выполнены численно с помощью счетно-решающих машин. Он обобщил свои уравнения в действительной плоскости на комплексную систему координат, что позволяет найти форму электродов любого пучка, решение для которого можно получить на счетной машине. Для цилиндрических симметричных систем выкладки сложнее, хотя еще можно использовать преобразование в комплексных переменных, которое будет переводить крайнюю траекторию пучка

в прямую линию. Дело в том, что после такого преобразования потенциал вне пучка не подчиняется более двумерному уравнению Лапласа, а описывается другим дифференциальным уравнением в частных производных. Поэтому метод комплексного переменного уже не может непосредственно дать решения для потенциала вне пучка. Однако можно попытаться провести численное интегрирование преобразованной формы уравнения Лапласа вне пучка. Но поскольку уравнение Лапласа является эллиптическим, такой путь вряд ли приведет к цели, скорее мы получим неустойчивые решения для потенциала, из которых благодаря нарастанию малых ошибок в решении вблизи границы пучка мы найдем совершенно неверную форму электродов вдали от пучка.

В работе [16] дано обоснование метода устранения этой трудности, который применялся для определения формы электродов Харкером [17]. Способ Харкера наиболее просто иллюстрируется решением для простого диода в нашем первом примере. Вне пучка потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0, \quad (29)$$

а внутри пучка — уравнению Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (30)$$

Введем новую переменную α и заменим x более общим комплексным выражением $x + i\alpha$. Тогда через эту новую переменную α уравнения Лапласа и Пуассона запишутся в виде

$$-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0, \quad (31)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \alpha^2} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (32)$$

Величины φ и ρ , найденные из этих уравнений, в общем случае будут комплексными. Если мы рассмотрим изменение φ в зависимости от α , тогда уравнение (31) является гиперболическим и, следовательно, имеет сходящиеся решения. Поэтому порядок нахождения решения состоит в интегрировании уравнения (30) по x от анода до интересующей нас точки x_1 , лежащей на границе пучка. Затем, при $x = x_1$ и $y = 0$ уравнение (32) и комплексные формы других уравнений течения с объемным зарядом интегрируются по α , чтобы определить комплексные граничные условия на краю пучка. Используя эти условия, следует затем проинтегрировать уравнение Лапласа (31) по α и y в направлении от границы пучка; это процесс всегда сходящийся. По этим результатам далее можно найти из уравнения (31) значения φ при $\alpha = 0$. В более общем виде этот способ решения может быть применен к искривленным осесимметричным пучкам. Таким образом, он обеспечивает аналитический метод определения формы электродов для любого потока с объемным зарядом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен ряд точных и приближенных аналитических методов решения задач о течениях с объемным зарядом. Рассмотренные методы нахождения формы электродов не единственные, но, вероятно, они наименее знакомы читателю. В настоящее время возможность применения этих методов расширяется, поскольку уравнения течения с объемным зарядом могут интегрироваться непосредственно на счетных машинах. Для этого достаточно задать форму эмиттера и граничные условия на нем. Использо-

вание этих методов значительно расширит число известных решений задач для течений с объемным зарядом.

Описанными здесь методами были рассчитан и исследован ряд форм электродов для ионных пушек [18—22]. В целом экспериментальные результаты хорошо совпали с теоретическими. Авторы полагают, что при высоких требованиях, предъявляемых к ионным пушкам, применение сложных аналитических методов, рассмотренных здесь, будет оправданным.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Brewer G. R., Etter J. F., Anderson J. R., «Design and Performance of a Small Model Ion Engine», presented at Semi Annual Meeting of Am. Rocket Society, Code 1125-60 (May 9—12, 1960).
2. Kirstein P. T., Kino G. S., «A Solution to the Equations of Space-Charge Flow by the Method of the Separation of Variables», *J. Appl. Phys.*, 29, 1758—1767 (1958).
3. Kirstein P. T., «Curvilinear Space-Charge Flow with Applications to Electron Guns», M. L. Rep. № 440, Microwave Lab., W. W. Hansen Labs. of Physics, Stanford Univ., Calif. (Jan. 1958).
4. Kirstein P. T., «Complex Formulation of the Equations for Two-Dimensional Space-Charge Flow», *J. of Electronics and Control*, 4, № 5, 425 (May 1958).
5. Kirstein P. T., «A Perturbation Analysis of the Equations for Electrostatic Flow and its Application to the Production of Hollow Beams from a Toroidal Cathode» *J. of Electronics and Control*, 5, № 1, 33 (July 1958).
6. Meltzer E., «Single Component Space-Charge Flow», *Br. J. Electr.*, 118—127 (1956).
7. Lomax R. J., «Exact Electrode Systems for the Formation of an Electron Beam», *Br. J. Electr. Contr.*, 3, 367 (1957).
8. Waters W. E., «Azimuthal Electron Flow in a Spherical Diode», *J. Appl. Phys.*, 368—373 (March 1959).
9. Kirstein P. T., «Paraxial Formulation of Equations of Electrostatic Space-Charge Flow», *J. Appl. Phys.*, 30, 967 (1959).
10. Waters W. E., «Rippling of Thin Electron Ribbons», *J. Appl. Phys.*, 29, 100 (1958).
11. Waters W. E., «A Paraxial Analysis of Sheet Beams in Crossed-Field Traveling-Wave Tubes», M. L. Rep. № 566, Microwave Lab., W. W. Hansen Labs. of Physics, Stanford Univ., Calif. (Dec. 1958).
12. Pierce J. R., Theory and Design of Electron Beams, D. Van Nostrand, 1949.
13. Pierce J. R. «Rectilinear Electron Flow in Beams», *J. Appl. Phys.*, 11, 548—554 (1940).
14. Kirstein P. T., «On the Determination of the Electrodes Required to Produce a Given Electric Field Distribution Along a Prescribed Curve», *Proc. IRE*, 46, 1716—1722 (1958).
15. Lomax R. J., «Exact Electrodes for the Formation of Curved Space-Charge Beams», *Br. J. Electr. Contr.*, 7, 482 (1959).
16. Garabedian P. R., Lieberstein H. M., «On the Numerical Calculation of Detached Low Shock Waves in Hypersonic Flow», *JAS*, 25, 109 (1958).
17. Harker K. J., «Numerical Calculations of Electrode Shapes for Axially Symmetric Electron Guns», M. L. Rep. № 728, Microwave Lab., W. W. Hansen Labs. of Physics, Stanford Univ., Calif. (June 1960).
18. Kino G. S., «A Design Method for Crossed-Field Electron Guns», *IRE Trans., on Electron Devices*, ED-7, 179—185 (July 1960).
19. Midford T., Kino G. S., «Experiments with a New Crossed-Field Gun», submitted to *J. Appl. Phys.* (Oct. 1960).
20. Anderson J. R., «Noise Measurements on an M-Type Backward-Wave Amplifier», Letter to IRE, *Proc. IRE* (May 1960).
21. Bell R., Varian Associates, Palo Alto, California; частное сообщение, касающееся экспериментальных ускорителей со скрещенными полями.
22. Taylor N., Varian Associates, Palo Alto, California; частное сообщение, касающееся экспериментальных пушек магнетронного типа.

Распыление электродов вследствие бомбардировки высокоскоростными ионами

Э. Т. Питкин

Проблема эрозии электродов при распылении вследствие ионной бомбардировки приобретает большое значение при проектировании ионного ракетного двигателя. Для оценки степени серьезности этой проблемы были измерены коэффициенты распыления медных, молибденовых и вольфрамовых мишеней. В вакуумной камере моноэнергетической пучок однократно заряженных ионов направлялся на чистые плоские поверхности под углом 30—90°. Использовались пучки ионов аргона, криптона и ксенона с энергией 9—39 кэв. Результаты показывают, что коэффициент распыления пропорционален массе бомбардирующих ионов и обратно пропорционален углу падения и твердости поверхности мишени. Максимальная величина коэффициента распыления достигается в диапазоне энергий 20—30 кэв.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее серьезных проблем, тормозящих развитие электростатических двигателей для космического полета, является эрозия, или распыление, электродов из-за попадания на них высокоскоростных заряженных частиц. В ионном ракетном двигателе эти частицы являются обычно однократно заряженными ионами рабочего тела, тогда как в коллоидных ракетах частицы представляют собой капли или пылевые частицы размером около 1 мкм. Была определена величина эрозии, вызываемой бомбардировкой высокоскоростными ионами металлических поверхностей при различных условиях. Очевидно, полученные данные найдут применение при проектировании двигательных систем.

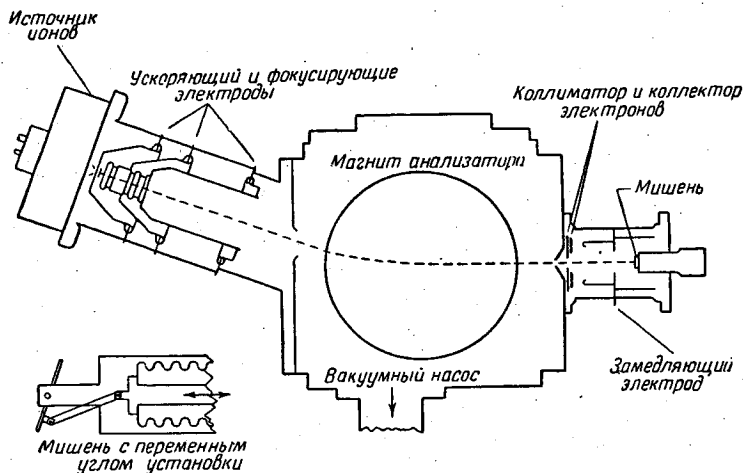
Целью исследований было получение результатов по распылению при энергиях пучка до 39 кэв. Хотя данных по бомбардировке ионами с низкими энергиями [1, 2] достаточно много, лишь некоторые из них относятся к энергиям ионов, представляющим интерес для конструкции электростатической двигательной системы (т. е. более 1 кэв). В работе [3] приводятся результаты измерений коэффициентов распыления меди при бомбардировке однократно заряженными ионами аргона, гелия и дейтерия с энергией 5 и 40 кэв и углом падения 90°. Там же даны значения коэффициентов распыления меди при бомбардировке различными ионами с энергией 30 кэв и распыления тантала, молибдена и алюминия при бомбардировке аргоном с углом падения 90°. В недавно опубликованной работе [4] приведены результаты по бомбардировке меди аргоном при падении ионов по нормали с энергиями в диапазоне 1—10 кэв.

В работах [1, 2] содержатся обстоятельные обзоры литературы по распылению при более низких энергиях. Для этого диапазона был сделан вывод, что величина распыления пропорциональна массе иона и обратно пропорциональна углу падения пучка и твердости поверхности материала мишени, причем в любом случае зависимости не являются линейными. Данные, приведенные в этой работе, позволяют предположить, что полученные выводы можно распространить и на более высокие энергии (~ 10 кэв). При

малых энергиях наблюдалось также, что коэффициенты распыления увеличиваются с энергией пучка ионов почти линейно. Ниже показано, что последний вывод не распространяется на очень высокие энергии пучка и имеется определенная энергия, при которой в каждом исследованном случае распыление достигает максимума.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент заключался в бомбардировке плоских образцов металлических мишеней моноэнергетическим пучком ионов известной массы. Коэффициент распыления определялся по уменьшению массы мишени за время эксперимента, а затем обрабатывался в виде зависимости от энергии пучка, массы иона, угла падения и материала мишени.



Ф и г. 1. Установка для исследования распыления.

Схема экспериментальной установки дана на фиг. 1. Ионный пучок создавался в газоразрядном источнике ионов типа Пеннинга, объединенном с вытягивающим, ускоряющим и фокусирующим электродами. В магнитном поле анализатора ионы классифицировались по отношению заряда к массе способом, используемым в масс-спектрометре. Далее требуемая компонента ионного пучка попадала из сектора магнита анализатора через отверстие в рабочую часть, тогда как ионы с другими значениями массы или заряда задерживались и откачивались вакуумным насосом.

На фиг. 1 показана также рабочая часть и элементы конструкции мишени, коллимирующего и ускоряющего электродов. На основной схеме дан вертикальный держатель мишени, а слева — держатель с переменным углом установки образца относительно пучка ионов. Напряжение замедляющего электрода варьировалось для изменения энергии пучка.

Около выходного отверстия электромагнитной секции размещался коллимирующий электрод для ограничения диаметра пучка до относительно малой величины и для задержания и осаждения материала, распыляемого с полюсных наконечников электромагнита. При этом неизбежно частичное попадание пучка на коллимирующий электрод, что приводит к некоторому его распылению. При первых неудачных опытах с железным электродом

часть железа осаждалась на мишени. С алюминиевым коллимирующим электродом это явление не наблюдалось. Электрод, собирающий электроны и находящийся под положительным потенциалом 550 в, был размещен на выходной стороне коллимирующего электрода таким образом, чтобы захватывать вторичные электроны, возникающие при столкновении ионов с коллимирующим электродом.

Отверстие в замедляющем электроде сделано достаточно большим, чтобы избежать попадания пучка на этот электрод и его распыления, которое также может быть причиной осаждения распыляемого материала на мишени. Мишень окружалась корпусом, соединенным с замедляющим электродом. В опытах по измерению величины вторичной эмиссии электронов между мишенью и оболочкой подавался переменный потенциал. К сожалению, эта часть испытания не дала достоверных результатов.

Скорость распыления вычислялась как разность массы образца мишени в начале и в конце каждого отрезка времени, поделенная на время действия пучка. Ток ионного пучка и, следовательно, массовый расход поддерживались в течение опыта постоянными. Коэффициент распыления в атомах на ион легко определялся по известному ионному току и отношению заряда иона к его массе. Чтобы получить истинное значение ионного тока, нужно подавить ток вторичных электронов с мишени на замедляющий электрод. Это осуществляется при помощи описанной выше цепи смещения с варьируемым напряжением. Эффективность этой системы была проверена путем возвращения электронов на мишень с помощью магнитного поля. Сравнение этих способов показало их равноценность.

Было определено, что напряжение смещения на замедляющем электроде, при котором конечная энергия пучка была меньше ~ 9 кэв, приводило к нежелательной деформации пучка. Поэтому все испытания были проведены при энергии, большей 9 кэв. Верхний предел энергии для каждого вида ионов определялся максимальной напряженностью поля, создаваемого электромагнитом. Максимальная энергия пучка в этом случае была обратно пропорциональна массе иона и для наиболее тяжелых ионов ксенона равнялась 22 кэв. Более детально экспериментальная установка описана в работе [5].

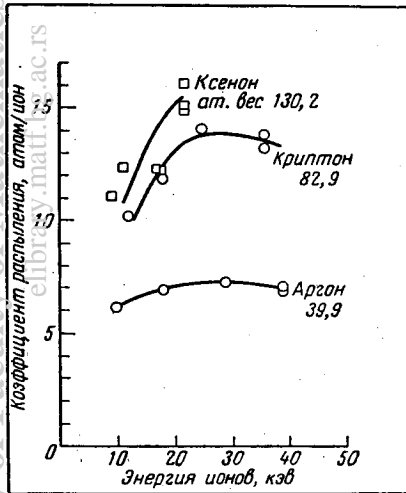
Вакуумная система была присоединена к отсеку магнитного анализатора, как показано на фиг. 1. Система обеспечивала необходимые условия при работе с газами малых атомных весов, такими, как аргон и криптон, но с более тяжелыми газами, такими, как ксенон, система работает хуже, хотя введение дополнительных каналов, связывающих отсек мишени с вакуумной системой, несколько улучшало результаты. Давление в отсеке мишени было порядка 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст. в случае аргона и поднималось при некоторых испытаниях с ксеноном примерно до 10^{-3} мм рт. ст.

Образцы мишени предварительно травилась в кислотной ванне. Видимо, к этому следовало бы добавить прокаливание в вакуумной среде. В будущих испытаниях будет применяться и эта дополнительная обработка.

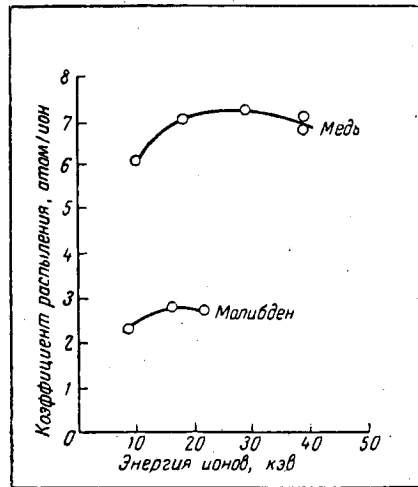
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Коэффициент распыления в атомах на ион был определен в зависимости от энергии пучка, массы иона, материала мишени и угла падения пучка ионов на мишень. На фиг. 2 приведена зависимость коэффициента распыления медной мишени от энергии ионов при падении пучка по нормали. Использовались ионы аргона, криптона и ксенона. Из этой фигуры видно, что коэффициент распыления возрастает с массой иона нелинейно. Масса ксенона (130,2) только на 2% меньше массы цезия (132,9), который считается наиболее подходящим рабочим телом для ионных двигателей. Поэтому данные по ксе-

нону непосредственно применимы при проектировании ионного ракетного двигателя. Интересно отметить, что максимальный коэффициент распыления получен только на двух нижних кривых, а верхняя кривая (для ксенона) свидетельствует лишь о возможности достижения максимума в случае использования более высоких энергий пучка ионов. Это подтверждается



Ф и г. 2. Зависимость коэффициента распыления медной мишени от энергии ионов при падении пучка по нормали.



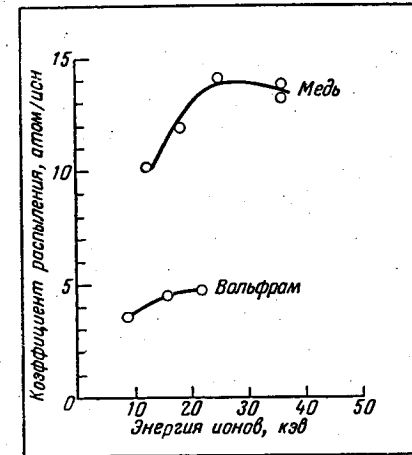
Ф и г. 3. Зависимость коэффициента распыления от энергии ионов для молибденовой и медной мишеней. Пучок ионов аргона направлен по нормали.

и данными работы [3], но приведенные нами значения коэффициентов распыления для аргона на меди были несколько ниже. Это расхождение могло быть следствием различий в материале мишени, обработке поверхности и, весьма возможно, давлений. Йонст заметил, что увеличение давления выше $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. приводит к уменьшению распыления.

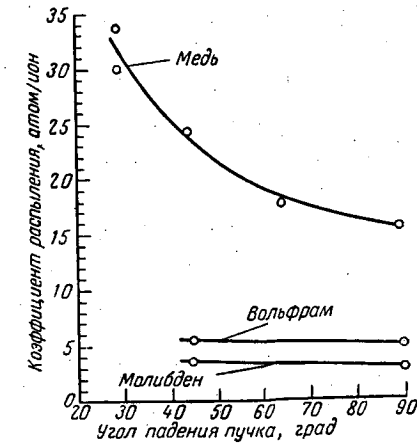
На фиг. 3 приведены данные по распылению медной и молибденовой мишеней при падении пучка ионов аргона по нормали. Видно, что распыление молибденовой мишени в 3 раза меньше, чем медной. Подобное сравнение для вольфрама и меди, бомбардируемых криптоном, дается на фиг. 4. Твердые материалы (вольфрам и др.) имеют значительно более низкие коэффициенты распыления.

Большой интерес представляет влияние на распыление угла падения пучка ионов, поскольку ожидается, что большая доля всех столкновений на реальных электродах ионного двигателя будет происходить под углом падения, много меньшим 90° . Фиг. 5 иллюстрирует влияние угла падения в случае бомбардировки медной, молибденовой и вольфрамовой мишеней ионами ксенона (имитирующими по массе ионы цезия). С медной мишенью были получены данные при углах $90-30^\circ$, а с вольфрамовой и молибденовой — при $90-45^\circ$. В этих испытаниях энергия пучка была равна 22 кэВ (максимум, который можно получить с ксеноном) и близка к области предполагаемого максимума коэффициента распыления при падении по нормали (см. фиг. 2). Видно, что для медной мишени коэффициент распыления с уменьшением угла падения увеличивается очень быстро. При уменьшении угла от 90 до 30°

коэффициент распыления увеличивается в 2 раза. Весьма малое увеличение распыления с уменьшением угла падения отмечается для вольфрамовых и молибденовых мишеней. Конечно, необходимо большее количество данных по распылению при меньших углах, чтобы сделать дальнейшие выводы по конкретным материалам. Однако обнадеживающим является то обстоятельство, что наклон кривой коэффициента распыления в зависимости от угла падения оказывается для твердых материалов много меньше, чем для меди.



Ф и г. 4. Зависимость коэффициента распыления от энергии ионов для вольфрамовой и медной мишеней. Пучок ионов криптона направлен по нормали.



Ф и г. 5. Зависимость коэффициента распыления мишени от угла падения пучка ионов ксенона с энергией 22 кэВ.

Распыление при углах падения менее 30° и энергиях ниже 9 кэВ не было рассмотрено из-за ограничений, налагаемых экспериментальным оборудованием. В будущих программах планируется детальное исследование этих областей. Конечно, ясно, что диапазон энергий 1—9 кэВ представляет большой интерес для конструкторов ионной ракеты. Пока же, по-видимому, удовлетворительное инженерное приближение для коэффициентов распыления может быть получено интерполяцией между данными, представленными в этой работе, и данными Венера [2].

ЛИТЕРАТУРА

- Massey H. S. W., Burhop E. H. S., «Electronic and Ionic Impact Phenomena», Clarendon Press, Oxford, 1956, ch. 9.
- Wehner G. K., «Sputtering by Ion Bombardment», Advances in Electronics and Electron Physics, vol. 7, Acad. Press, N. Y., 1955, pp. 239—298.
- Yonts O. C., Normand C. E., Harrison D. E., Jr., «High Energy Sputtering», J. Appl. Phys., 31, 3, 447—450 (1960).
- Snouse T. W., частное сообщение, NASA, Moffett Field, Calif.
- Pitkin E. T., MacGregor M. A., Saleme V., Bierse R., «Investigation of the Interaction of High Velocity Ions with Metallic Surfaces», ARL TR-60-229, Office of Technical Services, Dept. of Commerce, Wash., D. C., 1960.

Распыление меди при бомбардировке ионами в диапазоне энергий 5—25 кэВ

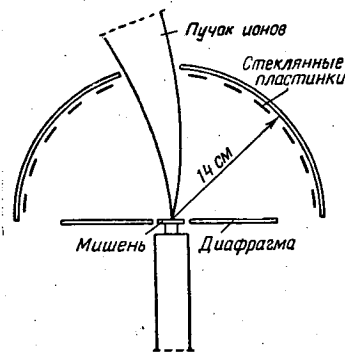
П. К. Рол, И. М. Флуит, И. Кистмейкер

Были измерены коэффициенты распыления поликристаллической меди в зависимости от энергии ионов и угла падения при бомбардировке ионами нескольких элементов. Для монокристаллов меди коэффициент распыления был измерен при различной ориентации кристаллов в зависимости от угла падения при бомбардировке ионами Ag^+ с энергией 20 кэВ. Истолкование результатов дано на основе рассмотрения столкновений ионов с атомами в кристаллической решетке, как столкновений твердых сфер. Предполагается, что области возбуждения, эмиттирующие распыляемые частицы, образуются вблизи поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по распылению, описанные ниже, были проведены на Амстердамском электромагнитном разделителе изотопов. Преимущество проведения этих экспериментов на сепараторе состоит в том, что мы используем моноэнергетический пучок однократно заряженных ионов какого-то одного изотопа [1, 2]. Во многих экспериментальных исследованиях процесс распыления изучался путем бомбардировки различных материалов ионами лишь небольшого числа элементов. Однако со сменой материала мишени изменяется гораздо больше параметров, чем при использовании ионов различных элементов и постоянном материале мишени. Поскольку интерпретация результатов в первом случае весьма затруднена, в наших экспериментах использовалась только медная мишень, которая монтировалась там, где размещался приемник для разделенных изотопов (фиг. 1). Когда мишень помещается в сильное магнитное поле, не требуется вводить поправки к ионному току за счет вторичной эмиссии электронов. Однако для учета краевых эффектов и малого отрицательного потенциала мишени небольшая поправка к ионному току все же вводилась.

Мишени размерами $90 \times 20 \times 1$ мм были изготовлены из электролитической меди. На тыльной стороне была припаяна полоска, соединяющая мишень с трубкой, охлаждаемой водой. Монокристаллические мишени зажимались между графитовой диафрагмой и медной подложкой, которая также соединялась с трубкой. Максимальная температура мишени была всегда ниже $125^\circ C$. Чтобы измерить коэффициент распыления при различных углах падения, мишень может закрепляться на трубке в различных положениях, причем таким образом, что для подавления вторичной эмиссии она всегда



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки.

остается параллельной магнитным линиям поля. Мишень окружалась диафрагмой, позволяющей измерять только ток на мишень, а не на трубку или графитовую диафрагму.

Поликристаллические мишени механически полировались и очищались трихлорэтаном, спиртом и пр. Монокристаллические мишени подвергались только электрополировке. Коэффициент распыления, который представляет собой число атомов, выбитых падающим ионом, может быть рассчитан исходя из полного заряда ионов, достигающих мишени, и из потери в весе.

Определение количества распыляемого материала в различных направлениях было сделано с помощью осаждения атомов меди на маленькие стеклянные пластинки, окружающие мишень. По увеличению веса этих пластинок может быть рассчитана относительная интенсивность эмиссии атомов меди в различных направлениях.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО РАСПЫЛЕНИЮ ДЛЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

Коэффициент распыления

Коэффициент распыления был измерен для меди, бомбардируемой единично заряженными ионами He, Li, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, Ar, K, Ca, Cu, Zn, Sr, Zr, Cd, I, Hg, и Tl. Однако не всегда можно было получить надежные величины для этого коэффициента. В некоторых случаях на мишени образовывался слой, препятствовавший распылению. Это прежде всего относится к ионам тех элементов, которые образуют очень устойчивые окислы, такие как Mg, Al, Ca, Sr и Zr. Но и ионы кислорода образуют на поверхности голубой налет. Когда медь бомбардировалась ионами этих элементов, коэффициент распыления был всегда очень низким, а иногда даже увеличивался вес мишени. Он оказался также очень низким и в случае бомбардировки ионами C^+ , при этом на поверхности был обнаружен очень твердый слой смеси углерода с медью. Очень низкие коэффициенты распыления при бомбардировке He^+ и Li^+ могут быть частично объяснены образованием поверхностных слоев, так как скорость распыления является столь низкой, что не может конкурировать со скоростью образования окислов.

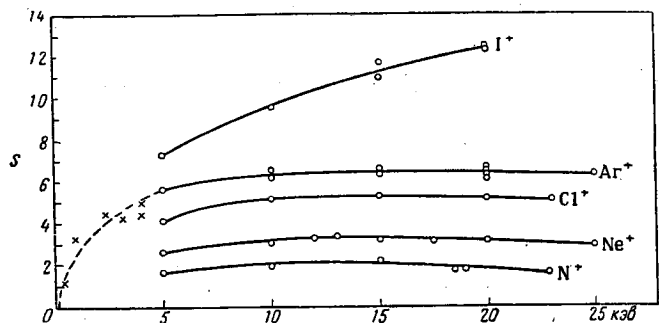
В опытах с бомбардировкой Si^+ , P^+ и S^+ часть падающих ионов адсорбировалась на мишени, тогда как для ионов других элементов никаких следов бомбардирующего материала на мишени не было найдено. Строго говоря, при определении коэффициента распыления следует учитывать, что одновременно с медью распыляется и бомбардирующий материал. Чтобы получить обоснованную поправку, необходимо знать, каким образом внедренные частицы связаны в кристаллической решетке, и связь между параметрами кристалла и коэффициентом распыления. Однако количества информации, имеющейся по этому вопросу, недостаточно, поэтому такие поправки не были сделаны ни для одного бомбардирующего элемента, кроме меди.

Значения коэффициентов распыления для других элементов в зависимости от энергии частиц даны на фиг. 2—4.

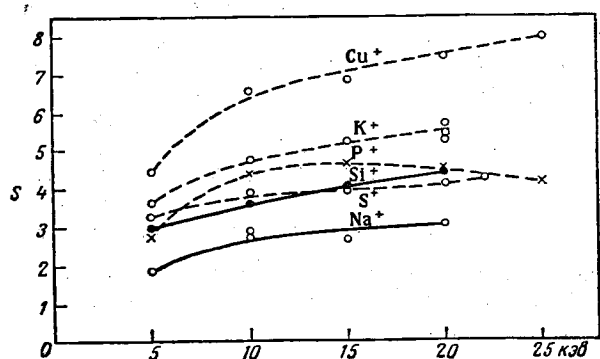
Особый вид кривой для ионов Hg^+ может быть объяснен поверхностным загрязнением меди парами ртути.

Угол падения

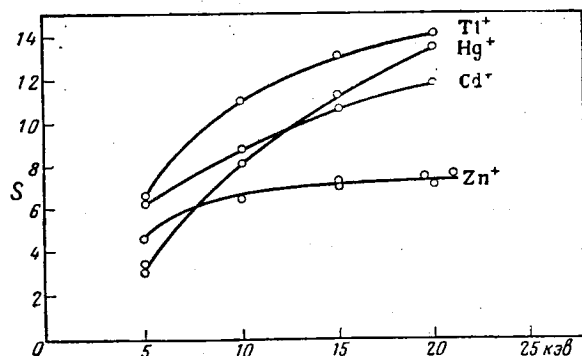
При бомбардировке меди ионами Ag^+ и Tl^+ измерялась зависимость коэффициента распыления от угла падения при энергии 20 кэВ.



Ф и г. 2. Зависимость коэффициента распыления [медной мишени при бомбардировке ионами N^+ , Ne^+ , Cl^+ , Ar^+ , I^+ при падении их по нормали от энергии ионов.
× согласно Кейвеллу.

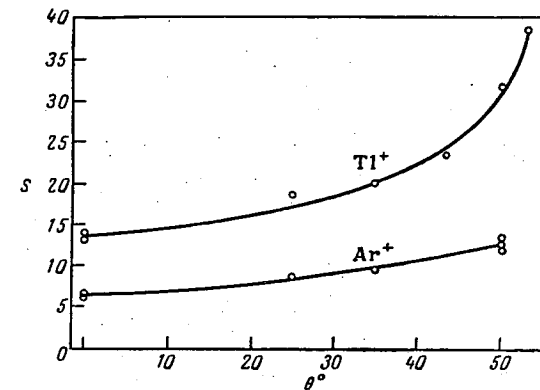


Ф и г. 3. Зависимость коэффициента распыления медной мишени при бомбардировке ионами Na^+ , Si^+ , P^+ , S^+ , K^+ , Cu^+ при падении их по нормали от энергии ионов.



Ф и г. 4. Зависимость коэффициента распыления медной мишени при бомбардировке ионами Zn^+ , Cd^+ , Hg^+ , Tl^+ при падении их по нормали от энергии ионов.

В этом случае очень высокие коэффициенты распыления были получены для ионов Tl^+ при падении под углом, отличным от 0° . Кривые на фиг. 5

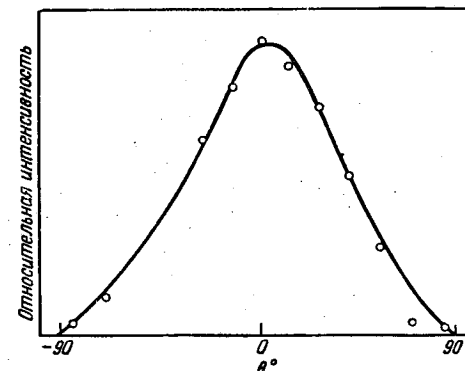


Ф и г. 5. Зависимость коэффициента распыления медной мишени от угла падения при бомбардировке ионами Tl^+ и Ar^+ и энергии 20 кэв.

получены при одном значении энергии. При более низких энергиях зависимость коэффициента распыления от угла несколько меньше.

Угловое распределение распыляемого материала

Угловое распределение, измеренное в работе [3], может быть описано косинусоидой. Из приведенных нами измерений следуют два вывода:



Ф и г. 6. Угловое распределение распыляемой меди при бомбардировке ионами Ar^+ при энергии 20 кэв.
Угол падения 50° .

- а) распределение скорее соответствует функции Гаусса, чем косинусоиде;
- б) распределение всегда симметрично относительно нормали к поверхности мишени даже при падении под углом, отличным от 0° (фиг. 6).

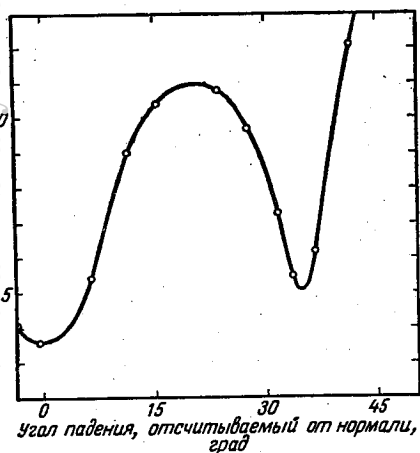
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

Коэффициент распыления

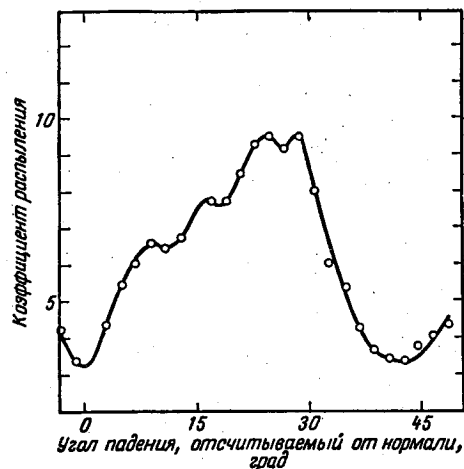
Коэффициент распыления монокристаллов меди измерялся при бомбардировке ионами Ag^+ с энергией 20 кэв и при падении пучка по нормали был равен 8,2 для грани кристалла (111); 3,2 для грани (100) и 2,8 для грани (110), в то время как для поликристаллической меди при тех же условиях он равнялся 6,3. Из этих результатов видно, что даже при таких высоких энергиях ионов монокристаллическая структура поверхности сохраняется и после длительной бомбардировки, за время которой с поверхности в результате распыления удалялся слой порядка 10 мкм.

Угол падения

В этом случае также имелось значительное отличие от результатов, полученных для поликристаллической меди. Имеет значение, относительно



Фиг. 7. Коэффициент распыления для грани (100) медного кристалла, который поворачивается вокруг направления [011] в плоскости грани.



Фиг. 8. Коэффициент распыления для грани (100) медного кристалла, который поворачивается вокруг направления [001] в плоскости грани.

какой оси поворачивается кристалл, что подтверждают фиг. 7 и 8. В обоих случаях коэффициент распыления измерялся при бомбардировке ионами Ag^+ с энергией 20 кэв. На фиг. 7 кристалл вращается относительно оси [011], а на фиг. 8 — относительно оси [001]. Результаты, приведенные на фиг. 7 и 8, следует сравнить с результатами для поликристаллической меди (см. фиг. 5). Количество экспериментальных точек на фиг. 7, видимо, недостаточно и не позволяет исследовать тонкую структуру, как это можно сделать, пользуясь фиг. 8.

Угловое распределение распыляемого материала

Угловое распределение было измерено с помощью полого стеклянного шара. Пучок падает на мишень через отверстие в шаре. Мишень монтируется в центре шара. Относительную толщину медного слоя на сфере определяют по данным измерений ее прозрачности с помощью фотоэлементов. Толщина слоя в отдельных точках позволяет рассчитать относительную интенсивность распыления частиц в различных направлениях.

Когда бомбардировалась грань (111), на стеклянном шаре наблюдались пятна в трех направлениях [110], которые не совпадали с гранью, как показано в опытах Венера [4]. Однако были обнаружены пятна также в трех направлениях [100]; их плотность составляла примерно половину плотности пятен в направлениях [110]. При бомбардировке грани (100) пятна наблюдались в четырех направлениях [110]. Как экспериментально показала Юрасова [5], угловое распределение не изменяется при направлениях падения пучка, отличных от нормали.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные результаты плохо согласуются с любой из существующих теорий катодного распыления. Теория прохождения частиц высоких энергий через вещество, данная Бором [6], была использована для того, чтобы разобраться в основных процессах, имеющих место при распылении [2]. В рассматриваемом диапазоне энергий может быть использована модель взаимодействия твердых сфер. Эта модель не применима для столкновений с рассеянием на малые углы, но поскольку при таких столкновениях переданная энергия невелика, они для процесса распыления не являются существенными.

По-видимому, на распыление влияют только те столкновения ионов в кристаллической решетке, которые происходят вблизи поверхности (только первые столкновения ионов). Для частиц, смещенных глубоко под поверхность, вероятность достижения поверхности и последующего распыления очень мала. Вероятность столкновения иона вблизи поверхности обратно пропорциональна λ — средней длине пути свободного пробега при упругих столкновениях.

Максимальная энергия, переданная при первом столкновении, равна

$$T_m = 4 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \quad (1)$$

где M_1 и M_2 — атомные веса соответственно иона и атома мишени; E — энергия иона.

При столкновении, подобном столкновению твердых сфер, равномерно приобретенные атомом мишени любой энергии от 0 до T_m . Угловое распределение частиц, освобожденных из кристаллической решетки при ударе иона, не зависит от M_1 и M_2 .

В первом приближении можно принять, что коэффициент распыления пропорционален величине энергии, переданной в непосредственной близости от поверхности мишени, или

$$S \sim \frac{1}{\lambda(E)} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E. \quad (2)$$

При падении под углом истинное значение длины свободного пробега иона в первых атомных слоях равно $\lambda(E) \cos \psi$, где ψ — угол падения.

Тогда

$$S = K \frac{1}{\lambda(E) \cos \psi} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \quad (3)$$

где K — постоянная, характеризующая данный материал мишени (поликристаллической).

Предполагается, что возбуждение происходит в поверхностном слое мишени, из которого эмиттируются распыленные атомы, причем число их пропорционально величине переданной энергии. Радиус столкновения в модели твердых сфер для экранированного потенциала может быть вычислен, согласно работе [7], из уравнения

$$R = C \frac{a_0}{(z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{1/2}} \ln \left(\frac{Z_1 Z_2 e}{\epsilon_0 R E'} \right), \quad (4)$$

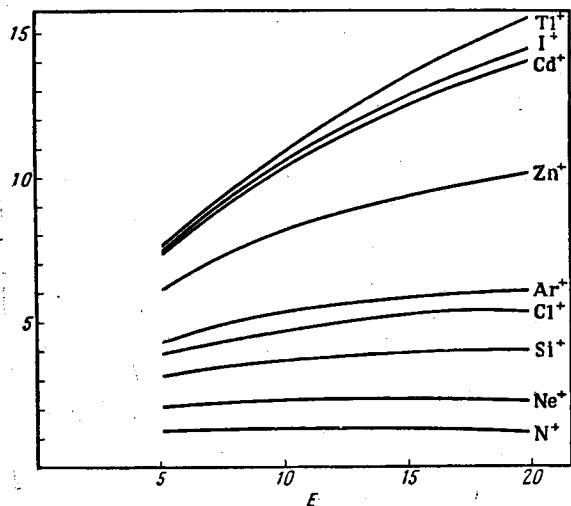
где $E' = \frac{M_2}{M_1 M_2} E$ (эВ); C — постоянная; a_0 — радиус атома водорода ($0,528 \times 10^{-10} \text{ м}$); z_1, z_2 — атомные номера иона и атома мишени соответственно; e — элементарный заряд ($1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$); ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума ($1/9 \cdot 10^{-9} \text{ а.сек/в.м.}$).

Вычислив R , можно рассчитать среднюю длину свободного пробега

$$\lambda = \frac{1}{\pi R^2 n_0} [\text{м}],$$

где n_0 — число атомов кристаллической решетки в единице объема.

Вычисленные значения коэффициента распыления меди при бомбардировке ионами ряда элементов даны на фиг. 9, где величина K была принята



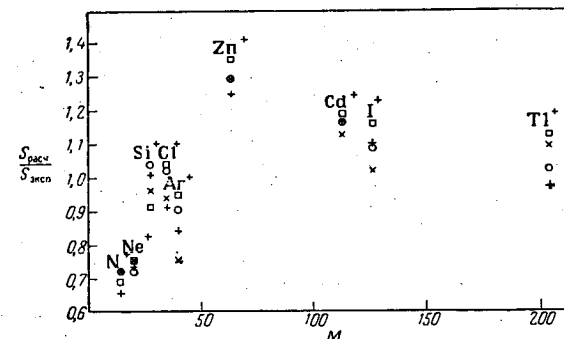
Фиг. 9. Расчетные зависимости коэффициента распыления от энергии при $K = 1,67 \cdot 10^{-11} \text{ м/эв}$.

равной $1,67 \cdot 10^{-11} \text{ м/эв}$, что давало наилучшее совпадение с экспериментом, а $C = 1$. Вид этих кривых, особенно для некоторых элементов, согласуется с экспериментальными данными, что подтверждается фиг. 10, где нанесены отношения вычисленного коэффициента распыления к измеренному для ионов различной массы.

Расхождения между теорией и экспериментом частично могут быть объяснены допущениями, сделанными при построении теоретической модели.

Завышенные экспериментальные значения для более легких элементов могут быть объяснены тем, что из-за обратного рассеяния ионов большин-

ство столкновений происходит у поверхности, и для этих элементов становится существенным рассеяние на малые углы, которым здесь пренебрегалось. Завышенные экспериментальные значения для более тяжелых ионов могут быть объяснены тем, что увеличивается число столкновений вблизи поверхности, поскольку длина пути свободного пробега в этом случае невелика. Предложенная модель процесса распыления может объяснить результаты, показанные на фиг. 7 и 8. Коэффициент распыления оказывается минимальным в тех направлениях, в которых кристалл прозрачен, т. е. велика длина пути свободного пробега иона, и максимален в тех направлениях, в которых кристалл непрозрачен, т. е. мала длина пути



Фиг. 10. Значения отношений расчетного и экспериментального коэффициентов распыления в зависимости от массы иона.

× 5 кэв; + 10 кэв; ○ 15 кэв; □ 20 кэв.

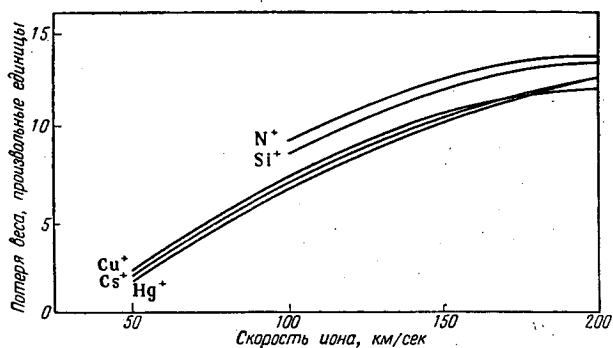
свободного пробега иона [8]. Кристалл довольно плотен также в направлении [111], более прозрачен в направлении [100] и еще более прозрачен в направлении [110]. Это соответствует измеренным значениям коэффициента распыления. Расчет этого коэффициента распыления в зависимости от прозрачности или плотности упаковки пока не проведен. Коэффициент распыления поликристаллической меди растет в зависимости от угла падения значительно быстрее, чем это следует из формулы. По данной теоретической модели нельзя найти угловое распределение распыляемого материала, поскольку не исследован механизм возбуждения, а для этого необходимо провести дополнительные эксперименты с монокристаллами.

Приложение

Хотя в данной работе не преследовалась цель проведения исследований применительно к ионному двигателю, некоторые важные выводы из нее можно сделать. На фиг. 11 дана зависимость относительной эрозионной потери массы медной мишени от скорости ионов при одинаковой общей массе каждого вида ионов, бомбардировавших медную мишень. Абсолютные значения эрозионного уноса зависят от угла падения. Можно предположить, что эти кривые имеют аналогичный вид и для других материалов мишени.

Если принять, что для ионов различных элементов на электроды ионного двигателя попадает равное относительное количество частиц, то можно видеть, что с точки зрения уменьшения распыления предпочтительнее в качестве рабочего тела использовать тяжелые элементы. Для этих ионов коэффициент распыления выше, но при одинаковых значениях тяги и заданном

удельном импульсе полное число ионов меньше. Кривые были рассчитаны по уравнению (4); в результате внесена поправка, полученная путем проведения плавной кривой через точки фиг. 10 (данными для Ag^+ пренебрегали). Основная часть кривых фиг. 11 находится вне экспериментального диапазона энергий. Не приводятся также данные для очень малых масс и очень



Фиг. 11. Зависимость относительной потери веса медной мишени от скорости ионов при одинаковой общей массе падающего вещества.

низких энергий, поскольку в этом случае сомнительна справедливость применения уравнения (4).

Абсолютную величину эрозии меди при падении ионов по нормали легко получить из этих кривых, так как известно, что коэффициент распыления ионами меди при скорости 100 км/сек равен 5,2 атом/ион.

Поскольку разброс точек на фиг. 10 составляет примерно 10%, можно ожидать, что точность данных фиг. 11 будет того же порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rol P. K., Fluit J. M., Kistemaker J., «Sputtering of Copper by Ion Bombardment in the Energy Range of 5—25 kev»; III Congr. Inst. sui Fenomeni d'Ionizzazione nei Gas. Soc. It. di Fis., 1957, p. 372.
2. Rol P. K., «Verstuiving van Koper bij Beschieting met Ionen van 5—25 kev», Thesis, Univ. Amsterdam, 1960.
3. Seeliger R., Sommermeier K., «Bemerkung zur Theorie der Kathodenzerstäubung», *Z. Physik*, 93, 692 (1953).
4. Wehner G. K., «Sputtering of Metal Single Crystals by Ion Bombardment», *J. Appl. Phys.*, 26, 1056 (1955).
5. Юрасова В. Е., Плешивцев Н. В., Орфанов И. В., «О направленном выходе частиц при распылении монокристалла меди пучками ионов с энергией до 50 кэв», *ЖЭТФ*, 37, № 4 (10), 966—972 (1959).
6. Bohr N., «The Penetration of Atomic Particles Through Matter», *Kgl. Danske Videnskab Selskab*, Mat. Fys. Medd., 18, № 8 (1948).
7. Seitz F., Koehler J. S., «Solid State Physics», Ed. F. Seitz and D. Turnbull, Acad. Press, N. Y., vol. 2, 1956, p. 323.
8. Rol P. K., Fluit J. M., Viehböck F. P., de Jong M., «Sputtering of Copper-Monocrystals by Bombardment with 20 kev Ar^+ », *Ionization Phenomena in Gases*, Ed. N. R. Nilsson, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1960, p. 257.

В. НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ

Введение

Д. М. Тим

Проблема нейтрализации ионного пучка в космическом пространстве является, по-видимому, наиболее серьезной с точки зрения принципиальной осуществимости электростатического ионного двигателя. Именно поэтому большая часть докладов настоящей конференции посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям нейтрализации.

Чтобы ознакомить неспециалиста с предметом исследований настоящего раздела, кратко рассмотрим существо проблемы нейтрализации. Космический корабль с ионным двигателем будет электрически заряжаться, если количество покидающих его положительных ионов и отрицательных частиц будет различным. В этом случае вследствие небольшой собственной электрической емкости корабля его потенциал относительно ионного пучка будет повышаться, что приведет к возвращению ионов к кораблю и уменьшению тяги. Однако проблема нейтрализации заключается не столько в компенсации общего тока ионов, сколько в компенсации пространственного заряда в выходящем пучке. Пока такая компенсация не будет достигнута по крайней мере в широких ионных пучках, нескомпенсированный пространственный заряд будет создавать локальные электрические поля, которые обусловят существенное замедление ионов или даже возвращение их на корабль, хотя общий заряд пучка и потенциал корабля будут оставаться малыми. Другая, но эквивалентная предыдущей трактовка состоит в том, что результирующий заряд будет наводить индуцированный отображенный заряд противоположного знака на внешней проводящей оболочке корабля и создавать силы, тормозящие ионы, а следовательно, снижающие тягу.

Обычно в качестве средства для нейтрализации ионов рассматриваются электроны. Сложность нейтрализации пространственного заряда электронами обусловлена главным образом малой величиной отношения масс электронов и положительных ионов (например, ионов цезия). Если поток электронов направлен вдоль пучка ионов, то в соответствии с уравнением неразрывности плотность тока в этом пучке должна равняться произведению плотности пространственного заряда электронов на их скорость. При этом для нейтрализации общего тока и пространственного заряда скорости электронов и ионов должны совпадать. При практически интересных значениях удельного импульса энергия электронов, соответствующая этой скорости, оказывается менее 0,1 эв. Введение таких «холодных» электронов в ионный пучок представляет определенные трудности.

Однако нет необходимости в том, чтобы поток электронов совпадал по направлению с пучком ионов. Необходимо лишь, чтобы составляющая

скорости потока электронов, параллельная ионному пучку, совпадала со скоростью ионов. Это позволяет рассмотреть ряд методов достижения требуемого перемешивания электронов и ионов, исключающих трудности, связанные с инжекцией «холодных» электронов. В исследованиях настоящего раздела рассматривалось согласование скоростей электронов и ионов как с помощью направленного пучка электронов (например, поперечная инжекция электронов или направление их по спиральным траекториям вокруг ионного пучка), так и в случае использования статистической совокупности электронов, тепловая скорость которых может значительно превышать скорость направленного движения. Были предприняты попытки аналитически рассмотреть такой статистический способ ввода электронов. Это можно сделать, например, исходя из решения уравнения Больцмана, записанного без учета столкновений для стационарных одномерного и трехмерного случаев, при задании соответствующих граничных условий на поверхности летательного аппарата или же при помощи методов магнитогидродинамики, если рассматривать «давление» как результат микровзаимодействий частиц.

Исследуется также возможность захвата электронов малой энергии в потенциальную яму, создаваемую либо пространственным зарядом ионов, либо посредством соответствующим образом сфокусированных электродов. Такой захват почти неизбежно приводит к нейтрализации ионных пучков в лабораторных условиях за счет вторичных электронов, выбиваемых из стенок или обусловленных ионизацией остаточного газа. Однако совсем не очевидно, что использование такого захвата не «переносит» проблему нейтрализации куда-либо вниз по потоку от места захвата. В настоящий раздел включены также результаты теоретического и экспериментального изучения процессов заполнения и освобождения от электронов таких ловушек, а также сопровождающих эти процессы колебаний.

Публикуемые работы (как теоретические, так и экспериментальные) характеризуются значительно более высоким уровнем по сравнению с предыдущими работами в этой области. Однако проблема нейтрализации еще далека от разрешения, и убедительных доказательств осуществимости необходимой компенсации пространственного заряда в космических условиях можно ожидать пока только от соответствующих летных испытаний самого ионного двигателя.

Расчет влияния неполноты нейтрализации пространственного заряда в ионных ракетах (трехмерный случай)

О. Рос

В работе дается трехмерный расчет распределения пространственного заряда вблизи ионной ракеты и влияния этого заряда на тягу летательного аппарата. Исходя из системы совместных уравнений, описывающих плотности частиц (ионов и электронов), рассматриваются тяга, обусловленная передачей количества движения через контур космического корабля, и влияние «отображенных» (индуцированных) сил. Исследуются два частных случая. В первом электроны и ионы инжектируются в противоположных направлениях; во втором — в одном направлении. Тяга в каждом случае сравнивается с номинальной (т. е. подсчитанной без учета пространственного заряда).

ВВЕДЕНИЕ

Большая роль проблемы пространственного заряда для ракет с ионным двигателем отмечалась еще в работе Штулингера [1]. Несмотря на общепринятое мнение, что эта проблема заслуживает серьезного изучения, до сего времени очень немного сделано для ее разрешения. Теоретические исследования были ограничены одномерным анализом, а эксперименты проводились при несоблюдении граничных условий. Правда, при экспериментах, проводимых в вакуумной камере, трудно имитировать граничные условия бесконечного космического пространства, соответствующие реальному полету ракеты. В теоретическом исследовании трехмерного случая, результаты которого приводятся ниже, движение заряженных частиц описывается так называемым уравнением Больцмана без учета столкновений, что является хорошим приближением для плазмы очень малой плотности.

УРАВНЕНИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Тело массы M_0 с поверхностью S (предполагается, что поверхность является идеальным проводником) испускает какое-то количество электронов и ионов с определенными скоростями. Эти заряженные частицы приводят к возникновению и росту пространственных зарядов, в значительной степени влияющих на траектории всех частиц, а также к поляризации поверхности, в результате чего силы, действующие на тело, отличаются от сил, возникающих в случае испускания одних нейтральных частиц.

Цель настоящих расчетов заключается в выводе выражения для полной суммы сил, действующих на тело при наличии пространственного заряда. Для этого функции распределения электронов f_e возьмем в виде выражения

$$f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3 r d^3 v, \quad (1)$$

определяющего количество электронов в элементе $d^3 r d^3 v$ объема фазового пространства с координатой \mathbf{r} и скоростью \mathbf{v} . Аналогичное выражение записывается и для ионов. Уравнениями, которым удовлетворяют f_e и f_i в ста-

ионарном (не зависящем от времени) случае, являются уравнения Больцмана

$$\left\{ \mathbf{v} \cdot \nabla_r + \frac{1}{m} \mathbf{F}_e \cdot \nabla_v \right\} f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = 0, \quad (2)$$

$$\left\{ \mathbf{v} \cdot \nabla_r + \frac{1}{M} \mathbf{F}_i \cdot \nabla_v \right\} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

где M — масса иона; m — масса электрона, а \mathbf{F}_i и \mathbf{F}_e — силы, действующие соответственно на ион и электрон и определяемые в свою очередь потенциалом Φ .

Этот потенциал удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi e \int d^3v [f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}) - f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v})]. \quad (4)$$

Силы в уравнении (2) определяются как

$$\mathbf{F}_i = -e \nabla \Phi - \frac{M}{M_s} \mathbf{T}, \quad (5)$$

$$\mathbf{F}_e = +e \nabla \Phi - \frac{m}{M_s} \mathbf{T}. \quad (6)$$

В этих выражениях M_s обозначает полную массу космического корабля, а \mathbf{T} — его тягу, т. е. общую сумму всех сил, действующих на ракету. Второй член правой части уравнений (5) и (6) обусловлен тем, что наша система координат жестко связана с ускоряющейся ракетой и не является поэтому инерциальной системой отсчета. Однако в практических расчетах этим членом пренебрегают, так как ускорение очень мало. Тяга определяется следующим выражением:

$$\mathbf{T} = \frac{1}{2} \int dS \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}_s) \nabla \Phi(\mathbf{r}_s) - \int d^3v dS \cdot \mathbf{v} \mathbf{v} [M f_i(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) + m f_e(\mathbf{r}_s, \mathbf{v})]. \quad (7)$$

Первый член в правой части этого уравнения характеризует изменение тяги, обусловленное поляризацией оболочки тела пространственным зарядом. Второй член есть полное количество движения, передаваемое через поверхность и обусловленное всеми, как приходящими к телу, так и покидающими его, частицами (\mathbf{r}_s — координата точки на поверхности тела).

Приведенных выше уравнений, конечно, недостаточно для полного решения; их следует дополнить граничными условиями

$$\Phi = 0 \quad \text{для } r \rightarrow \infty, \quad (8)$$

$$\Phi = \alpha \quad \text{для } r = r_s. \quad (9)$$

Постоянная α неизвестна, но может быть определена при условии, что полный заряд на поверхности тела равен нулю

$$\int dS \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}_s) = 0. \quad (10)$$

Кроме того, функции распределения должны удовлетворять следующим требованиям:

$$f_i = f_e = 0 \quad \text{при } r \rightarrow v \rightarrow \infty. \quad (11)$$

На поверхности тела условия, которым подчинены функции распределения, сложнее. Если \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности, положительный, когда направлен вовне, то предположение о поведении функций распределения на поверхности можно записать в виде

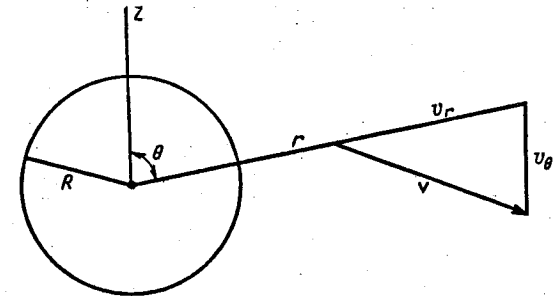
$$f_i(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) = \psi_1(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) \quad \text{для } \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \geq 0, \quad (12)$$

$$f_e(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) = \psi_2(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) \quad \text{для } \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \geq 0, \quad (13)$$

где ψ_1 и ψ_2 — заданные функции координаты \mathbf{r}_s и скорости \mathbf{v} . Однако при $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} < 0$ функции распределения неизвестны. Вид функций f_i и f_e при $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} < 0$ определяется решением системы связанных интегро-дифференциальных уравнений (2) — (4). Выбор вида функций ψ_1 и ψ_2 в уравнениях (12) и (13) не вполне произволен. Они должны подчиняться условию равенства электрических токов

$$\int ds \cdot \mathbf{v} \psi_1(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) d^3v = \int dS \cdot \mathbf{v} \psi_2(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) d^3v. \quad (14)$$

В проведенных численных расчетах тело принималось имеющим форму сферы (см фигуру). В сферической системе координат с граничными



Система координат, принятая в численных расчетах.

условиями, не зависящими от азимутального угла ϕ , число переменных уменьшается до двух, и уравнение Больцмана, описывающее движение ионов, принимает вид

$$\left[v_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{M} \left(F_r + \frac{M v_\theta^2}{r} \right) \frac{\partial}{\partial v_r} + \frac{1}{M} \left(F_\theta - \frac{M v_r v_\theta}{r} \right) + \frac{v_r}{r} + \frac{v_\theta}{r} \operatorname{ctg} \theta \right] f_i(r, \theta; v_r, v_\theta) = 0. \quad (15)$$

Аналогичное выражение может быть записано и для электронов. Здесь F_r, F_θ — компоненты силы \mathbf{F}_i в радиальном и тангенциальном направлениях соответственно; аналогично v_r и v_θ — компоненты скоростей в радиальном и тангенциальном направлениях. Функции ψ_1 и ψ_2 предполагались имеющими следующий вид:

1-й случай

$$\psi_1(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) = A_1 (1 + \cos \theta) e^{-\alpha(v_r - v_{r0})^2 - \alpha v_\theta^2}, \quad (16)$$

$$\psi_2(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) = A_2 (1 - \cos \theta) e^{-\beta(v_r^2 + v_\theta^2)};$$

2-й случай

$$\psi_1(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) = A_1 (1 + \cos \theta) e^{-\alpha(v_r - v_{r0})^2 - \alpha v_\theta^2}, \quad (17)$$

$$\psi_2(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}) = A_2 (1 + \cos \theta) e^{-\beta(v_r^2 + v_\theta^2)}.$$

В 1-м случае ионы и электроны покидают поверхность корабля в противоположных направлениях. Во 2-м случае частицы движутся в одном направлении. Кроме того, в обоих случаях распределение частиц по скоростям — тепловое; для электронов около нулевой скорости, а для ионов — около v_{r0} .

Скорость v_{r0} определяется ускоряющим напряжением ионного источника. Для проведенных численных расчетов¹⁾ были выбраны следующие значения констант, входящих в уравнение (16):

$$v_{r0} = 3,7 \cdot 10^6 \text{ см/сек}, \quad (18)$$

что соответствует для ионов цезия ускоряющему напряжению 10^8 в , и

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ сек}^2/\text{см}^2, \\ \beta &= 2,2 \cdot 10^{-15} \text{ сек}^2/\text{см}^2, \end{aligned} \quad (19)$$

что соответствует температурам цезия 500° и электронов 1500° К .

Радиус сферы был принят равным $R = 100 \text{ см}$. Условие равенства токов [уравнение (14)] дает

$$A_2 = 3,9 \cdot 10^{-6} A_1. \quad (20)$$

При плотности тока $j \text{ [ма/см}^2\text{]}$ имеем

$$A_2 = 7,3 \cdot 10^{-7} \cdot j \text{ сек}^2/\text{см}^5. \quad (21)$$

В расчете были приняты значения j , равные 10 и 20 ма/см^2 .

Интегрирование уравнений движения (2) — (4) производилось методом итераций. Подстановка в первом приближении предполагаемых значений потенциала φ превращает уравнения (2) и (3) в линейные дифференциальные уравнения первого порядка. Эти уравнения решались численно. Полученные функции распределения затем использовались для вычисления правой части уравнения (4), которое было решено для нахождения более точных значений потенциала, использованных затем снова в уравнениях (2) и (3) при помощи уравнений (5) и (6), в результате чего были получены новые функции распределения. Такие итерации продолжались до тех пор, пока сохранялось заметное расхождение с предыдущим результатом. В расчете были использованы следующие исходные значения потенциала:

для 1-го случая

$$\varphi^I = (\gamma_1 + \delta_1 \cos \theta) \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 - \left(\frac{R}{r} \right)^3 \right] + \gamma_1 \frac{R}{r}, \quad (22)$$

для 2-го случая

$$\varphi^{II} = \gamma_1 (1 + \cos \theta) \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 - \left(\frac{R}{r} \right)^3 \right] + \gamma_1 \frac{R}{r}, \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= -0,333j \text{ [ед. CGSE]}, \\ \delta_1 &= 0,72j \text{ [ед. CGSE]}. \end{aligned} \quad (24)$$

Легко убедиться, что эти потенциалы удовлетворяют условиям (8) — (10).

ЛИТЕРАТУРА

1. Stuhlinger E., Proc. 5th Intern. Astronaut. Congr., 1954, pp. 109—119.

¹⁾ Более подробно о численных расчетах см. стр. 166 настоящей книги.— Прим. ред.

Численные методы расчета влияния неполноты нейтрализации пространственного заряда в ионных ракетах

П. Р. Пибоди

Приводится алгоритм численного решения стационарной задачи, поставленной Росом¹⁾. Интегральное уравнение, связывающее плотности частиц и потенциал, решается методом последовательных приближений.

Очевидная форма записи уравнений плотности в конечных разностях сингулярна в случае, когда радиальная скорость равна нулю. Поэтому численный расчет приходилось вести при постоянной плотности траекторий частиц. В первую очередь определялась плотность выходящих траекторий на последовательности сферических поверхностей, а информация о траекториях, которые возвращаются, посылалась на запоминающее устройство, а затем использовалась для установления плотности таких возвратных траекторий на последовательности тех же поверхностей.

Расчеты производились на машине типа IBM 7090 EDPM. Приводится время счета на одну итерацию.

ВВЕДЕНИЕ

Численное решение трехмерной задачи о влиянии неполноты нейтрализации пространственного заряда в ионной ракете, сформулированной Росом, проводилось на машине IBM 7090 EDPM. При упрощающих предположениях о сферической форме ракеты и симметрии относительно полярной оси задача может быть записана с помощью четырех переменных фазового пространства (s, θ, v, w) в плоскости постоянной долготы, где $s = \ln r/R$; r — радиус-вектор; θ — координата; $v = v_r$ — радиальная скорость и $w = v_\theta$ — окружная скорость, измеренная в направлении возрастания θ .

Пусть f_i — плотность ионов в точке фазового пространства, умноженная на $r \sin \theta$, а f_e — соответствующая величина для электронов и пусть φ — потенциал в точке плоскости (s, θ) . Тогда задача описывается

1) уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} = \frac{\partial \varphi}{\partial s} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \text{ctg } \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = \rho \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta}(s, 0) = \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}(s, \pi) = \varphi(\infty, \theta) = 0, \quad (2)$$

$$\varphi(0, \theta) = K, \quad \int_0^\pi \frac{\partial \varphi}{\partial s} \Big|_{s=0} \sin \theta d\theta = 0;$$

пространственный заряд определяется выражением

$$\rho = -4\pi e R \exp s \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (f_i - f_e) dv dw; \quad (3)$$

¹⁾ См. стр. 162 настоящей книги.— Прим. ред.

2) уравнением Больцмана для плотности ионов

$$v \frac{\partial f}{\partial s} + w \frac{\partial f}{\partial \theta} + a \frac{\partial f}{\partial v} + b \frac{\partial f}{\partial w} = 0, \quad (4)$$

где ускорения a и b определяются выражениями

$$a = -\frac{e}{M} \frac{\partial \Phi}{\partial s} + w^2, \quad (5)$$

$$b = -\frac{e}{M} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - vw$$

и решение которого подчиняется граничному условию

$$f_i(0, \theta, v, w) = R \sin \theta (1 + \cos \theta) e^{-\alpha[(v-v_c)^2 + w^2]}, \quad (6)$$

3) аналогичным уравнением и граничными условиями для плотности электронов. Выражение для тяги очевидно и здесь не приводится.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

При решении задачи методом последовательных приближений исчерпывает связь уравнений для потенциала и плотностей частиц через пространственный заряд. Мы проследим за ходом расчета на протяжении одной итерации.

Пусть координаты последовательных сферических поверхностей $s = jh$, $j = 0, 1, \dots$, а лучей $\theta = kd$, $k = 0, 1, \dots, K$, где $Kd = \pi$. Допустим, что $\Phi(j, k)$ — значение потенциала в узлах сетки (jh, kd) плоскости (s, θ) для данного приближения. В этом случае траектории ионов могут быть определены численным интегрированием уравнений движения.

Пусть $T(k)$, где $k = 0, 1, \dots, K$, будет траекторией, исходящей из точки $P(0, k)$ с координатами $(0, kd, v_c, 0)$ в фазовом пространстве, с плотностью $f_i(0, kd, v_c, 0)/R \sin kd$ и пусть $P(j, k)$ с координатами $[jh, \theta(j, k), v(j, k), w(j, k)]$ будет первым пересечением $T(k)$ с поверхностью $s = jh$, если такое пересечение существует. Наконец, предположим, что составлена таблица значений f_i для траекторий, проходящих через $[jh, \theta(j, k)]$, с компонентами скорости $[v(p), w(q)]$, близкими $[v(j, k), w(j, k)]$, для каждого $k = 0, 1, \dots, K$.

Предположим, что существует также точка пересечения $P(j+1, k)$ траектории $T(k)$ со следующей сферической поверхностью. Совокупность траекторий, проходящих через точку $[(j+1)h, \theta(j+1, k)]$, с различными $[v(p), w(q)]$ определена и продолжена обратно до пересечения с j -й поверхностью, а величины f_i на этих траекториях получены интерполяцией табличных значений f_i для j -й поверхности.

Если траектория возвращается обратно, так, что точки пересечения $T(k)$ с $(j+1)$ -й поверхностью не существует, то точка вторичного пересечения $T(k)$ с j -й поверхностью может быть найдена, и таблица значений f_i для траекторий, проходящих вблизи точки вторичного пересечения, определяется способом, подобным описанному выше.

Плотности вдоль выходящих траекторий подсчитываются таким же образом для каждого k и для последовательного ряда поверхностей до тех пор, пока сами величины плотностей не станут малыми. Плотности вдоль входящих (возвратных) траекторий определяются затем обращением описанного выше способа. Расчет плотностей электронов полностью аналогичен приведенному.

Пространственный заряд в каждой точке $[jh, \theta(j, k)]$, создаваемый пучком траекторий, может быть подсчитан простым численным интегрированием по всей сведенной в таблицу совокупности значений f_i , только эти значения необходимо умножить на коэффициент $\sin kd / \sin \theta(j, k)$, учитывающий

поправку на долготу. Пространственный заряд в узлах сетки (jh, kd) определяется затем интерполяцией.

Уравнение Пуассона теперь может быть вновь решено с этим значением пространственного заряда; таким образом найдено распределение потенциала в следующем приближении. Потенциал выражается в виде суммы $\Phi_1 + \Phi_2$, где Φ_1 — решение уравнения Пуассона при вычисленном приближении для распределения пространственного заряда, удовлетворяющее однородному граничному условию $K = 0$, а $\Phi_2 = K \exp(-s)$ — решение уравнения Лапласа. Значение K может быть затем определено из граничного условия при $s = 0$

$$K = \frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{d\Phi_1}{ds} \Big|_{s=0} \sin \theta d\theta.$$

Для решения уравнения Пуассона используется обычный релаксационный метод.

Интеграл, определяющий тягу, вычисляется только по достижении малой разницы между предыдущим и последующим приближениями.

РАЗМЕРЫ ЯЧЕЙКИ И ВРЕМЯ СЧЕТА

Основную часть машинного времени занимает оценка плотностей частиц. Так как уравнения, описывающие плотности ионов и электронов, для данного распределения потенциала независимы, они могут решаться последовательно. Кроме того, одновременно необходимо удерживать в памяти данные лишь для одной поверхности. Если P — число различных радиальных скоростей, а Q — число различных окружных скоростей, используемых в каждой таблице, связанной с точкой $[jh, \theta(j, k)]$ в плоскости (s, θ) , то общее число подлежащих одновременному запоминанию значений плотностей f_i (или f_e) будет равно $PQ(K+1)$.

Если необходимо рассмотреть $(J+1)$ поверхностей $(j = 0, 1, \dots, J)$, может возникнуть потребность в обработке $J PQ(K+1)$ траекторных сегментов для выходящих траекторий и стольких же сегментов для входящих траекторий ионов и электронов, итого $4J PQ(K+1)$ расчетов. Один такой расчет длится примерно 4 мсек.

Память машины типа 7090 позволяет принять следующие значения: $P = Q = 21$ и $K = 30$. При этом максимальное количество одновременно удерживаемых в памяти значений плотностей не превысит 14 000. Если необходимо выполнить расчеты примерно до $J = 50$ (при этом общее число узлов сетки будет около 700 000), то на расчет одной итерации требуется около 3 час. На практике можно вести расчет с более крупной сеткой до тех пор, пока не будет получено достаточно хорошее приближение для потенциала, и лишь на последней стадии ввести более плотную сетку для окончательного уточнения решения.

О применимости уравнения Больцмана без учета соударений при исследовании нейтрализации ионного пучка

В. К. Р. Уотсон

Рядом авторов (см., например, [1]) были предприняты попытки исследовать проблему нейтрализации ионного пучка при самых различных упрощающих предположениях. Так как эта проблема является, по существу, задачей многих тел, связанных кулоновскими силами дальнего действия, то очевидно, что все эти приближенные постановки не способны дать ничего, кроме качественного представления о поведении функций распределения в конечном стационарном состоянии. (В отличие от случая, когда доминирующими являются силы ближнего действия.)

Поэтому в принципе ясно, что корректный подход к данной задаче состоит в составлении точных уравнений движения для функций распределения ионов и электронов, а также соответствующих граничных условий к ним и в отыскании точных решений. В частности, поведение некоторой системы многих тел (электронов и ионов) описывается двумя уравнениями Лиувилля в форме

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left[\mathbf{v}_i \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} - \frac{e}{m_{1,2}} \left(\mathbf{E}(X_i, t) + \frac{1}{c} \mathbf{v}_i \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} \right] \right\} D_{1,2}(X_1, \dots, X_n, t) = 0, \quad (1)$$

где $D_{1,2}(X_1, \dots, X_n, t)$ — функция распределения для ионов (индекс 1) и электронов (индекс 2), а $X_i = (\mathbf{x}_i, \mathbf{v}_i)$ представляет координату и скорость i -ой частицы. Так как в ионном двигателе скорости ионов по сравнению со скоростью света малы, можно пренебречь некоторыми магнитными эффектами и искать решения приведенного выше уравнения, имеющие замкнутые орбиты в фазовом пространстве, а именно $dD/dt = 0$. Следует заметить, что не зависящие от времени решения такого вида не описывают состояния истинного термодинамического равновесия, а скорее соответствуют метастабильному состоянию, характеризующему стационарные свойства системы. В самом деле, легко показать (используя дисперсионные соотношения), что плазма не может достичь состояния подлинного термодинамического равновесия, если в ней отсутствуют столкновения (силы ближнего действия).

Так как нас интересуют только эффекты кулоновских взаимодействий, можно записать

$$\mathbf{E}(x_i, t) = e \sum_{j=1}^N \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} \frac{1}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}, \quad (2)$$

где штрих означает, что член с номером $i = j$ в сумме опущен.

Для того чтобы из уравнения (1) вывести уравнение Больцмана, в котором не учитывается эффект столкновений, и оценить относительную важность

самых столкновений, удобно, следуя методике работы [2], определить некоторую функцию для s тел

$$f_s(X_1, \dots, X_s, t) = V^s \int DdX_{s+1} \dots dX_n, \quad (3)$$

представляющую выражение, в котором проинтегрированы координаты всех частиц от s -й до n -й.

Беря момент от уравнения (1) и учитывая, что D симметрично к взаимозамене координат двух частиц, после незначительных преобразований получим

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \mathbf{v}_i \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} - \frac{e}{m_{1,2}} \sum_{i,j=1}^s \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} \frac{1}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_i} \right] f_s = - \frac{ne^2}{m_{1,2}} \sum_{i=1}^s \int \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} \frac{1}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_{s+1}|} \right) \cdot \frac{\partial f_{s+1}}{\partial \mathbf{v}_i} dX_{s+1}, \quad (4)$$

где n — плотность частиц. В пределе при $|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j| \rightarrow \infty$, т. е. в случае плазмы нулевой плотности, когда N и V велики, легко показать, что $f_s^{(0)} = \prod_{i=1}^s f^{(0)}(X_i, t)$ является решением уравнения (4) при условии, что $f^{(0)}$ удовлетворяет уравнению

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} - \frac{e}{m} (\mathbf{E}_m^{(0)}) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] f^{(0)} = 0, \quad (5)$$

где

$$\mathbf{E}_m^{(0)} = ne \int \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) f^{(0)}(X', t) dX'. \quad (6)$$

А это выражение является, по существу, уравнением Больцмана, записанным без учета соударений, в форме, предложенной Власовым, и послужившим основой для расчетов, проведенных Росом и Либоди¹⁾. Чтобы оценить эффекты двойных и тройных соударений, удобно разложить уравнение (4) в ряд по степеням некоторого безразмерного параметра, характеризующего силу связи и, следовательно, показывающего относительную важность этих взаимодействий. Эта константа связи, очевидно, определяется величиной электрического заряда e , и может быть показано, что единственным подходящим безразмерным комплексом, пропорциональным некоторой положительной степени e , который может быть составлен из параметров плазмы, является $g = 1/[n(\theta/4\pi e^2)^{3/2}]$, где θ — средняя температура электронов, а $(\theta/4\pi e^2)^{1/2}$ — дебаевский радиус. Теперь разложим уравнение (4) в ряд по степеням g . Это можно сделать, если представить f_s в форме, аналогичной разложению групп Мейера

$$f_s = \prod_{i=1}^s f(X_i, t) + \sum_p \left[\prod f(X_i, t) \right] P(X_j, X_k, t) + \dots + \sum_i \left[\prod f(x_i, t) \right] T(X_j, X_k, X_i, t) + \dots,$$

где второй член представляет эффекты парных, третий член — тройных взаимодействий и т. д. (например, P является корреляционной функцией, удовлетворяющей уравнению Фоккера — Планка, а $P(X_j, X_k)$ порядка g^2 ; $T(X_j, X_k, X_i)$ порядка g^3 и т. д. [3]).

В первом приближении в уравнение (4) можно подставить выражение для f_s , сохраняя в нем лишь 1-й член (это соответствует случаю уравнения Больцмана без учета соударений).

¹⁾ См. стр. 162 и 166 настоящей книги. — Прим. ред.

В следующем приближении следует подставить

$$f_s = \prod_{i=1}^s f(X_i, t) + \sum_p \left[\prod f^{(0)}(X_i, t) \right] P(X_j, X_k; t)$$

и сохранить члены порядка g . Представив f в виде суммы $f = f^{(0)} + f^{(1)}$, мы получим уравнение Фоккера — Планка порядка g , учитывающее эффект парных столкновений. В принципе эта процедура может быть продолжена сколь угодно далеко для учета влияния столкновений все более высоких порядков. Однако для определения относительной роли столкновений в формировании конечного стационарного состояния «ионно-электронной плазмы» в пучке достаточно оценить величину параметра g для типичных плотностей и скоростей ионного пучка. Поэтому критерием применимости уравнения Больцмана без учета соударений при изучении нейтрализации ионного пучка является соблюдение условия $g \ll 1$. В типичных для ионного двигателя случаях значение плотности ионов составляет $10^9 - 10^{10}$ частиц в 1 см^3 , средняя температура электронов, по-видимому, находится в интервале $0,1 - 10 \text{ эв}$, что дает значение g от 10^{-2} до 10^{-8} . Следовательно, уравнение Больцмана без учета соударений описывает истинные физические свойства системы «ионный пучок — электрон» с точностью до 1% даже при наихудшем сочетании параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ramo-Wooldridge, Res. Lab., «Electrostatic Propulsion», *Proc. IRE* (Apr. 1960).
2. Rostocker N., Rosenbluth M., *Phys. Fluids*, 2, № 2 (Jan. 1960).

Нейтрализация пучка кругового сечения

П. Френч

Описывается метод нейтрализации однородного по скорости ионного пучка кругового сечения, основанный на инжекции в него электронов, дальнейшее движение которых происходит по спирали вдоль пучка. При анализе необходимых условий такой инжекции и последующего поведения пучка предполагалось, что первоначально плотность ионов в пучке является однородной. Исследовано поведение нейтрализованного пучка в зависимости от ошибок в значениях потенциала инжекции и угла входа электронов в пучок. Показано, что эти ошибки вызывают радиальные колебания пучка с частотой, вдвое превышающей частоту вращения электронов вокруг оси пучка. При анализе поведения пучка на больших расстояниях от источника эффекты столкновения частиц не рассматривались. Установлено, что пучок расходится слабо, асимптотически приближаясь на больших расстояниях к конической форме. Проведено исследование роли теплового движения электронов, введенных в пучок. Показано, что изменения плотности электронов при инжекции вызывают колебания плазмы в пучке, которые в свою очередь способствуют процессу нейтрализации.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается проблема нейтрализации пространственного заряда пучка положительных ионов введенными в пучок электронами. Так как при таком методе нейтрализации осуществление рекомбинации ионов с электронами на достаточно близких расстояниях от ионного двигателя представляется маловероятным, остаются два возможных подхода к рассматриваемой проблеме. Можно попытаться осуществить нейтрализацию либо за счет беспорядочного движения электронов, обусловленного процессами рассеяния, либо организовав упорядоченное движение, которое должно обеспечить необходимую компенсацию пространственного заряда.

В идеальном случае желательно получить движущийся поток нейтральной плазмы с электронами, обладающими малой энергией и без значительных колебаний. В таком потоке движение электронов носило бы характер случайного с наложенной на него скоростью дрейфа, равной скорости ионов. Следует отметить, что в конечном счете такое состояние будет достигаться независимо от способа введения электронов в пучок, так как в результате рассеяния упорядоченное движение нарушится и потери вследствие столкновений приведут к рассеянию энергии электронов. Суть первого из возможных подходов заключается в попытке осуществить это условие в непосредственной близости от ионного двигателя. Главным препятствием в этом случае являются математические трудности теоретического исследования плазмы даже в случае простейшей геометрии системы инжекции электронов. Несмотря на то, что развитие этого метода может в конечном счете привести к разработке простейшего нейтрализующего устройства, вряд ли в ближайшем будущем будет достигнут достаточный теоретический прогресс в аналитических исследованиях в этом направлении. Представляется более вероятным, что успех такого подхода лежит на путях экспериментального исследования.

Второй подход, заключающийся в нейтрализации электронами с упорядоченным движением, является более доступным для аналитического исследования. Рядом авторов (см., например, [1]) были рассмотрены упрощенные модели, построенные в пренебрежении рассеянием. Основным затруднением в большинстве этих исследований являлся учет распределения инжектируемых электронов по тепловым скоростям, а такие распределения неизбежны при эмиссии электронов с горячего катода.

Описываемый метод нейтрализации основан на модели, подобной применявшимся на более ранних этапах анализа. При этом процессы столкновения частиц не учитываются, равно как и тот факт, что описанное упорядоченное движение электронов в конце концов должно вырождаться в беспорядочное. Однако тепловые скорости электронов были учтены.

Вывод, вытекающий из настоящей работы, заключается в том, что в данный момент важно достичь нейтрализации в критической области вблизи выходного электрода ионного двигателя. По-видимому, нейтрализация в этой области может быть осуществлена при помощи упорядоченного потока электронов. Такой метод нейтрализации позволил бы проводить испытания натурных двигателей в вакуумных камерах и изучить переход от упорядоченного к неупорядоченному движению нейтрализующих электронов, что обеспечило бы основу для разработки законченной системы нейтрализации.

РАВНОВЕСНЫЙ РЕЖИМ

Описываемый ниже метод нейтрализации применим, вообще говоря, к ионным пучкам, обладающим осевой симметрией. Электроны вводятся в пучок таким образом, чтобы их движение происходило по спиральным траекториям. При этом проекция скорости движения электронов на ось пучка должна быть близка к скорости ионов. Электроны должны вводиться с энергиями, значительно превышающими тепловые, и тогда в определенном смысле тепловое распределение скоростей при рассмотрении движения становится несущественным. Чтобы получить поле, необходимое для организации движения по спирали, ионный пучок намеренно нейтрализуется неполностью. Это приводит к небольшому расхождению пучка, но никак не влияет на его тяговую эффективность.

Для иллюстрации этого метода рассмотрим ионный пучок кругового сечения с первоначально однородной плотностью ионов. В первую очередь исследуем состояние равновесия нейтрализованного пучка совместно с необходимыми условиями инжекции.

Обозначим начальную плотность заряда ионного пучка через q_+ . Весь этот заряд, за исключением некоторой небольшой доли δ , будет скомпенсирован соответствующим количеством зарядов электронов также равномерной плотности. Результирующая плотность зарядов в этом случае первоначально однородна и может быть записана как

$$q = \delta q_+ \tag{1}$$

Предполагая, что расхождение пучка незначительно, можно заменить действительную геометрию пучка цилиндрической и определить равновесные характеристики пучка. Во-первых, используя теорему Гаусса, можно приравнять объемный интеграл результирующей плотности заряда внутри цилиндра радиусом r соответствующему поверхностному интегралу. Электрическое поле в гауссовой системе единиц равно

$$E_r = 2\pi q r. \tag{2}$$

Поле направлено радиально и линейно возрастает с r . Интегрирование отрицательной области дает потенциал пучка относительно центра в виде

$$\varphi = -\pi q r^2. \tag{3}$$

Мы предполагаем, что нейтрализация осуществляется электронами, движущимися по спиральным траекториям. Это движение является концентрическим относительно оси пучка. Необходимая тангенциальная скорость электронов как функция радиуса спирали может быть определена приравнением радиальных электрических сил, действующих на электрон, механической центробежной силе, необходимой для поддержания равновесной траектории. Эта скорость равна

$$v_\theta = \sqrt{\frac{-2\pi q e}{m}} r, \tag{4}$$

где e и m — соответственно заряд и масса электронов, причем заряд выражается отрицательным числом. Необходимая тангенциальная скорость, очевидно, возрастает линейно с радиусом спирали.

Теперь можно найти требуемые потенциалы инжекции, определяя напряжения, необходимые для обеспечения тангенциальных скоростей, выраженных уравнением (4). В предлагаемом методе нейтрализации электроны вводятся в пучок с углом шага β , где $\sin \beta$ равен отношению аксиальной скорости электрона к его полной скорости. Чтобы избежать трудностей, связанных с тепловым движением электронов, скорости инжекции по сравнению с аксиальными должны быть большими, поэтому угол β будет очень мал.

Вследствие спиральной формы траекторий полная скорость электронов отличается от тангенциальной на малую величину $(1 - \cos \beta)$. Для небольших значений β , которые будут рассматриваться, эта разница незначительна и убывает как величина первого порядка относительно β . В результате можно приравнять тангенциальную скорость общей скорости.

Определяя потенциалы инжекции, необходимые для создания скоростей, соответствующих равновесным траекториям, получим выражение

$$\varphi_i = -2\pi q r^2. \tag{5}$$

Это значение вдвое превышает потенциал пучка того же радиуса, так что условие инжекции можно записать в виде

$$\varphi_i = 2\varphi. \tag{6}$$

Плотность тока введенных в пучок электронов может быть приравнена тангенциальной плотности тока опять-таки вследствие малости угла шага β . Выражая плотность тока через плотность положительного заряда q_+ и нескомпенсированную долю δ и пренебрегая членами более высокого порядка относительно δ , получим

$$j = \sqrt{\frac{-2\pi e}{m c^2}} \delta^{1/2} q_+^{3/2} r, \tag{7}$$

где c — скорость света. Как видно из этого равенства, плотность тока линейно зависит от радиуса.

Из выражения для тангенциальной скорости легко определить угол шага β как функцию радиуса. Если ионный пучок состоит из ионов с зарядом e_i и массой M , то скорость v_z , которую приобретают ионы, пройдя разность потенциалов V , равна

$$v_z = \sqrt{\frac{2e_i V}{M}}. \tag{8}$$

Для достижения равенства токов в пучке аксиальная скорость электронов должна равняться именно этой величине. Соотношение между v_z

v_0 равно $\operatorname{tg} \beta$. Эта величина для однократно ионизированных атомов равна

$$\operatorname{tg} \beta = \sqrt{\frac{mV}{\pi M \delta Q_+}} \frac{1}{r}. \quad (9)$$

При малых значениях β можно считать, что $\operatorname{tg} \beta \approx \beta$, и, следовательно, угол шага обратно пропорционален радиусу спиральной траектории.

Резюмируя полученные выше результаты, укажем, что нейтрализация заряда может быть осуществлена введением электронов с потенциалом, в 2 раза большим потенциала пучка, и углом шага, обратно пропорциональным радиусу инжекции. При этом подразумевается, что плотность ионного заряда Q_+ и результирующая плотность заряда Q заданы и однородны. Начальная плотность заряда ионов выбиралась однородной, так как для ионных двигателей представляют интерес пучки однородной плотности. Однородность результирующей плотности заряда вытекает из характера поведения положительного заряда при слабом расхождении пучка. Природа такого поведения может быть легко объяснена. В соответствии с ранее полученным выражением для радиального электрического поля сила, действующая на ион с радиусом r , равна

$$F_r = 2\pi e_i Q r. \quad (10)$$

Так как эта сила пропорциональна r , ясно, что ускорение иона, а следовательно, и радиус, достигаемый им за некоторый определенный промежуток времени, пропорциональны радиусу иона в начальный момент. Таким образом, радиальное положение всех ионов в пучке в данный момент может быть получено умножением их начальных радиусов на коэффициент уширения (расходимости) α . Так как все части пучка расходятся с одним и тем же коэффициентом расходимости, плотность ионов, очевидно, в любом поперечном сечении остается однородной.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЧКА

Поскольку точное соблюдение всех необходимых условий инжекции является маловероятным, важно ясно представлять последствия возможных отклонений от этих условий. Исследовать этот вопрос можно, рассматривая наложение малых возмущений на равновесный электронный поток. Отклонения при инжекции могут привести либо к возникновению нежелательных радиальных составляющих скорости движения электронов, либо вызвать ошибки в аксиальной составляющей этой скорости. В работе [1] в одномерной постановке исследовалось влияние ошибок в аксиальной скорости и определялись области устойчивости. Такие ошибки соответствуют в нашем рассмотрении ошибкам в значении угла β , причем, по-видимому, никаких принципиальных отличий при этом не возникает.

Мы будем исследовать влияние нарушений условия удвоения потенциала [равенство (6)]. Рассмотрим для этого уравнение радиального движения. При решении этого уравнения будем полагать, что ошибки при инжекции малы и локализованы, а следовательно, радиальное поле можно считать невозмущенным. Уравнение радиального движения для электронов записывается в виде

$$m\ddot{r} - \frac{l^2}{mr^3} - 2\pi e r Q = 0, \quad (11)$$

где l — момент количества движения электрона относительно оси пучка. Решение этого уравнения показывает, что радиальное движение электрона является простым гармоническим колебанием около положения, соответствующего равновесному состоянию, и может быть записано в виде зави-

симости от углового положения электрона

$$r = r_0 + A \sin 2\theta + B \cos 2\theta, \quad (12)$$

где r_0 — радиус равновесной траектории, а A и B — коэффициенты, определяемые условиями инжекции. Следует заметить, что период радиальных колебаний составляет ровно половину периода обращения электрона по спиральной траектории. Так как это движение устойчиво, очевидно, что локальные ошибки при инжекции не вызовут серьезных трудностей при реализации описанного метода нейтрализации. Рассмотренное выше радиальное движение электронов в зависимости от θ вызывает пренебрежимо малые изменения электрического поля, связанные с ошибкой при инжекции. Сам по себе этот случай соответствует поведению отдельного электрона, когда вводимый поток электронов в среднем хорошо согласуется с необходимыми условиями инжекции, но сам электрон имеет отклонения как по углу шага, так и по величине энергии. Следует рассмотреть и другой тип радиального движения, обусловленного отклонениями при инжекции электронов, вызывающими явные изменения электрического поля. В качестве типичного примера движения такого рода рассмотрим случай, когда и ионное и электронное распределения зарядов являются первоначально однородными, но имеет место ошибка в их абсолютных величинах. В результате электрическое поле будет несоразмерно моменту количества движения электрона. Исследование этого случая показывает, что при таких начальных условиях возникают радиальные колебания, не зависящие от θ . Амплитуда колебаний пропорциональна радиусу траектории электрона и величине начального возмущения. Частота этого колебательного движения совпадает с плазменной частотой.

Для определения влияния этого типа движения на больших расстояниях от источника был исследован характер таких колебаний для случая слабо расходящегося пучка. В этих условиях по мере расхождения пучка происходит диссипация энергии осциллирующей составляющей движения и затухание колебаний. Движение электронов целиком описывается выражением, состоящим из трех членов. Первый из них (главный), очевидно, описывает движение, совпадающее с движением расходящегося ионного пучка. Второй член является монотонно изменяющейся поправкой, которая приводит среднюю плотность заряда электронов в соответствие с моментом количества движения. Третий член описывает радиальные колебания, не зависящие от азимутальной координаты θ . Амплитуда в этом члене по мере расхождения пучка возрастает по абсолютной величине, а энергия колебаний и их относительная амплитуда (отнесенная к радиусу пучка) уменьшаются. Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что рассмотренный тип радиального движения не препятствует нейтрализации.

Хотя вопрос о расхождении пучка и не связан непосредственно с его устойчивостью, представляется интересным определить расхождение пучка в функции расстояния от ионного двигателя. Выше были приведены соотношения, подтверждающие, что плотность ионного заряда по мере расхождения пучка остается по его сечению однородной. Было рассмотрено также движение электронов. На основании этих результатов была получена зависимость электрического поля от коэффициента расхождения пучка α , а сам коэффициент α был определен как функция времени; этот коэффициент может быть представлен также в виде функции от расстояния вдоль оси пучка z :

$$\alpha = \sqrt{1 + \frac{\pi Q_0}{V} z^2}, \quad (13)$$

где Q_0 — начальная результирующая плотность заряда, а V — ускоряющее напряжение.

Важно отметить, что асимптотическая форма уравнения (13) является линейной относительно z

$$\alpha \rightarrow \sqrt{\frac{\pi Q_0}{V}} z, \quad (14)$$

так что пучок на больших расстояниях от двигателя может рассматриваться как конический.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

Чтобы исследовать влияние тепловых скоростей электронов на их последующее поведение, следует задаться какой-то конфигурацией катода инжектирующего устройства. Выше были приведены зависимости потенциала катода и плотности тока инжекции от радиуса. Так как оба выражения по форме просты, представляется вероятной возможность использования обычного катода прямого накала, нужное распределение потенциала на котором обеспечивается падением напряжения, обусловленным током инжекции. Для создания электронного потока, необходимого в рассматриваемом методе нейтрализации, пригоден тонкий плоский катод, радиально расширяющийся от центра пучка. Расчет сопротивления на единицу длины, необходимого для соответствующего распределения потенциала, показывает, что сопротивление должно меняться как $1/r$. Для катода прямого накала, у которого эмиттирующая поверхность на единицу радиуса является постоянной (пластинка постоянной ширины), такая зависимость может быть получена за счет изменения толщины прямо пропорционально радиусу r .

Предположим, что инжекция электронов осуществляется при помощи именно такого катода. Направление эмиссии, происходящей по нормали к испускающей поверхности, должно совпадать с направлением спиральных траекторий. Так как электроны испускаются с энергией, равной по крайней мере нескольким электронвольтам, это направление близко к азимутальному. Простой расчет показывает, что компонента тепловой скорости электрона, нормальная к испускающей поверхности, слабо влияет на поведение электрона. Составляющие же тепловой скорости, параллельные испускающей поверхности и направленные вдоль оси пучка, приводят к совершенно иному результату. Не будучи ограничены в этом своем движении, электроны будут во многих случаях двигаться быстрее, чем ионы в пучке. Например, электроны, эмиттированные плоским катодом при температуре 1500°K , будут иметь среднюю продольную скорость $1,2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$. При таких скоростях электроны могут быть использованы для нейтрализации лишь при удельном импульсе ионного пучка порядка $12\ 000 \text{ сек}$ и выше, если каким-либо способом не ограничить их движение вдоль пучка.

Для исследования влияния таких осевых составляющих тепловых скоростей была рассмотрена упрощенная двумерная модель. Эта модель являлась эквивалентом ряда бесконечных пластин, ширина которых соответствовала шагу спиральных траекторий электронов. Целью исследования было определение условий, при которых электроны не могут пересекать границ между пластинами за счет начальных скоростей, нормальных к поверхностям раздела. Определенные таким образом условия применимы непосредственно к задаче предотвращения свободного перемещения электронов вдоль ионного пучка.

Изучение макроскопических явлений на описанной выше модели показало, что любое отклонение от требуемой плотности тока инжекции может привести к колебательному взаимодействию пластин. Эти колебания будут происходить с частотой плазмы и создавать осциллирующее электрическое

поле, нормальное к поверхностям раздела пластин. Выражение для напряженности этого поля в случае инжекции электронов с однородной, но несколько отличающейся от необходимой плотностью тока, может быть записано в виде

$$E_y = \frac{K m \omega_p y}{e} \sin \omega_p t, \quad (15)$$

где K — коэффициент, пропорциональный величине ошибки в плотности тока; ω_p — плазменная частота; y — расстояние по нормали от центра пластины. Период этого движения оказался весьма малым по сравнению с временем, необходимым для того, чтобы электрон, движущийся с тепловой скоростью, пересек пластину.

При указанных обстоятельствах действие этого колеблющегося поля на движение отдельных электронов в пределах пластин может быть непосредственно определено путем разложения движения на два: одно медленное (с большой амплитудой) и второе быстрое (с малой амплитудой). Результирующее движение электрона, пренебрегая фазой, можно записать в виде

$$y = B \sin \frac{R \omega_p}{2} t, \quad (16)$$

где B — величина, зависящая от начального значения координаты y и поперечной составляющей скорости электрона. Это решение точно описывает поведение электрона до тех пор, пока этот электрон не достигнет границы пластины. Движение происходит с частотой

$$f = \frac{1}{4\pi} R \omega_p, \quad (17)$$

где R — отношение амплитуды колебаний к ширине пластины.

Простое по форме выражение (15) позволяет непосредственно определить амплитуду колебаний пластины, необходимую для удержания заданной доли всех тепловых электронов от пересечения ими поверхностей раздела пластин. Это удерживающее воздействие оказывается настолько сильным, что фактически невозможно избежать захвата и удержания электронов в границах соответствующих им пластин. Применительно к реальному процессу нейтрализации описанным методом это означает, что наличие осевых тепловых скоростей инжектированных электронов не вызывает особых осложнений.

СИСТЕМА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ

Выше было установлено, что тонкий пластинчатый катод обеспечивает необходимые потенциалы инжекции при условии, что его сопротивление будет меняться с радиусом по соответствующему закону. Кроме того, в связи с простым характером необходимого изменения сопротивления на единицу длины ($1/r$) установлено, что удовлетворительный катод можно изготовить из материала, обладающего нужным сопротивлением, причем таким образом, чтобы толщина пластины линейно изменялась с радиусом. На фигуре показана возможная конструкция нейтрализующего устройства, использующая катод такого типа. Для наглядности система изображена в несколько упрощенном виде и некоторые размеры увеличены. Показан плоский цилиндрический поверхностный эмиттер ионов, над которым расположена ускоряющая сетка в виде концентрических окружностей. С целью упрощения показана лишь внешняя окружность ускоряющей сетки. Над этой сеткой размещена вторая сетка, которая служит выходным электродом ускорительно-замедлительной системы, а также определяет соответствующий концевой потенциал для нейтрализуемого пучка. Электроны вытягиваются с обеих сторон катода под действием набора управляющих сеток и с одной из сторон направляются

против потока и отводятся круглой сеткой. Эти электроны обеспечивают автоматическую подстройку потенциалов на другой группе круглых сеток. Выбор сторон катода, испускающих электроны против потока и по потоку, может быть сделан путем размещения небольшой ограничивающей полоски из неэмиттирующего материала на стороне катода, обращенной против потока. Расчеты показывают, что под влиянием пространственного заряда пучки электронов будут автоматически направляться один поверх другого, так что необходимый шаг спиральной траектории будет устанавливаться без принятия специальных мер по соблюдению угловой ориентации эмиттирующих поверхностей.

Следует подчеркнуть, что катод, изображенный на фигуре, увеличен в размерах, чтобы показать детали конструкции. В действительности максимальная толщина катода в реальных эмиттерах ионов должна быть несколько менее 1 мм, чтобы избежать серьезных искажений потенциала пучка. Влияние катода на потенциал пучка может быть сведено к минимуму направлением ионов, образующихся непосредственно перед катодом, не на катод, а в обход его.

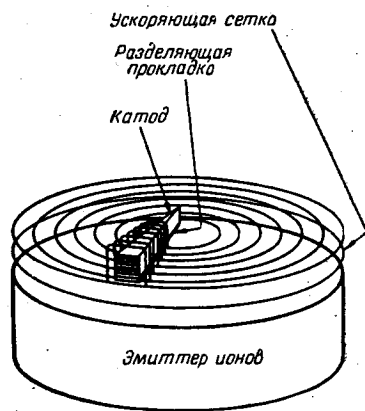
ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен метод нейтрализации ионных пучков такой конфигурации, которая могла бы быть использована в ионных двигателях. Полученные основные условия равновесия оказались простыми по своей природе. Рассмотренные характерные примеры возмущенного движения показывают, что ионный пучок, нейтрализуемый описанным методом, оказывается устойчивым. Так как требования к инжекции не слишком сложны, разработка конструкции катода, эмиттирующего нейтрализующие электроны, не составит, по-видимому, большого труда. Метод в целом представляется перспективным и может послужить основой для разработки экспериментального устройства.

Однако более существенным результатом является демонстрация того, что большая часть теоретического анализа практически возможного способа нейтрализации может быть выполнена в явной математической форме. Успех этой попытки, кажется, делает заслуживающим внимания исследование других подобных конфигураций потоков, в которых нейтрализация осуществляется упорядоченным движением электронов. Результаты исследования удерживающего действия колеблющейся плазмы показывают, что особое внимание заслуживают попытки осуществить нейтрализацию при помощи движущихся электронных ловушек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ramo-Wooldridge Res. Lab., «Electrostatic Propulsion», *Proc. IRE*, p. 477 (Apr. 1960).
2. Mirrels H Rosenblum B. M., «Analysis of One-Dimensional Ion Rocket with Grid Neutralization, NASA TN D-266, Wash., D. C., March 1960.



Возможный вариант конструкции нейтрализатора.

Электрогазодинамический подход к задаче о нейтрализации заряда ионного пучка

У. Д. Халверсон, Г. М. де Грофф, Р. А. Холмс

Приводится теоретическое исследование проблемы нейтрализации заряда в потоке ионов ракеты с электростатическим двигателем. Составлены одномерные уравнения движения для потоков положительных и отрицательных зарядов, в которых давление понимается как эффект микроскопических взаимодействий частиц. Приводятся сравнение решений задачи о движении потока электронов в струе ионов с постоянной скоростью, полученных в предположении изотермического и адиабатического характера электронного потока. Получены два вида решений, удовлетворяющих требованиям нейтрализации. Рассмотрена возможность построения разрывных решений, а также приводятся предварительные результаты исследования подвижности положительных ионов.

ВВЕДЕНИЕ

Практическая реализация тех или иных типов электростатических (ионных) ракет зависит от успешного осуществления нейтрализации заряда в разреженном потоке ионов. В настоящее время нет ни одной экспериментальной или теоретической работы, дающей решение этой проблемы.

Практическое исследование проблемы нейтрализации было начато фирмой «Дженерал моторс» в 1959 г. Использование методов электрогазодинамики позволило получить предварительные результаты, важные с точки зрения понимания самого процесса нейтрализации. Эти результаты, полученные с помощью одномерной модели, показали, что для получения решений, удовлетворяющих требованиям нейтрализации, должны быть наложены жесткие ограничения по плотности нейтрализующих электронов и распределению электрического поля. Возможно, что эти ограничения могут оказаться слишком жесткими с точки зрения их практической осуществимости в реальных ионных двигателях. Настоящая работа содержит последние результаты исследований по нейтрализации ионного пучка. Сопоставление решений электрогазодинамических уравнений адиабатического электронного потока с изотермическими решениями показывает, что оба варианта дают близкие результаты. Выводятся соотношения, описывающие поток газа, состоящий одновременно из положительно и отрицательно заряженных частиц, и рассматривается применимость этих соотношений при решении проблемы нейтрализации ионной струи.

ПРОБЛЕМА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ИОННОГО ПУЧКА

Космический корабль все время должен оставаться электрически нейтральным. Для этого необходимо, чтобы электростатическая двигательная система выбрасывала в единицу времени одинаковые количества положительных и отрицательных зарядов [1, 2]. Очевидно, что заряд, накапливающийся на ускорителе, испускающем частицы только одного знака, будет тормозить ракету за счет взаимного притяжения пространственного заряда пучка и космического корабля.

Однако лишь недавно было показано [3], что во избежание отражения широких ионных пучков высокой интенсивности пространственный заряд должен быть нейтрализован в непосредственной близости от последнего ускоряющего электрода. Для двигателя с широким ионным пучком, работающего с ограничением по току, расстояние, на котором должна происходить нейтрализация, должно быть величиной того же порядка, что и эффективная длина ускоряющего промежутка. В технически осуществимых устройствах это расстояние нейтрализации будет, вероятно, менее 1 см [3].

Для обеспечения нейтрализации ионного пучка было предложено несколько методов. Наиболее часто рекомендуемая [4—6] для этой цели система состоит из эмиттеров электронов, смонтированных на последнем электроде ионного двигателя у внешней границы пучка. Эмиттерами электронов могут быть просто накаливаемые нити или небольшие ускорители электронов для инжекции электронных пучков в поток ионов. Одномерный анализ такой системы нейтрализации показывает [4, 6], что электроны будут осциллировать поперек ионного пучка, обеспечивая по меньшей мере нейтрализацию в среднем по объему. Однако в работе [6] указывалось на неустойчивый характер этих колебаний, несовместимый с требованиями нейтрализации.

Второй предлагаемый метод нейтрализации [5, 7, 8] заключается в применении нейтрализующей сетки, размещенной в самой ионной струе. Прходящим через нее током сетка должна быть нагрета до температуры, при которой происходит термоэлектронная эмиссия. Предполагается [8], что эрозия сетки под действием ионной бомбардировки может быть снижена соответствующим выбором конструкции электрода, особенно при не слишком высоких скоростях струи (менее 50 000 м/сек). Еще одна возможная схема нейтрализации заключается в испускании параллельных пучков положительных и отрицательных частиц с близкими по величине массами и скоростями [9, 10]. Так, отрицательные ионы могут создавать заметную тягу и одновременно облегчить нейтрализацию струи. Для практической оценки этого принципа необходимо, однако, проведение большого объема исследований, так как данные по получению отрицательно заряженных частиц весьма ограничены. Этот способ может найти практическое применение в случае, если более простые методы нейтрализации электронами окажутся неосуществимыми.

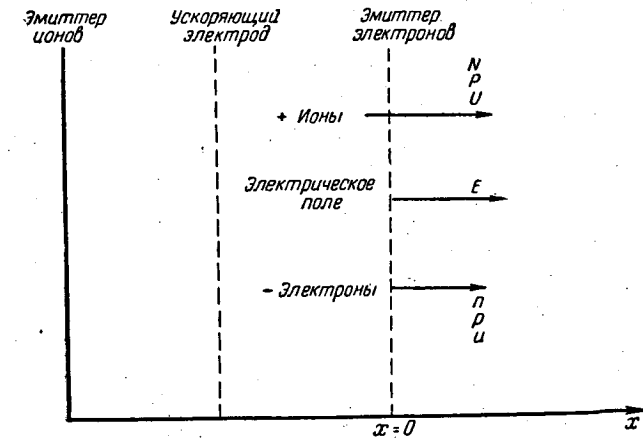
В качестве средства обеспечения нейтрализации пучка предлагалось использовать также процессы перезарядки [11] между пучком положительных ионов и нейтральной газовой «мишенью», но технические трудности делают эту систему неприменимой в космических аппаратах. Необходимость удержания газовой «мишени» в космическом вакууме — лишь одна из трудностей реализации этого проекта.

Если в электростатическом двигателе используются ускорители узких пучков [12], то влияние пространственного заряда может быть ослаблено за счет последующего расхождения пучка. Это позволяет нейтрализовать пучок на значительно больших расстояниях от ускорителя. В электростатических двигателях, создающих узкие пучки, межэлектродные расстояния того же порядка, что и ширина пучка, и здесь, вероятно, потребуются применение очень тяжелых ионов химических соединений или заряженных коллоидных частиц [12], чтобы добиться представляющих практический интерес величин отношений тяги к площади пучка. Разработка эффективного метода получения тяжелых заряженных частиц может оказаться чрезвычайно трудной, а напряжения, необходимые для ускорения таких частиц до высоких скоростей, — нереально высокими. Экспериментальные ионные двигатели, исследуемые в различных лабораториях [13, 14], не дают пока убедительных доказательств удовлетворительной работы нейтрализующих систем. Обычный лабораторный вакуум недостаточен для моделирования условий космического вакуу-

ума. Столкновения ионов с частицами остаточного газа и металлическими мишенями дают, вероятно, достаточно большое количество электронов, частично нейтрализующих ионный пучок, и не позволяют достоверно оценить исследуемую систему нейтрализации ионного пучка.

ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Предлагаемое исследование посвящено описанию движения положительно и отрицательно заряженных частиц с плотностями, характерными для ионного пучка. «Газ», образованный такими частицами, рассматривается скорее как непрерывная среда, а не из статистических представлений, как



Ф и г. 1. Одномерная модель процесса нейтрализации ионного пучка электронами.

того требует кинетическая теория. Электрогазодинамический подход к задаче такого рода был предложен Клаузером [15, 16].

Рассматриваемая ниже физическая модель показана на фиг. 1. Эта модель с нейтрализацией электронами в одномерном ионном пучке близка по типу к ускорительно-замедлительной системе ионного двигателя, исследуемого NASA [8].

Одномерность является не единственным принятым упрощением. Кроме того, предполагается, что положительные ионы являются однозарядными, и их пучки обладают постоянными плотностью, скоростью и давлением в области нейтрализации. Последнее предположение хорошо оправдывается огромной разницей масс положительных ионов и электронов. Магнитное поле, обусловленное движением заряженных частиц, также может считаться пренебрежимо малым, так как его эффект является весьма незначительным при плотностях тока, свойственных ионным двигателям. Для упрощения математических выкладок рассматривается стационарный случай, т. е. решения, не зависящие от времени.

Принято также, что давление электронов p определяется уравнением состояния идеального газа. Это допущение легко обосновать при тех плотностях частиц, которые наблюдаются в ионных двигателях. Введение в рассмотрение понятия давления переносит модель из области строгой электрогазодинамики в область, где электрические эффекты сочетаются с газодинамическими явлениями.

Изотермический электронный поток

Введение понятия давления электронов в рассматриваемые уравнения требует знания термодинамических процессов в электронном газе. В работе [17] предполагалось, что температура электронов является постоянной. При таком предположении и перечисленных выше упрощениях уравнения, описывающие движение электронов в одномерной модели, имеют следующий вид:

Уравнение сохранения массы и заряда

$$nu = f = \text{const} \quad (1)$$

(n — плотность электронов, м^{-3} ; u — скорость потока электронов, $\text{м}/\text{сек}$;
 f — плотность потока электронов, $\text{сек}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$).

Уравнение количества движения

$$mnu \frac{du}{dx} = - \frac{dp}{dx} - enE \quad (2)$$

(m — масса электрона, $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг; p — давление электронного газа, $\text{н}/\text{м}^2$;
 e — заряд электрона, $1,6 \cdot 10^{-19}$ к; E — напряженность электрического поля, $\text{в}/\text{м}$).

Уравнение Максвелла

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\kappa_0} (N - n) \quad (3)$$

(κ_0 — диэлектрическая постоянная в вакууме, $8,854 \cdot 10^{-12}$ к/в·м; N — плотность ионов, м^{-3}).

Уравнение состояния

$$p = nkT_e \quad (4)$$

(k — постоянная Больцмана, $1,38 \cdot 10^{-23}$ дж/°К; T_e — температура электронов, °К).

Условие изотермичности потока

$$T_e = \text{const.} \quad (5)$$

Для положительных ионов

$$\begin{aligned} N &= \text{const,} \\ U &= \text{const,} \\ P &= \text{const} \end{aligned} \quad (6)$$

(U — скорость потока ионов, $\text{м}/\text{сек}$; P — давление ионного газа, $\text{н}/\text{м}^2$).

Пользуясь уравнениями (1), (2) и (4), получим

$$\left(1 - \frac{mf^2}{n^2kT_e}\right) \frac{dn}{dx} = - \frac{enE}{kT_e} \quad (7)$$

Уравнения (3) и (7) описывают зависимость электрического поля E и плотности электронов n от расстояния x . Они могут быть записаны в безразмерном виде путем введения безразмерных параметров [15, 16]:

$$\begin{aligned} v &\equiv \frac{n}{N}, \\ \varepsilon &\equiv \left(\frac{\kappa_0}{NkT_e}\right)^{1/2} E, \\ \xi &\equiv \left(\frac{e^2N}{\kappa_0kT_e}\right)^{1/2} x, \\ \bar{M} &\equiv \left(\frac{mf^2}{N^2kT_e}\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где v — безразмерная плотность электронов, равная примерно (10^{-16}) n для типичных конструкций ионных двигателей; ε — безразмерная напряженность электрического поля порядка (10^{-4}) E ; ξ — безразмерная координата по оси порядка (10^4) x и \bar{M} — может быть названо «характеристическим числом Маха для электронного потока», величина порядка 1,0. Можно показать, что \bar{M} является отношением скорости потока электронов к звуковой скорости электронов в точке, где $n = N$.

После подстановки безразмерных параметров уравнения (3) и (7) принимают вид

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi} = 1 - v, \quad (9)$$

$$\left(1 - \frac{\bar{M}^2}{v^2}\right) \frac{dv}{d\xi} = -\varepsilon v. \quad (10)$$

Численные и приближенные решения уравнений (9) и (10) были получены в работе [17]. Результаты расчетов воспроизведены на фиг. 2—4 для значений \bar{M} , равных 0,5; 1,0 и 2,0. При расчете предполагалось, что $\varepsilon_0 = 0$ (и, следовательно, $\frac{dv}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0$) при $\xi = 0$. Это предположение не нарушает математической общности, так как простым преобразованием координаты ξ можно получить все возможные решения.

Комментарии к фиг. 2—4 приводятся ниже.

Адиабатический поток электронов

Для оценки влияния различий в характере термодинамических процессов в электронном газе было проведено исследование адиабатического потока электронов, а результаты сравнены с изотермическим потоком.

В случае адиабатического потока, как следует из элементарной термодинамики, справедливо соотношение

$$p = cn^\gamma, \quad (11)$$

где $c = n_0^{1-\gamma} k T_{e0}$ — постоянная, определяемая начальными значениями плотности электронов и температуры, а γ — отношение удельных теплоемкостей в электронном газе.

Пользуясь уравнениями (1), (2) и (11), получим

$$\left(1 - \frac{mf^2}{c\gamma n^{1+\gamma}}\right) \frac{dn}{dx} = - \frac{en^{2-\gamma}}{c\gamma} E. \quad (12)$$

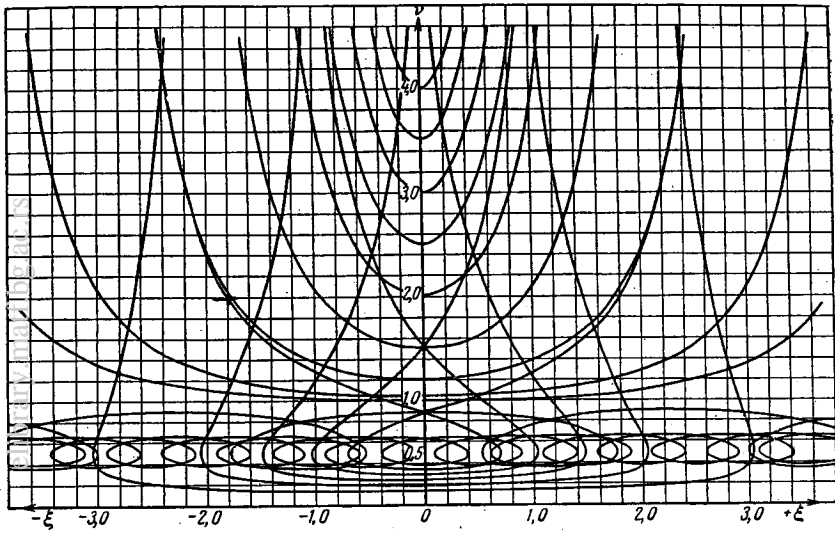
Аналогично предыдущему случаю введем безразмерные параметры

$$\begin{aligned} v &\equiv \frac{n}{N}, \\ \varepsilon &\equiv \left(\frac{\kappa_0}{c\gamma N^\gamma}\right)^{1/2} E, \\ \xi &\equiv \left(\frac{e^2 N^{2-\gamma}}{\kappa_0 c\gamma}\right)^{1/2} x, \\ \bar{M} &\equiv \left(\frac{mf^2}{c\gamma N^{1+\gamma}}\right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

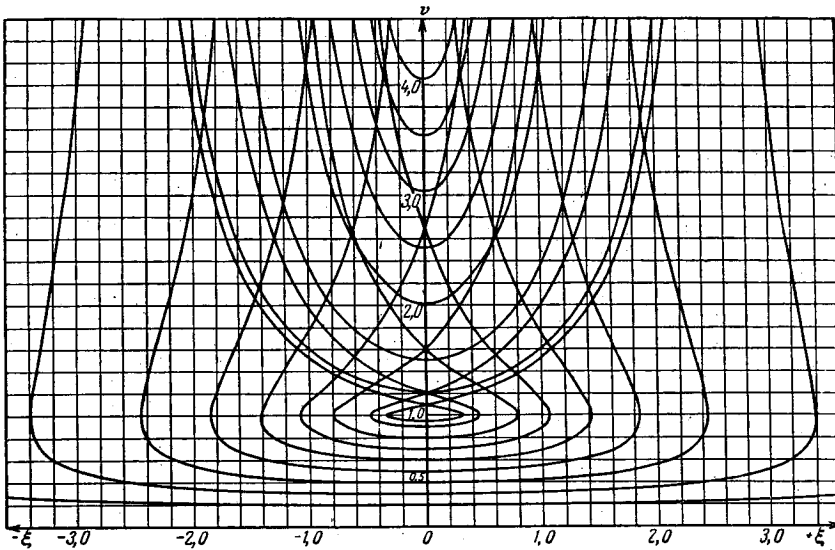
Подставив эти значения в уравнения (3) и (12), получим

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi} = 1 - v, \quad (14)$$

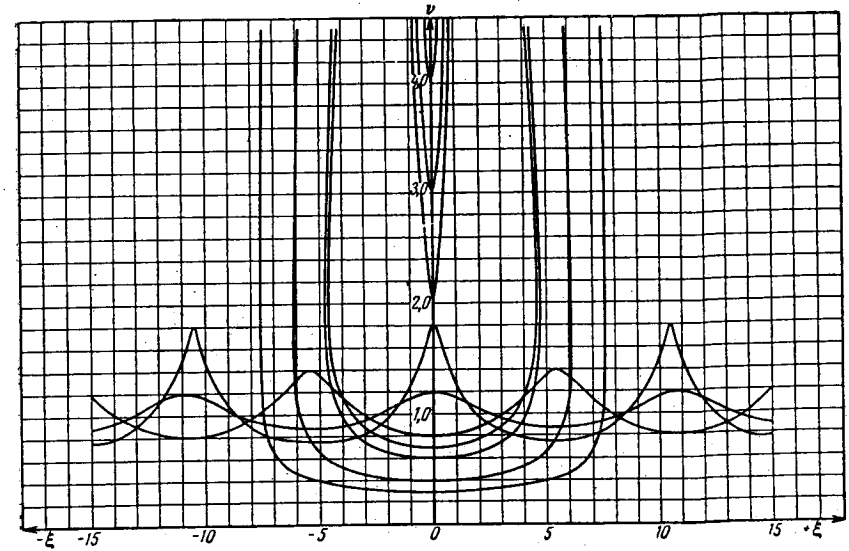
$$\left(1 - \frac{\bar{M}^2}{v^{1+\gamma}}\right) \frac{dv}{d\xi} = -\varepsilon v^{2-\gamma}. \quad (15)$$



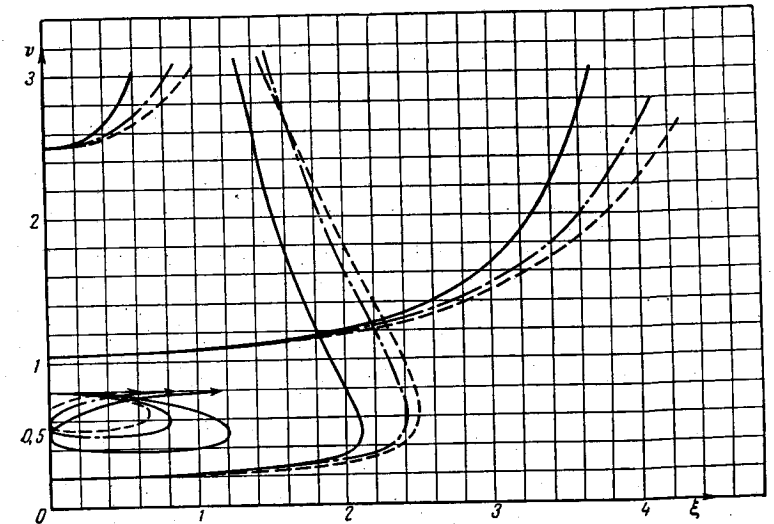
Ф и г. 2. Кривые зависимости плотности электронов от расстояния (безразмерные единицы).
Изотермический поток электронов, $\bar{M} = 0,5$. Для ионных двигателей с ν порядка (10^{-16} м^3) и ξ порядка (10^4 м^{-1}) х.



Ф и г. 3. Кривые зависимости плотности электронов от расстояния (безразмерные единицы).
Изотермический поток электронов, $\bar{M} = 1,0$. Для ионных двигателей с ν порядка (10^{-16} м^3) и ξ порядка (10^4 м^{-1}) х.



Ф и г. 4. Кривые зависимости плотности электронов от расстояния (безразмерные единицы).
Изотермический поток электронов, $\bar{M} = 2,0$. Для ионных двигателей с ν порядка (10^{-16} м^3) и ξ порядка (10^4 м^{-1}) х.



Ф и г. 5. Сравнение изотермического и адиабатического решений, $\bar{M} = 0,5$.
В асимптотических точках изотермический и адиабатический случаи совпадают с точностью до изображения. — изотермический поток; — адиабатический поток; --- $\gamma = 5/3$; - - - $\gamma = 2$.

Как легко видеть, уравнения (12), (13) и (15) приводятся к уравнениям (7), (8) и (10) соответственно в случае изотермического ($\gamma = 1$) потока.

Если уравнение (15) поделить на уравнение (14), то полученное выражение может быть проинтегрировано в замкнутой форме:

$$\frac{v^\gamma}{\gamma} - \frac{v^{\gamma-1}}{\gamma-1} + \bar{M}^2 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{2v^2} \right) = \frac{\varepsilon^2}{2} + C_1 \quad \text{при } \gamma \neq 0 \neq 1. \quad (16)$$

Для изотермического случая интеграл имеет вид

$$v - \ln v + \bar{M}^2 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{2v^2} \right) = \frac{\varepsilon^2}{2} + C_1.$$

Если левую часть уравнения (16) обозначить через $\eta(v)$, а безразмерные плотность электронов и напряженность электрического поля при $\xi = 0$ принять равными v_0 и ε_0 , то для константы интегрирования C_1 получим следующее выражение:

$$C_1 = \eta(v_0) - \frac{\varepsilon_0^2}{2}. \quad (17)$$

Пользуясь уравнениями (15) — (17), точные решения для случая адиабатического потока электронов можно получить в результате интегрирования выражения

$$\int_{v_0}^v \frac{\bar{M}^2}{v^{1+\gamma} \sqrt{2 \left[\eta(v) - \eta(v_0) + \frac{\varepsilon_0^2}{2} \right]}} dv = \xi. \quad (18)$$

Это уравнение не интегрируется в конечном виде, однако оно было решено численным методом на машине IBM-704. На фиг. 5—7 приводится сравнение отдельных предварительных результатов для случая адиабатического потока электронов с соответствующими решениями для изотермического потока. Для иллюстрации влияния параметра γ приводятся результаты расчета при γ , равном $5/3$ и 2 .

Подвижность положительных ионов

Из фиг. 2—7 видно, что существует несколько классов решений, в которых плотность электронов может значительно отличаться от плотности ионов. Для этих случаев предположение о постоянстве плотности ионов, сделанное при постановке задачи, может оказаться несправедливым. В связи с этим были выведены уравнения, описывающие движение газов, состоящих как из положительных, так и из отрицательных частиц:

Уравнения сохранения массы и заряда

$$ni = f, \quad (19)$$

$$NU = g \quad (20)$$

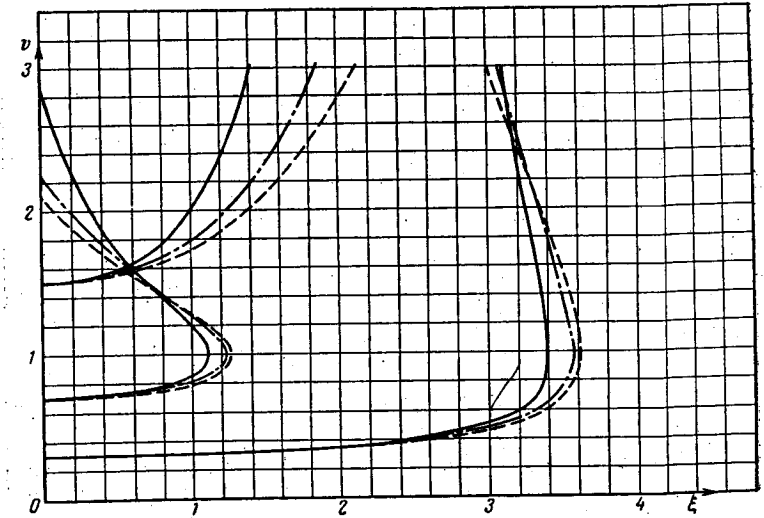
(g — плотность потока ионов, $\text{сек}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$).

Уравнения количества движения

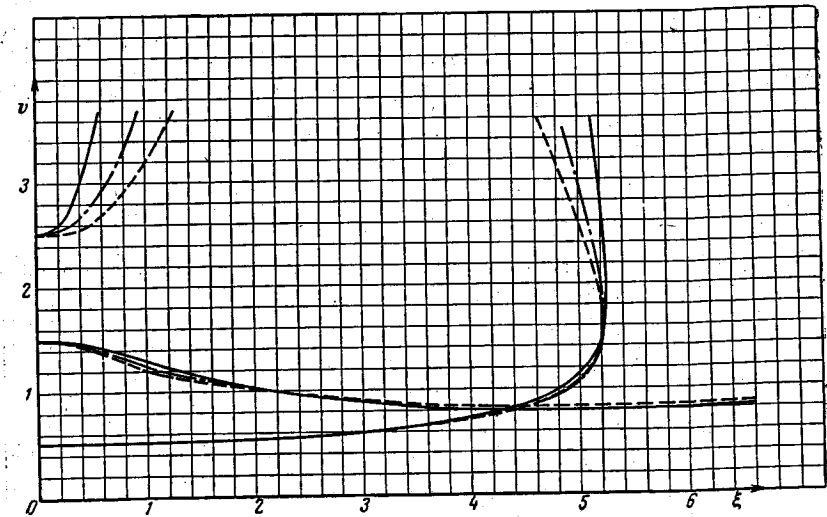
$$mni \frac{du}{dx} = - \frac{dp}{dx} - enE, \quad (21)$$

$$M_i NU \frac{dU}{dx} = - \frac{dP}{dx} + eNE \quad (22)$$

(M_i — масса иона, кг).



Ф и г. 6. Сравнение изотермического и адиабатического решений, $\bar{M} = 1,0$.
— изотермический поток; адиабатический поток: --- $\gamma = 5/3$, ---- $\gamma = 2$.



Ф и г. 7. Сравнение изотермического и адиабатического решений, $\bar{M} = 2,0$.
В решениях периодического типа изотермический и адиабатический случаи отличаются незначительно.
— изотермический поток; адиабатический поток: --- $\gamma = 5/3$, ---- $\gamma = 2$.

Уравнение Максвелла

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\kappa_0} (N - n). \quad (23)$$

Уравнения состояния

$$p = nkT_e, \quad (24)$$

$$p = NkT_i \quad (25)$$

 (T_i) — температура ионного газа, °K.

Условия изотермичности потока

$$T_e = \text{const}, \quad (26)$$

$$T_i = \text{const}. \quad (27)$$

Пользуясь уравнениями (19), (21) и (24), получим

$$\left(1 - \frac{mf^2}{n^2kT_e}\right) \frac{dn}{dx} = -\frac{enE}{kT_e}, \quad (28)$$

а из уравнений (20), (22) и (25)

$$\left(1 - \frac{M_1g^2}{N^2kT_i}\right) \frac{dN}{dx} = \frac{eNE}{kT_i}. \quad (29)$$

Для приведения уравнений (23), (28) и (29) к безразмерному виду введем безразмерные величины:

$$\begin{aligned} v &\equiv \frac{n}{N_0}, \\ \beta &\equiv \frac{N}{N_0}, \\ \varepsilon &\equiv \left(\frac{\kappa_0}{N_0kT_e}\right)^{1/2} E, \\ \xi &\equiv \left(\frac{e^2N_0}{\kappa_0kT_e}\right)^{1/2} x, \\ \bar{M} &\equiv \left(\frac{mf^2}{N_0^2kT_e}\right)^{1/2}, \\ M^* &\equiv \left(\frac{M_1g^2}{N_0^2kT_i}\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (30)$$

где N_0 — начальное значение плотности положительных ионов N^1 .

В одномерной задаче о нейтрализации ионного пучка плотности потоков положительных и отрицательных частиц должны быть равны, чтобы поддерживалась нейтральность космического корабля в целом, т. е.

$$f = g. \quad (31)$$

В этом случае связь между «характеристическим числом Маха для ионов» M^* и «характеристическим числом Маха для электронов» \bar{M} имеет вид

$$M^{*2} = \frac{M_1}{m} \frac{T_e}{T_i} \bar{M}^2. \quad (32)$$

При значительной разнице масс нейтрализующих частиц и ионов (например, электронов и ионов цезия) M^* может быть больше \bar{M} на несколько порядков.

¹⁾ В качестве N_0 может быть взято любое характерное для процесса значение плотности ионов N , принятое за параметр отнесения. — Прим. ред.

Если ввести безразмерные параметры (30) в уравнения (23), (28) и (29), получим

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi} = \beta - v, \quad (33)$$

$$\left(1 - \frac{\bar{M}^2}{v^2}\right) \frac{dv}{d\xi} = -\varepsilon v, \quad (34)$$

$$\left(1 - \frac{M^{*2}}{\beta^2}\right) \frac{d\beta}{d\xi} = \frac{T_e}{T_i} \varepsilon \beta. \quad (35)$$

Система уравнений (33)–(35) при совместном решении дает зависимости v , β и ε от ξ .

Следует напомнить, что во всех уравнениях [(19)–(35)] эффектом взаимодействия при столкновениях положительных частиц и электронов пренебрегается. В основе такого допущения лежит малая подвижность ионов по сравнению с электронами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Масштабы явлений

Подставляя типичные значения скорости потока, плотности заряда и температур эмиттера электронов в формулы безразмерных параметров для возможных конструкций ионных двигателей с широким ионным пучком, можно оценить масштабы явлений, описываемых уравнениями (9), (10), (14) и (15). Для ионных двигателей, работающих при плотности ионов $N = 10^{15} - 10^{16} \text{ м}^{-3}$, скорости ионов $U = 2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{ м/сек}$ и температуре электронов $T_e = 10^3 - 10^4 \text{ К}$, безразмерные параметры характеризуются следующими значениями: v порядка (10^{-16} м^3) ; ε порядка $(10^{-4} \text{ м/э}) E$; ξ порядка $(10^4 \text{ м}^{-1}) x$ и \bar{M} порядка 1. Эти значения характерны как для изотермического, так и для адиабатического потоков электронов при $\gamma = 1 - 2$.

Так как для типичных конструкций ионных двигателей \bar{M} порядка единицы, то могут реализоваться все типы решений, показанные на фиг. 2–7. Теоретически предсказываемые явления могут оказаться чрезвычайно трудными для экспериментального обнаружения, так как они происходят на очень коротких расстояниях порядка десятых долей миллиметра. В столь малых областях становится ощутимым влияние зондов и другой экспериментальной аппаратуры.

Типы решений

Основные свойства решений уравнений (9), (10), (14) и (15) определяются величиной «характеристического числа Маха электронного потока» \bar{M} . Это число определяется конструкцией рассматриваемого ионного двигателя. Из фиг. 2–7 видно, что существуют три основных типа решений в зависимости от того, меньше, равно или больше единицы число \bar{M} . При данном значении \bar{M} конкретный вид решения определяется начальным значением v при $\xi = \varepsilon_0 = 0$.

При $\bar{M} < 1,0$ существуют три вида решений:

- 1) двузначные по ξ ;
- 2) многозначные по ξ и представляющие собой спираль вокруг линии

$$v = \bar{M} \frac{2}{1+\gamma} \quad (36)$$

3) асимптотически стремящиеся к бесконечности при конечных значениях ξ .

Требованиям нейтрализации ионного пучка может удовлетворить асимптотический тип решения. С приближением v_0 к 1,0 расстояние между асимптотами по ξ возрастает до тех пор, пока не достигается нейтральность, а асимптоты по ξ удаляются к $\pm \infty$. При соответствующих начальных значениях ϵ и ν вблизи сетки, эмиттирующей электроны, возможен такой сдвиг координат по ξ , что одна из асимптот совместится с положением эмиттера электронов, а другая уйдет на большое расстояние вниз по потоку ионов. У последней асимптоты, где, согласно теоретическому решению, плотность электронов должна вновь приближаться к бесконечности, эффекты, которыми пренебрегали в рассматриваемой модели (рекомбинация, расхождение пучка и т. д.), могут привести к неограниченно длительному сохранению нейтральности.

Если $\bar{M} > 1,0$, то возможны также 3 вида решений: 1) двузначные по ξ ; 2) осциллирующие относительно линии, соответствующей нейтральности потока, $\nu = 1$, и 3) асимптотически приближающиеся к бесконечности в узком диапазоне значений координаты ξ .

Требованиям нейтрализации удовлетворяют периодические решения, так как можно показать, что для любого целого числа длин волн пучок ионов является в целом нейтральным. Реализация на практике этого типа решения, так же, как и асимптотического при $\bar{M} < 1$, потребует очень тщательного контроля за значениями величин ν и ϵ в области нейтрализации в случае реального ионного двигателя.

При $\bar{M} = 1,0$ решения обладают свойствами, соответствующими как случаю $\bar{M} < 1$, так и $\bar{M} > 1$, при этом периодические формы решений отсутствуют.

Разрывные решения

В работе [17] более подробно показано, что двузначные и многозначные решения не могут описывать непрерывные физические процессы. В некоторой своей части такие решения допустимы, но когда местное «электронное» число Маха переходит через 1,0 и решение становится многозначным, математическое описание явления, даваемое таким решением, перестает отражать физическую реальность.

Можно предположить, что в действительности, когда $M \rightarrow 1,0$, плотность электронов скачком меняет свое значение и процесс развивается далее, следуя другому типу решения. Это новое решение может быть устойчивым или, если оно является также многозначным по ξ , плотность электронов будет прерываться еще один или несколько последовательных разрывов до тех пор, пока не достигнет величины, соответствующей непрерывному решению.

Связь между адиабатическими и изотермическими решениями

Сравнение решений для адиабатического и изотермического потоков электронов (фиг. 5—7) показывает, что оба термодинамических предположения приводят к почти одинаковым результатам. Основное различие заключается в том, что решения становятся многозначными по ξ при различных значениях отношения плотностей электронов и ионов ν в зависимости от отношения удельных теплоемкостей γ . Это различие может быть объяснено исходя из анализа соотношения между местным и характеристическим числами Маха

для электронов

$$M = \frac{\bar{M}}{\nu^{1/2}}. \quad (37)$$

В каждом случае значению ν , при котором решения становятся многозначными, соответствует точка, где местное «электронное» число Маха проходит через 1,0. Это значение при некотором заданном числе \bar{M} зависит от γ .

Другое различие решений заключается в меньшем изменении наклона кривых для эквивалентных значений ν и ξ , что может быть качественно объяснено сравнением уравнений (10) и (15), которые определяют величину производной $dv/d\xi$ при данных значениях ν и ϵ .

Формы решений в случае изотермического и адиабатического потоков электронов очень сходны. Было также показано, что обезразмеривающие параметры имеют те же порядки величин независимо от характера термодинамического процесса. Таким образом, видно, что исследование проблемы нейтрализации ионного пучка может основываться на любом из указанных предположений; выбор определяется только соображениями удобства.

Подвижность положительных ионов

В процессе подготовки этой работы к печати были получены предварительные результаты исследования подвижности положительных ионов. Результаты первых машинных расчетов показывают, что в случае очень больших отношений масс (M_i/m) плотность ионов меняется почти незаметно даже при плотностях электронов, в сотни раз превышающих плотность ионов. Этим подтверждается применимость для большинства случаев предположения о постоянстве плотности ионов, лежащего в основе рассмотренной вначале модели.

Однако, как вытекает из математического анализа задачи, еще не законченного полностью в настоящее время, могут существовать верхний и нижний пределы величин безразмерных плотностей электронов ν и ионов β . Если поделить уравнение (34) на уравнение (35), то получим выражение, связывающее ν и β

$$\frac{d\nu}{d\beta} = -\frac{T_e}{T_i} \frac{\nu}{\beta} \left(\frac{1 - M^{*2}}{1 - \bar{M}^2} \right). \quad (38)$$

Уравнение (38) показывает, что зависимость ν от β проходит через экстремум при $\beta = M^*$. Соответствующие точки имеются и на кривой зависимости β от ν , когда $\nu = \bar{M}$. [Дифференцирование уравнения (38) по ν или β показывает, что эти точки действительно являются экстремальными, а не точками перегиба.]

Максимальное и минимальное значения ν и β могут быть найдены из выражения, получаемого интегрированием уравнения (38)

$$\ln \frac{\nu}{\nu_0} + \frac{1}{2} \bar{M}^2 \left(\frac{1}{\nu^2} - \frac{1}{\nu_0^2} \right) + \frac{T_e}{T_i} \ln \beta + \frac{1}{2} \frac{M_i}{m} \bar{M}^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) = 0. \quad (39)$$

Постоянная интегрирования при получении выражения (39) определялась из начальных условий: $\nu = \nu_0$ и $\beta = \beta_0 = 1$ при $\xi = 0$. Чтобы показать влияние отношения масс частиц M_i/m , вместо M^* было подставлено его выражение из уравнения (32).

Когда в процессе нейтрализации участвуют положительные ионы и электроны, верхним пределом для ν [согласно уравнению (39)] оказывает-

ся настолько большое число, что в этой области плотностей электронов применимость рассмотренной математической модели становится сомнительной. Однако, если рассматриваются частицы, более близкие по массам, предельные значения ν и β приближаются к величинам, которые могут представлять практический интерес. Поэтому, если, например, в качестве средства нейтрализации ионного пучка будут всерьез рассматриваться отрицательные ионы, эти предельные отношения плотностей должны быть тщательно исследованы. Большая работа предстоит по исследованию потоков газа, состоящих из двух видов заряженных частиц. Должна быть определена и применимость допущений, сделанных в этой работе. В особенности необходимо определить правомерность пренебрежения столкновениями положительных и отрицательных частиц в случае, когда их массы сравнимы между собой.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Oberth H., «Wege zur Raumschiffahrt», Oldenbourg, Berlin, 1929.
2. Stuhlinger E., «Possibilities of Electrical Space Ship Propulsion», Proc. 5th Intern. Astronaut. Congr., Springer-Verlag, Wien/Innsbruck, 1955, p. 100—119.
3. Langmuir D. B., «Problems of Thrust Production by Electrostatic Fields», Vistas in Astronautics, vol. 2, Pergamon Press, N. Y., 1959, p. 127—135.
4. Stuhlinger E., Seitz R., «Some Problems in Ionic Propulsion Systems», *IRE Trans. on Military Electronics*, MIL-3, № 2, 27—33 (1959).
5. Childs J. H., «Design of Ion Rockets and Test Facilities», IAS preprint 103-59, June 1959.
6. Naiditch S., Worlock R. M., Zuccaro D., Baker D., Ernestine M. P., Gallagher L. R., Mullins J., «Ion Propulsion Systems: Experimental Studies», ARS preprint 928-59, Nov. 1959.
7. Стависский Ю. Я., Бондаренко И. И., Кротов В. И., Лебедев С. Я., Пупко В. Я., Стумбур Э. А., «Экспериментальное получение тяги на лабораторной модели ионного двигателя», *ЖТФ*, 4, № 8, 875—878 (1960).
8. Childs J. H., Mickelsen W. R., «Grid Electrode Ion Rockets for Low Specific Impulse Missions», presented at 2nd AFOSR Symposium on Advanced Propulsion Concepts, Boston, Mass., Oct. 1959.
9. Technical Proposal for a Fundamental Theoretical and Experimental Analysis of Ion Jet Neutralization», EDR 1394, Allison Division of General Motors Corp., Indianapolis, Ind., May 1959.
10. Gilileo M. A., K ash S. W., «Propulsion by Composite Beams of Negative and Positive Ions», ARS preprint 1157-60, May 1960.
11. Gale A. J., «Change Exchange Neutralization in Ion Beams» presented at 2nd AFOSR Symposium on Advanced Propulsion Concepts, Boston, Mass., Oct. 1959.
12. Sellen J. M., Shelton H., «Space Charge Measurements in Expanding Ion Beams», ARS preprint 1160-60, May 1960.
13. Speiser R. C., Dulgeroff C. R., «Cesium Ion Motor Research» presented at 2nd AFOSR Symposium on Advanced Propulsion Concepts, Boston, Mass., Oct. 1959.
14. Dangle E. E., Lockwood D. L., «NASA Experimental Research with Ion Rockets», ARS preprint 1126-60, May 1960.
15. Clauser F. H., The Johns Hopkins University, Baltimore, Md., частное сообщение.
16. Clauser F. H., «Plasma Dynamics», AFOSR TR-59-125, The Johns Hopkins University, Dept. of Aeronautics, Baltimore, Md., Aug. 1959.
17. DeGross H. M., Halverson W. D., Holmes, «Electrodynamic Analysis of Ion Jet Neutralization», Ballistic Missile and Space Technology, 5th Symposium, vol. 2, Acad. Press, N. Y., to be published in 1961.

Нейтрализация ионных пучков в ионном двигателе при помощи электронной ловушки

Г. К. Болдуин

Нейтрализация пучка существенна для любого электростатического двигателя, так как она, во-первых, препятствует быстрой зарядке емкости, которой обладает космический корабль, и, во-вторых, компенсирует поля пространственного заряда, оказывающие отрицательное воздействие, особенно вблизи выходного отверстия ускоряющей системы. Нейтрализация пучка желательна еще и потому, что она способствует уменьшению энергетических затрат, не связанных с созданием тяги.

Компенсация поля пространственного заряда может достигаться за счет создания устойчивого облака электронов, удерживаемого силами пространственного заряда положительных ионов в дрейфовом пространстве между выходным электродом ионной пушки и вспомогательным «дрейфовым» электродом. Можно показать, что электроны, введенные в эту область, в результате кулоновского рассеяния на малые углы при столкновениях с ионами в среднем будут терять количество движения, достаточное для такого их накопления в этой области, которое приведет к полной компенсации пространственного заряда. При этом образуется своеобразный накопитель электронов, который обеспечивает ток, необходимый для поддержания нейтрального состояния летательного аппарата. Если электроны, покидающие ловушку, непрерывно замещаются соответствующим количеством новых электронов, то эта область может рассматриваться как плоский источник электронов, ограниченный по эмиссии. Таким образом, становится осуществимым стационарный режим, при котором потенциал действующей электронной ловушки остается все время слегка отрицательным, а электроны непрерывно увлекаются ионным потоком.

Так как покидающий такой двигатель пучок представляет собой активную нагрузку, подключенную к электрической емкости, которой обладает летательный аппарат, и поскольку период возможных колебаний в ловушке во много раз меньше времени прохождения через нее иона, следует ожидать, что пучок будет устойчив.

Проверка методов нейтрализации требует полной электрической изоляции системы. Выполнение этого требования в лабораторных условиях весьма сложно, так как необходимый при этом коллектор играет роль дополнительного электрода, около которого может образоваться электронная ловушка.

ПРОБЛЕМА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ

В настоящей работе дается элементарное обоснование предложенного метода нейтрализации ионного пучка электростатического двигателя. Более строгое теоретическое описание этого метода пока не разработано, однако качественное представление может быть дано. Прежде всего следует отметить, что для электростатического двигателя характерны по существу две различные задачи нейтрализации.

Во-первых, космический летательный аппарат в отличие от лабораторных моделей представляет собой полностью изолированную систему. При емкости аппарата порядка 10^{-10} ф его потенциал будет чрезвычайно чувствителен даже к малейшей разнице ионного и электронного токов, эмиттируемых из двигательной системы. Покидающий ракету пучок должен оставаться электрически нейтральным. Это возможно только при условии, что вытекающий пучок электронов в конечном счете будет иметь скорость, равную скорости ионов. Для разделения зарядов необходимо затратить работу, поэтому при неполном смешении противоположных зарядов возрастает мощность, затрачиваемая на единицу тяги.

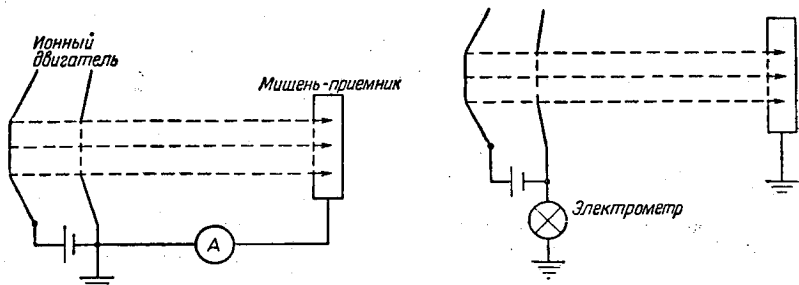
Во-вторых, нейтрализация необходима для того, чтобы ионный пучок мог покинуть аппарат через выходное отверстие ускоряющей системы. Траектории ионов, проходящих через это отверстие, весьма чувствительны к электрическим полям, создаваемым зарядами, расположенными вне системы.

Если область за выходным отверстием нейтральна, через выходное отверстие будет пропущен полный ионный ток, а ионы сохранят скорости, с которыми они входят в нейтральную область. При этом не будет расхождения пучка, которое в конечном счете приводит к дополнительной затрате энергии.

Заметим, что движение электронов не является обязательным условием нейтрализации области, непосредственно примыкающей к выходному отверстию ускоряющего электрода, так как там требуется нейтрализация лишь заряда. Отметим также, что мы располагаем значительно большей свободой выбора сечения, за которым требуется нейтрализация тока.

ПРОВЕРКА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ

Для доказательства того, что от электростатического двигательного устройства можно ожидать удовлетворительной работы в космосе, следует показать, что пучок за выходным отверстием не расширяется (а значит



Фиг. 1. Исследования нейтрализации тока.

нейтрализуется заряд) и что потенциал всего устройства остается в течение работы постоянным (т. е. имеет место нейтрализация тока). Это трудно осуществить в лаборатории. Экспериментальная схема (фиг. 1), в которой источник непосредственно (например, через амперметр) связан с приемником (коллектором), не позволяет изолировать двигатель. Размеры лабораторных стенов ограничены, и пучок в отличие от реальных космических условий обязательно приходится собирать на приемном электроде. Электроны могут накапливаться в пространстве между этим электродом и испытуемой моделью [1] и удерживаться силами положительного пространственного заряда ионного пучка, вследствие чего быстро произойдет заземление даже подвешенной («плавающей») модели через плазму и она уже не будет электрически изолированной.

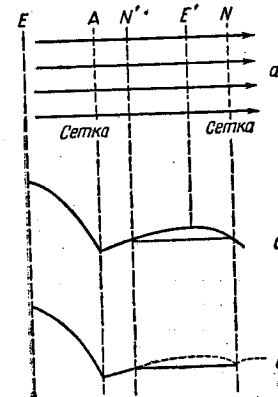
Наибольший интерес представляет ответ на вопрос, как будет себя вести пучок, если его распространение не будет ограничено дополнительным электродом, неизбежным при лабораторных исследованиях.

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРОДА В ДРЕЙФОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Рассмотрим смонтированный в самом движителе дополнительный электрод, создающий дрейфовое пространство, через которое может проходить

пучок. Для простоты воспользуемся одномерным представлением, предположив, что ионный источник образован плоской поверхностью, а другие электроды представляют собой параллельные сетки (фиг. 2, а).

В области EA ионы ускоряются. После небольшого замедления, доводящего ионы до нужной конечной скорости V, они достигают плоскости N'. Здесь в случае надобности может быть установлена сетка. Замедление должно быть лишь достаточным для того, чтобы воспрепятствовать попаданию электронов в область ускорения ионов. Нейтрализующая сетка представляет



Фиг. 2. Влияние дополнительного дрейфового электрода.
а — схема расположения электродов; распределения потенциала;
б — при отсутствии электронов;
в — при наличии электронов.

собой электрод в дрейфовом пространстве, расположенный в плоскости N и имеющий потенциал, соответствующий скорости ионов V, т. е. равный потенциалу в плоскости N'. Очевидно, во-первых, что это уменьшает сильные продольные поля, неизбежные в ином случае. Кроме того, положительный пространственный заряд ионов создает максимум потенциала в плоскости E', находящейся в дрейфовом пространстве NN' (фиг. 2, б). Тем самым образуется потенциальная яма для электронов, которые могут эмиттироваться в любой из плоскостей N и N'. Если электроны будут улавливаться этой потенциальной ямой, то в конечном состоянии, показанном на фиг. 2, в, их накопление приведет к полной нейтрализации дрейфового пространства. Это аналогично хорошо известному явлению в электронной лампе, когда происходит нейтрализация электронных пучков положительными ионами, образующимися в остаточном газе.

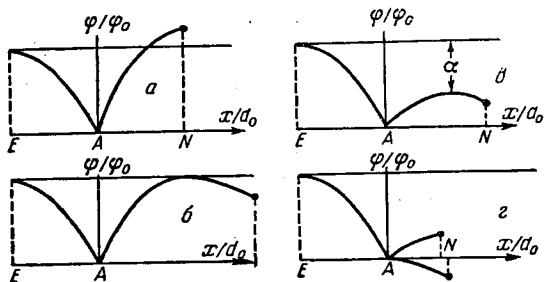
Из проведенных экспериментов [1] следует, что этим путем может быть достигнута статическая нейтрализация полей за выходным отверстием ускоряющего электрода ионной пушки. Естественно, возникает вопрос, может ли это стационарное облако электронов путем диффузии их к дальней ограничивающей поверхности N обеспечить необходимый поток электронов для нейтрализации ионного тока и будет ли при этом расход электронов восполняться в степени, необходимой для поддержания нейтрализации заряда в дрейфовом пространстве.

Для ответа на этот вопрос рассмотрим последовательно три связанные проблемы:

- 1) условия, благоприятствующие удержанию электронов в дрейфовом пространстве;
- 2) взаимодействия, приводящие к захвату электронов;
- 3) эмиссию электронов с плоского, ограниченного по эмиссии источника.

УСЛОВИЯ, БЛАГОПРИЯТСТВУЮЩИЕ УДЕРЖАНИЮ ЭЛЕКТРОНОВ В ДРЕЙФОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

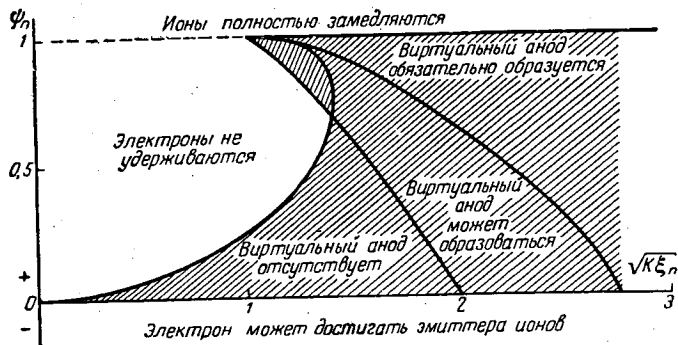
Во многих конструкциях ионных двигателей электроды (эмиттирующий электроны и замедляющий ионы) располагаются непосредственно за выходным отверстием ускорителя ионов. Предлагаемое размещение электродов



Фиг. 3. Возможные формы кривых распределения потенциала в трехэлектродной ионной пушке.

отличается от ранее рассматривавшихся тем, что обеспечивает образование потенциальной ямы для электронов между ускоряющим и нейтрализующим электродами.

Из теории пространственного заряда в потоке между плоскими параллельными электродами [2] следуют 4 возможных типа распределения потенциала



Фиг. 4. Области значений критериев, определяющих формирование электронной ловушки.

(фиг. 3). Два из четырех (б, в) обладают максимумом и, следовательно, способны обеспечить удержание электронов. Распределение типа а вообще неприемлемо, поскольку вызывает полное торможение ионов. В случае г электроны либо немедленно ускользают из области, где желательно их удержание, либо бомбардируют ионный источник (в зависимости от соотношения потенциалов), а потому этот тип распределения также должен быть из рассмотрения исключен. При распределении типа б прохождение ионов будет лишь частичным, так как в области максимума потенциала образуется виртуальный анод. Однако даже при частичной нейтрализации за счет накопления электронов восстанавливается полное прохождение ионов, а распределение типа в превращается в распределение типа в. Характери-

стики этого распределения получены в приложении А, где даются также рекомендации по размещению нейтрализующего электрода в соответствии с требуемым соотношением потенциалов и глубиной ямы.

На фиг. 4 резюмированы условия существования потенциальной ямы, удерживающей электроны. По абсциссе отложено относительное расстояние $k^{1/2} \xi$ между ускоряющей и нейтрализующей сетками; когда $k = 1$, оно выражается в долях длины промежутка, где происходит ускорение ионов. По оси ординат отложена разность потенциалов между этими электродами в долях исходного ускоряющего потенциала. Электроны могут удерживаться только в том случае, если значения потенциала и координат нейтрализующей сетки лежат в пределах заштрихованной на фиг. 4 области.

По мере накопления электронов коэффициент k (см. приложение А) уменьшается от единицы до нуля (при полной нейтрализации); виртуальный анод при этом может существовать лишь в течение весьма короткого интервала времени. Протяженность дрейфовой области может быть произвольной, но больше некоторой минимальной длины, зависящей от степени замедления ионов.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ПРИВОДЯЩИЕ К ЗАХВАТУ ЭЛЕКТРОНОВ

Начальное движение отдельных электронов, эмиттированных с плоскостей N или N' в потенциальную яму распределения типа б, таково, что они значительно больше времени находятся у границ, чем в центре дрейфовой области. Кроме того, когда электроны в этой области совершают колебательные движения от границы до границы, появляется реальная возможность их реабсорбции или проникновения за пределы ограничивающей сетки. Нейтрализация в дрейфовой области требует постоянного накопления электронов. Необходимо улавливать их таким образом, чтобы избежать утечки и привести их в конечном счете в состояние хаотического движения. Если они могут улавливаться даже с незначительной потерей энергии, то их удержание гарантировано и последует переход в хаотическое движение, а что улавливание действительно происходит, подтверждается многочисленными экспериментами с электростатическими двигательными устройствами [1].

Так как электрические поля, действующие на электроны в описанной выше системе, консервативны, столкновение электронов с ионами и другими электронами должно обеспечивать механизм улавливания. Нейтральные атомы рабочего тела в этой области могут содействовать улавливанию не только за счет столкновения с электронами, но также и за счет создания вследствие перезарядки повышенной плотности ионов по сравнению с первоначальной плотностью ионного пучка.

Столкновения заряженных частиц описываются исходя из кулоновского потенциала взаимодействия [3] $\varphi = \pm C/r$ (где $C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 1,435 \cdot 10^{-9}$ в.м для однозарядных ионов и электронов). Угол рассеяния (при столкновении) θ зависит от прицельного расстояния b и равен $\text{arctg}(C/Wb)$.

Вероятность отклонения на величину θ может быть выражена приближенно законом рассеяния Резерфорда [3, 4]:

$$G(\theta) d\Omega = \left(\frac{C}{W}\right)^2 \frac{d\Omega}{\theta^4},$$

где W — кинетическая энергия (ze), соответствующая относительной скорости сталкивающихся частиц, а $d\Omega$ — элемент телесного угла.

Для больших отклонений резерфордовское поперечное сечение мало, однако оно очень велико для малых отклонений (которые происходят в результате взаимодействий с большой величиной прицельного параметра). Поэтому

совместное действие многих малых отклонений («многократное рассеяние») может оказаться решающим [5].

Среднее значение квадрата полного отклонения частицы $\langle \theta^2 \rangle$ будет увеличиваться с пройденным расстоянием x , согласно

$$\frac{d}{dx} \langle \theta^2 \rangle = N \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \theta^2 G(\theta) d\Omega.$$

где N — плотность центров рассеяния, а пределами интегрирования соответственно будут: наименьший возможный угол отклонения (который вначале соответствует прицельному параметру, т. е. величине, по крайней мере порядка среднего расстояния между ионами)

$$\theta_{\min} = \frac{CN^{1/3}}{W}$$

и наибольшее предполагаемое отклонение, которое может быть произвольно принято равным единице [4].

Хотя степень хаотичности, устанавливающаяся в направлениях движений электронов за время, соответствующее прохождению потенциальной ямы в одном направлении, невелика, процесс улавливания будет тем не менее происходить, так как каждый акт рассеяния связан с потерей кинетической энергии.

Рассмотрим параллельный поток ионов с плотностью N в единице объема, движущийся через дрейфовую область со скоростью V в направлении оси x . (После того как установится эмиссия электронов, будут иметь место два противоположных потока электронов со скоростями $\pm v$, параллельными скорости V .) Скорость ионов V можно рассматривать практически как постоянную во всей дрейфовой области, если только распределение потенциала не соответствует типу б (фиг. 3), но величина v сильно зависит от отличия ϕ местного потенциала от потенциала электронного источника: $v = 5,93 \cdot 10^5 \times \sqrt{\phi}$ м/сек. Рассмотрим столкновение электрона, принадлежащего к любому из потоков, с ионом. Этот процесс удобно рассматривать в системе координат, движущейся вместе с ионом (по существу с центром массы системы), в которой скорость электрона перед столкновением $u = v - V$, а его кинетическая энергия $eW = mu^2/2$. Знак v может быть положительным или отрицательным в зависимости от направления движения электрона между плотностями N и N' .

После столкновения относительная скорость u электрона не изменяется по величине, но отклоняется на угол θ (обычно малый) от начального направления, совпадавшего с осью x . В неподвижной же системе координат при каждом столкновении энергия упорядоченного колебательного движения уменьшается на величину, равную

$$\Delta E = mv\Delta v_x = mv[(u \cos \theta + V) - (u + V)] = \frac{mvu\theta^2}{2}.$$

Поэтому при рассмотрении движения электрона в потенциальной яме эффект многократных столкновений можно рассматривать как сопротивление трения. Средняя скорость потери энергии¹⁾ в этом процессе находится с помощью зависимости для многократного рассеяния

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{mvu}{2} \frac{d}{dx} \langle \theta^2 \rangle = 2\pi NC^2 W^{-1} \left(1 + \frac{V}{u} \right) \lg \left(\frac{W}{CN^{1/3}} \right).$$

¹⁾ Речь идет о потере энергии на единицу длины пройденного пути вдоль оси x . — Прим. ред.

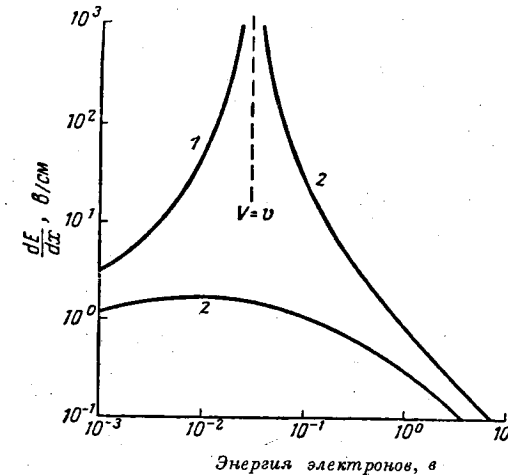
Для типичного ионного двигателя $V = 10^5$ м/сек и $N = 4,4 \cdot 10^{15}$ ион/м³, что соответствует плотности тока, равной 7 ма/см². Средняя величина потери энергии при этом будет

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{5,7 \cdot 10^{-2}}{W} \left(1 \pm \frac{0,169}{W^{1/2}} \right) (\lg W + 8,37)$$

и

$$W^{1/2} = \phi^{1/2} \pm 0,169.$$

Знак «плюс» соответствует электронам, движущимся в одном направлении с ионами и быстрее их, а «минус» — электронам, движущимся против потока ионов или в том же направлении, но с меньшей скоростью, чем ионы. На фиг. 5 дана эта зависимость для различной энергии электронов. Для электронов с низкой энергией сопротивление трения составляет заметную



Фиг. 5. Доля энергии, передаваемой многократно рассеянным электронам ионами цезия, имеющим скорость $V = 10^5$ м/сек и плотность тока $J_0 = 7$ ма/см². Верхняя кривая: электроны движутся в одном направлении с ионами, нижняя кривая: электроны движутся навстречу ионам. 1 — прирост; 2 — потеря.

величину. Несмотря на то, что электроны, движущиеся в том же направлении, что и ионы, испытывают трение, которое может увеличивать энергию той части электронов, движущихся медленнее ионов, практически это увеличение более чем компенсируется потерей энергии остальной частью электронов, что и обеспечивает их захват.

Таков один из механизмов предотвращения утечки электронов из дрейфовой области. Скорость их накопления очень трудно оценить, так как для этого требуется: установить критерий удержания электронов (т. е. критическую величину энергии, которую должен потерять электрон); более точно, чем это сделано в приложении А, определить изменения в распределении потенциала в дрейфовой области в период частичной нейтрализации; задать закон нарастания и установления электронной и ионной эмиссий в начальный период работы и рассмотреть все другие сопутствующие процессы. Наихудшим возможным положением является такое, когда эмиссия электронов происходит в уже установившуюся потенциальную яму. Легче осуществить захват во время формирования ионного пучка, когда ионы движутся не так быстро. Эмиссия электронов может на какое-то время оказаться ограниченной пространственным зарядом, в результате чего область, в пределах которой скорость электронов низка, расширится и, следовательно, рассеяние окажется особенно интенсивным. Если глубина ямы в период становления ионного тока быстро увеличивается, то уже имеющиеся там электроны могут быть захвачены и без помощи процессов рассеяния.

После того как ловушка заполнится, скорость вновь эмиттируемых электронов будет оставаться низкой, что увеличивает рассеяние. Особенно эффективны в формировании беспорядочного движения захваченных частиц медленно движущиеся ионы, образовавшиеся из нейтралов в результате перезарядки. Местные отклонения от нейтральности, вызванные флуктуациями плотности и колебаниями плазмы (см. приложение В), также могут служить центрами рассеяния (со значительно большим расстоянием дальнего действия, чем у медленных ионов, где это расстояние определяется средним расстоянием между ионами), которые способствуют началу образования облака захваченных электронов.

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ТОКА С ПОМОЩЬЮ ПЛОСКОГО ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОНОВ, ОГРАНИЧЕННОГО ПО ЭМИССИИ

Облако электронов, захваченных в дрейфовой области, образует как бы резервуар, из которого электроны могут поступать в пучок ионов за летательным аппаратом, т. е. является виртуальным катодом. Для исследования возможности получения таким путем достаточного электронного тока можно рассмотреть упрощенную одномерную задачу.

Будем считать, что нейтрализующая сетка *N* представляет собой плоскую поверхность, способную эмиттировать электроны в количестве, соответствующем поступлению электронов в ловушку и равному ионному току. Пусть эта поверхность имеет относительно потенциала космического пространства потенциал летательного аппарата ϕ_a .

Уравнения потока пространственного заряда пренебрежимо малой скорости эмиссии приводят к соотношению [приложение В, уравнение (8)].

$$-\frac{\epsilon_0 d^2 \phi}{J dx^2} = [2H(\phi_0 + \phi_e - \phi)]^{-1/2} + [2\eta(\phi_e - \phi)]^{-1/2},$$

в котором *J* — величина плотности тока ионов и электронов, а *H* и η — соответствующие отношения заряда к массе.

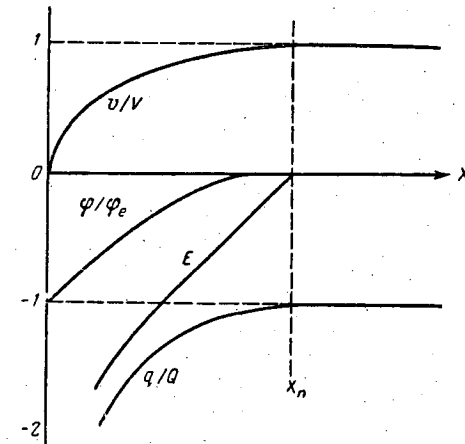
Граничными условиями этой задачи являются требования, чтобы потенциал ϕ и напряженность электрического поля $-d\phi/dx$ стремились к нулю на больших расстояниях от летательного аппарата. Никаких ограничений на величину $d\phi/dx$ вблизи источника электронов не налагается, так как электронная эмиссия не ограничена пространственным зарядом.

Интегрирование этого уравнения проведено в приложении Б. Результаты приводятся на фиг. 6. Летательный аппарат находится под небольшим отрицательным потенциалом, равным $\phi_e = V^2/2\eta$, что достаточно для ускорения эмиттируемых электронов до скорости, равной скорости потока ионов. Электроны достигают этой скорости на расстоянии, составляющем очень малую $(2,9\sqrt{H/|\eta|})$ долю от длины ускоряющего промежутка для ионов. За этой точкой потенциал остается постоянным, т. е. пучок является нейтральным. Функция распределения плотности заряда имеет особенность в плоскости источника электронов. То обстоятельство, что потенциал летательного аппарата весьма чувствителен к любому нарушению баланса электронного и ионного токов, позволяет надеяться, что процесс будет стабилизироваться. Например, при избыточной плотности электронной эмиссии будет быстро уменьшаться электрическое поле, втягивающее электроны в ионный пучок, который можно рассматривать как нагрузку, шунтирующую емкость летательного аппарата. В приложении В показано, что полное сопротивление (импеданс) этой нагрузки флуктуациям электронного тока имеет активную составляющую и, следовательно, будет оказывать стабилизирующее действие.

Аналогичный анализ, проведенный для области ловушки, показывает, что допустимые частоты колебания потенциала в ловушке имеют порядок

частоты электронной плазмы, которая много выше по сравнению с временем прохождения ионов через ловушку¹⁾. Это обратно тому часто встречающемуся положению, когда ионы улавливаются электронным пучком [6, 7] и неустойчивость является следствием того, что колебания могут происходить с частотой ионной плазмы, а время прохождения пучка мало.

На практике даже на границе ловушки всегда существует некоторое распределение начальных скоростей электронов. Этим исключается особенность функции распределения плотности заряда у источника электронов,



Фиг. 6. Кривые скорости, потенциала, напряженности поля и плотности заряда для электронной эмиссии, направленной по нормали к ионному потоку.

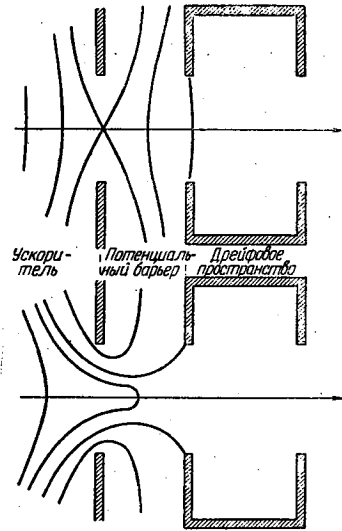
а потенциал летательного аппарата приближается к потенциалу космического пространства. Для количественного описания этого явления мы должны конкретизировать схему источника электронов. Ниже предполагается, что электроны поступают в ионный пучок за нейтрализующим электродом главным образом путем диффузии сквозь плоскость этого электрода. Эта плоскость действует как зонд Лангмюра, находящийся под плавающим потенциалом. Если движение электронов в ловушке может рассматриваться как полностью хаотичное, а их плотность — однородной, их средний ток в любом направлении, $ne \langle v \rangle / 4$, должен быть равен ионному току, для чего требуется, чтобы средняя скорость движения электронов была в 4 раза больше скорости ионов $\langle v \rangle = 4V$, что соответствует легко достижимым температурам источника. Однако на этой стадии неясно, может ли движение электронов в ловушке стать полностью хаотичным с максвелловским распределением скоростей. Кроме того, имеется другой механизм, способствующий дрейфу электронов вниз по потоку ионов, — это «сопротивление трения», являющееся следствием многократных столкновений с движущимися ионами. Этот процесс в конечном счете приведет к «охлаждению» электронного облака и уменьшит скорость дрейфа до скорости ионов ($\langle v \rangle = V$).

¹⁾ Автор имеет в виду значительное превышение времени прохождения ионов через ловушку в сравнении с периодом колебаний ее потенциала. — Прим. ред.

ОСОБЕННОСТИ РЕАЛЬНОГО ПРОЦЕССА

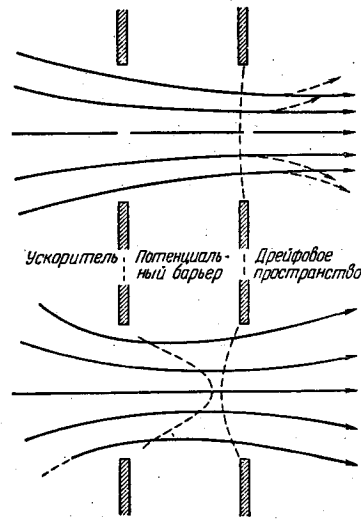
Для рассматриваемой в этой работе системы весьма важно разработать общий метод теоретического анализа, основанный на статистической механике, взамен предложенного выше полунтуитивного подхода.

Однако любой чисто теоретический подход также оказывается недостаточным. Так, например, не известно истинное значение критерия захвата и определить его можно только из эксперимента. Наши предварительные



Фиг. 7. Условие сохранения области нейтрализации.

Нейтральная область может быть сохранена только при наличии замкнутой эквипотенциальной поверхности (верхняя схема).



Фиг. 8. Границы области нейтрализации.

Граница области нейтрализации должна совпадать с геометрическим местом точек начала параллельных коллимированных траекторий.

эксперименты в этом направлении обнадеживают, но результаты не являются окончательными. Каким бы строгим ни был одномерный анализ, он дает лишь качественное физическое представление о процессе в целом. Ионные пучки, используемые в целях создания тяги, всегда будут иметь конечный поперечный размер. Это усложняет реальную картину явления. Хотя мы и рассматривали электроды, имеющие форму сеток, на практике используются конфигурации ускорителя, сходные с электронной пушкой Пирса. Следует найти способ формирования дрейфовой области, удерживающей электроны без помощи сеток, при этом электроны должны вводиться с периферии пучка.

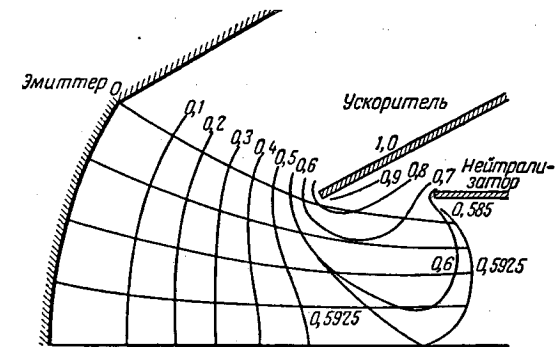
Подобная задача возникала и при конструировании некоторых электронных ламп, в которых длинные плотные пучки электронов поддерживаются путем использования захвата положительных ионов для уменьшения расходимости пучка под действием пространственного заряда. Два основных требования к таким конструкциям приведены в работе [8].

Рассмотрим дрейфовое пространство, образованное диафрагмами, установленными параллельно в области за электродом, ускоряющим ионы (фиг. 7). При бессеточном дрейфовом пространстве для удержания электронов потенциальный барьер должен полностью перекрывать отверстие диафрагмы. В противном случае электроны будут проникать в область ускорения ионов,

уходя из ловушки и бомбардируя эмиттер ионов. Другими словами, потенциальный барьер должен распространяться до самой оси системы; разность потенциалов между ускоряющим и дрейфовым электродами должна быть достаточной для полного запираания электронов.

Второе требование, относящееся к положению границ объема, содержащего захваченные электроны, заключается в том, что эквипотенциальная поверхность, имеющая потенциал дрейфового электрода, должна совпадать с геометрическим местом точек, в которых траектории ионов становятся параллельными оси (фиг. 8). Так как за этой поверхностью после заполнения ловушки электронами поле уже отсутствует, ионы будут сохранять скорости, с которыми они входят в ловушку, образуя коллимированный (параллельный) поток. Невозможность удовлетворения этого требования может быть обусловлена лишь неоднородной плотностью ионов в дрейфовом пространстве.

Положение граничной эквипотенциальной поверхности будет зависеть не только от распределения положительного пространственного заряда ионов слева от нее, но и от количества отрицательных зарядов, накопленных в ловушке. Следовательно, форма границы будет меняться до тех пор, пока не заполнится ловушка. Сама величина потенциального барьера будет также изменяться до тех пор, пока в ловушке не будет достигнуто равновесие.



Фиг. 9. Эквипотенциальные кривые и траектории ионов в ускоряющей области и области потенциального барьера в трехэлектродном ускорителе ионов.

Поэтому точный расчет соответствующей конфигурации системы захвата нейтрализующих электронов, который проводится методом последовательных приближений, не может быть отделен от расчета ионной пушки. Должны быть известны траектории ионов перед ловушкой и определена глубина потенциальной ямы. Следует обратить особое внимание на то, чтобы избежать «турбулентности» потока и обеспечить его коллимацию. Это необходимо вследствие трудности получения устойчивого захвата электронов при неоднородной плотности ионов, проходящих через дрейфовую область.

На фиг. 9 показан один из этапов расчета формы электродов методом моделирования на электролитической ванне переменной глубины [9], но не показана вся дрейфовая область, ограниченная плоскими поверхностями, параллельными потоку ионов. Для этой конфигурации, если конечная энергия ионов должна равняться 6 кэв, ускоряющее напряжение равно 10,3 кэв, хотя электронный барьер на оси составляет лишь 80 в. Параллельность показанного на фиг. 9 пучка, по-видимому, удовлетворительна.

ВЫВОДЫ

Предполагается, что рассмотренное явление захвата электронов между вспомогательным и ускоряющим электродами может быть использовано для достижения как нейтрализация поля, так и тока в электростатическом двигателе, если эмиссия источника электронов ограничена величиной, соответствующей ионному току.

Конфигурация электродов должна быть такой, чтобы полностью обеспечивались как удержание электронов, так и коллимация траекторий ионов, входящих в дрейфовую область.

Приложение А

УСЛОВИЯ УДЕРЖАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМОЙ [5]

Пусть положительное направление оси x совпадает с направлением потока ионов с плотностью тока J_1 , движущегося перпендикулярно сетке или пронизываемой тонкой пластине, имеющей нулевой потенциал и лежащей в плоскости yz , проходящей через начало координат. Предположим, что поперечные размеры потока очень велики или бесконечны, так что потенциал является функцией только x . Можно считать, что поток ионов J_1 создается плоским эмиттером, расположенным на расстоянии d_0 слева от начала координат и находящимся под потенциалом $+\phi_0^1$. Эти величины связаны законом Чайлда

$$J_1 = 4\epsilon_0 \sqrt{2H} \frac{\phi_0^{3/2}}{9d_0^2} \tag{1}$$

Справа от начала координат этот распространяющийся ионный поток будет создавать некоторую местную плотность заряда. Однако не только он определяет плотность заряда в этой области; здесь могут иметь место явления отражения ионов и попадания их на поверхности электродов, могут возникать источники и стоки заряда (например, вследствие перезарядки), наконец, в поток могут вводиться электроны.

Составляющая плотности заряда, связанная с поступающим ионным потоком в точке с потенциалом ϕ , измеренным относительно ускоряющей сетки, равна

$$Q_1 = \frac{J_1}{\sqrt{2H}(\phi_0 - \phi)} \tag{2}$$

Заметим, что если происходит отражение этого потока, то плотность заряда будет увеличиваться, хотя результирующая плотность тока упадет. Однако полная плотность заряда Q не обязательно равна Q_1 . Представим Q в виде

$$Q = kQ_1, \tag{3}$$

где коэффициент k учитывает специфические особенности рассматриваемой задачи.

¹⁾ Так как траектории ионов должны преломляться в окрестности любого разрыва электрического поля, фактически в области слева от начала координат поток не может быть параллельным. Однако в системе бесконечной поперечной протяженности (одномерной) это не имеет значения.

Для общности анализа введем безразмерные переменные

$$\psi = \frac{\phi}{\phi_0}, \tag{4}$$

$$\xi = \frac{x}{d_0}.$$

Уравнение Пуассона записывается в виде

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{Q}{\epsilon_0} = -\frac{kJ_1}{\epsilon_0 \sqrt{2H\phi_0}} (1 - \psi)^{-1/2} = \frac{\phi_0}{d_0^2} \cdot \frac{d^2\psi}{d\xi^2} \tag{5}$$

Учитывая (1), получаем

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} = -\frac{4}{9} k (1 - \psi)^{-1/2}. \tag{6}$$

Это выражение может быть проинтегрировано по $2d\psi$, в результате чего получим

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \pm \frac{4}{3} k^{1/2} [(1 - \psi)^{1/2} - \alpha^{1/2}]^{1/2}, \tag{7}$$

где знак перед корнем и постоянная интегрирования $\alpha^{1/2}$ определяют характер решения $\psi(\xi)$ (заметим, что $1 - \alpha$ является значением ψ , при котором потенциал может иметь максимум). Для определения α необходимо конкретизировать физические граничные условия, которые задаются на электроде, расположенном в пространстве справа от начала координат. Однако изолированный в космическом пространстве летательный аппарат не может иметь такого электрода; установка дополнительной сетки параллельно первой приведет к столь же неопределенной задаче по другую сторону от ее плоскости. Можно задать лишь величину ψ при ξ , стремящемся к ∞ ; она зависит от абсолютного потенциала летательного аппарата, определяемого его предсторней и уменьшающегося по мере ухода ионов из аппарата (если только посредством нейтрализации ионного тока не достигнуто условие $k = 0$). Поскольку равенство $\psi = 1$ соответствует полному торможению ионов, то, очевидно, мы не сможем длительно поддерживать эмиссию ионов, если не обеспечим условие $k = 0$ при $\xi \approx 1$.

Задача состоит в том, чтобы создать область относительно стабильных электронов посредством размещения в сечении ξ_n нейтрализующей сетки, способной эмиттировать электроны и поддерживаемой под потенциалом ψ_n (который не должен превышать единицу, чтобы ионы могли достичь его, а также не может быть отрицательным, поскольку электроны не должны попадать на эмиттер ионов). Слева от сетки должна существовать область положительного градиента потенциала, обусловленного ионным пространственным зарядом между нейтрализующим и ускоряющим электродами; в этом же промежутке достигается максимум потенциала.

Из уравнения (7) видно, что максимальное значение ψ равно $1 - \alpha$. Оно реализуется при некотором значении $\xi = \xi_m$; для удержания электронов необходимо, чтобы: $0 < \xi_m < \xi_n$; $0 < \alpha < 1$; $\psi_n < 1 - \alpha$, т. е. максимум потенциала должен иметь место между двумя сетками. Тогда уравнение (7) следует записать в виде

$$0 < \xi < \xi_m : \frac{d\psi}{d\xi} = + \frac{4}{3} k^{1/2} [(1 - \psi)^{1/2} - \alpha^{1/2}]^{1/2}, \tag{8}$$

$$\xi_m < \xi < \xi_n : \frac{d\psi}{d\xi} = - \frac{4}{3} k^{1/2} [(1 - \psi)^{1/2} - \alpha^{1/2}]^{1/2}. \tag{9}$$

Интегрируя $d\psi/d\xi$ в интервалах от $\psi=0$ до $\psi=1-\alpha$ и от $\psi=1-\alpha$ до $\psi=\psi_n$, найдем, что нейтрализующий электрод должен быть расположен в сечении с координатой

$$\xi_n = k^{-1/2} \{ (1 - \alpha^{1/2})^{1/2} (1 + 2\alpha^{1/2}) + [(1 - \psi_n)^{1/2} - \alpha^{1/2}] [(1 - \psi_n)^{1/2} + 2\alpha^{1/2}] \} \quad (10)$$

при условии, что его потенциал равен ψ_n , а максимальное значение потенциала в яме будет $1-\alpha$. Если некоторые ионы захватываются ускоряющей сеткой, то k вначале равно проницаемости сетки β и потому может быть меньше единицы уже до начала заполнения ловушки.

Распределение потенциала симметрично относительно максимума, который имеет место в сечении

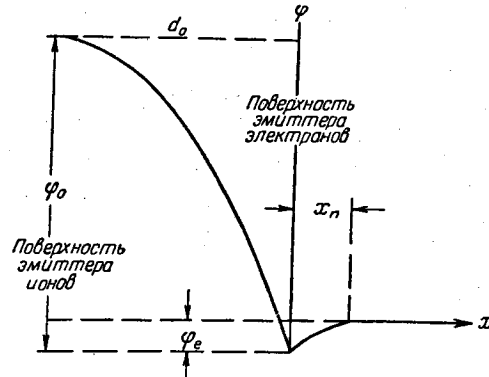
$$\xi_m = k^{-1/2} [(1 - \alpha^{1/2})^{1/2} (1 + 2\alpha^{1/2})], \quad (11)$$

однозначно определяемом самой величиной этого максимума. Если желательно получить потенциальную яму небольшой глубины, дрейфовое пространство следует сделать коротким; увеличение его длины влечет за собой рост глубины потенциальной ямы для электронов. Когда ловушка заполнится электронами (предположим, что заполнение носит однородный характер), величина k уменьшается для всех ξ , больших ξ , при котором ψ впервые достигает ψ_n . После этого длина дрейфовой области может быть увеличена.

Приложение Б

ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОННЫЙ ПОТОК С ПЛОСКОГО ИСТОЧНИКА, НОРМАЛЬНОГО К ПОТОКУ

Рассмотрим неограниченный плоский эмиттер ионов с потенциалом ψ_0 относительно параллельного ему плоского эмиттера электронов, который предполагается допускающим беспрепятственное прохождение ионов без взаимодействия с электронным эмиттером.



Фиг. 10. Кривая распределения потенциала для системы, рассматриваемой в приложении Б.

Пусть начальная скорость электронов равна нулю, а эмиссия их происходит только в сторону удаления от источника ионов, т. е. в направлении $x > 0$. Эмиттер ионов расположен в плоскости $x = -d_0$, а эмиттирующая

электроны поверхность в плоскости $x = 0$ (проходящей через начало координат) (фиг. 10).

Примем, что плотность ионного тока J ограничена пространственным зарядом

$$J = \frac{4e_0 \sqrt{2H} \varphi_0^{3/2}}{9d_0^2}, \quad (1)$$

где H — отношение заряда иона к его массе.

Ионы проходят через плоскость $x = 0$ со скоростью

$$V_0 = \sqrt{2H\varphi_0}. \quad (2)$$

В стационарном режиме потенциал является функцией только x . Справа от начала координат присутствуют и ионы и электроны. Найдем распределение потенциала $\varphi(x)$. Заметим, что источник электронов имеет потенциал φ_e , равный потенциалу летательного аппарата, который может и отличаться от потенциала космического пространства $\varphi = 0$.

Скорости ионов и электронов при $x > 0$ равны соответственно

$$V = [2H(\varphi_0 + \varphi_e - \varphi)]^{1/2} \quad (3)$$

и

$$v = [2\eta(\varphi_e - \varphi)]^{1/2}, \quad (4)$$

где η — отношение заряда электрона к его массе. Соответствующие плотности заряда и тока будут:

для ионов

$$J = Q [2H(\varphi_0 + \varphi_e - \varphi)]^{1/2}, \quad (5)$$

для электронов

$$j = q [2\eta(\varphi_e - \varphi)]^{1/2}. \quad (6)$$

Потенциал и плотности зарядов связаны уравнением Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{e_0}(Q + q), \quad (7)$$

которое в рассматриваемом случае с учетом выражений (5) и (6) примет вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{J}{e_0 [2H(\varphi_0 + \varphi_e - \varphi)]^{1/2}} - \frac{j}{e_0 [2\eta(\varphi_e - \varphi)]^{1/2}}. \quad (8)$$

Вне летательного аппарата отсутствуют какие-либо стоки или источники тока, так что J и j постоянны. Кроме того, потенциал летательного аппарата φ_e будет изменяться, если имеет место результирующий ток любого знака.

$$\frac{d\varphi_e}{dt} = -\frac{1}{C} \int (J + j) ds, \quad (9)$$

где C — емкость летательного аппарата.

Для поддержания стационарного состояния следует поставить граничные условия:

$$J + j = 0, \quad (10)$$

$$\varphi' = \varphi = 0 \quad \text{при} \quad x \rightarrow \infty. \quad (11)$$

Интегрирование уравнения (8) несколько упрощается, если потенциал отсчитывать от потенциала летательного аппарата, т. е. положить

$$\psi = \varphi - \varphi_e. \quad (12)$$

Сделав эту подстановку и учитывая условие (10), получим

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right) = - \frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{2H}} \left[(\varphi_0 - \psi)^{-1/2} - \sqrt{\frac{H}{\eta}} (-\psi)^{1/2} \right], \quad (13)$$

которое может быть проинтегрировано по $2d\psi$:

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = \frac{4J}{\epsilon_0 \sqrt{2H}} \left[(\varphi_0 - \psi)^{1/2} - \sqrt{\frac{H}{\eta}} (-\psi)^{1/2} \right] + \alpha. \quad (14)$$

Обычно при рассмотрении задач о распределении пространственного заряда на этой стадии решения предполагается, что электрическое поле у эмиттера электронов должно обращаться в нуль. Это позволяет определить постоянную интегрирования α [10]. Однако это условие не согласуется с условием (11). Правильнее будет потребовать, чтобы

$$\psi \rightarrow -\varphi_e, \quad \psi \rightarrow 0,$$

откуда получим

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = \frac{4J}{\epsilon_0 \sqrt{2H}} \left[(\varphi_0 - \psi)^{1/2} - (\varphi_0 + \varphi_e)^{1/2} - i \sqrt{\frac{H}{\eta}} (\psi^{1/2} - i\varphi_e^{1/2}) \right]. \quad (15)$$

Приближенно уравнение (15) можно заменить следующим:

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = \frac{4J}{\epsilon_0 \sqrt{2H}} \left[-\frac{\psi + \varphi_e}{2\sqrt{\varphi_0}} + i \sqrt{\frac{H}{\eta}} (i\sqrt{\varphi_e} - \sqrt{\psi}) \right]. \quad (16)$$

Согласно выражениям (3) и (4), коэффициент $(H/\eta)^{1/2}$ можно заменить $(\varphi_e/\varphi_0)^{1/2}$, в результате чего это уравнение преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \frac{(d\psi)^2}{dx} &= \frac{2J}{\epsilon_0 \sqrt{2H\varphi_0}} [-\psi - 3\varphi_e - 2i\varphi_e^{1/2}\psi^{1/2}] = \\ &= \frac{2J}{\epsilon_0 \sqrt{2H\varphi_0}} (-\varphi_e) \left[1 - \left(\frac{\psi}{\varphi_e} \right)^{1/2} \right] \left[3 + \left(\frac{\psi}{\varphi_e} \right)^{1/2} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Извлекая квадратный корень и разделяя переменные, получим

$$\left[\frac{2J(-\varphi_e)}{\epsilon_0 \sqrt{2H\varphi_0}} \right]^{1/2} x = \int \frac{d\psi}{\sqrt{1 - (\psi/\varphi_e)^{1/2}} \sqrt{3 + (\psi/\varphi_e)^{1/2}}}. \quad (18)$$

Это выражение упрощается подстановкой $\psi/\varphi_e = (y^2 - 3)^2$. Используя выражение (1), можно связать коэффициент перед x с длиной ускоряющего промежутка d_0

$$\begin{aligned} C + \frac{\sqrt{2}}{3} \left(\frac{-\eta}{H} \right)^{1/2} \frac{x}{d_0} &= -2 \arcsin \frac{1}{2} \times \\ &\times \left[3 + \left(\frac{\psi}{-\varphi_e} \right)^{1/2} \right]^{1/2} - \left[3 + \left(\frac{\psi}{-\varphi_e} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \left[1 - \left(\frac{\psi}{-\varphi_e} \right)^{1/2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Наконец, воспользовавшись условием $\psi = 0$ при $x = 0$, получим

$$\begin{aligned} \frac{x}{6\sqrt{2}d_0} \left(\frac{-\eta}{H} \right)^{1/2} &= \frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{\pi}{3} - \arcsin \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \left(\frac{\psi}{-\varphi_e} \right)^{1/2} \right]^{1/2} - \\ &- \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \left(\frac{\psi}{-\varphi_e} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \left[1 - \left(\frac{\psi}{-\varphi_e} \right)^{1/2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Этим соотношением дается связь потенциала $\varphi = \psi + \varphi_e$ с расстоянием от эмиттера электронов, выраженным в долях величины x_1 , равной

$$x_1 = 6\sqrt{2} \left(\frac{H}{-\eta} \right)^{1/2} d_0. \quad (21)$$

На фиг. 6 показано результирующее распределение потенциала, скорости электронов, напряженности электрического поля и плотности заряда.

Таким образом, задача допускает стационарное решение, когда потенциал φ_0 летательного аппарата постоянен и имеет небольшое отрицательное значение, достаточное для ускорения электронов до скорости ионов. Токи ионов и электронов остаются равными, следовательно, потенциал летательного аппарата сохраняется постоянным. Плотности зарядов ионов и электронов в конце концов также становятся равными, а следовательно, в пучке за пределами области ускорения электронов отсутствуют макроскопические электрические поля. В самой же области ускорения электронов электрическое поле убывает по линейному закону, обращаясь в нуль на расстоянии

$$x_n = 0,342x_1 \quad (22)$$

от плоскости, эмиттирующей электроны. Это очень короткое расстояние, так как в x_1 входит множитель $(H/-\eta)^{1/2}$. Напряженность поля у плоскости, эмиттирующей электроны, равна

$$E(0) = - \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{\psi=0} = 8\sqrt{3} \frac{\varphi_e}{x_n}. \quad (23)$$

Приложение В

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПРОЦЕСС

Рассмотрим нестационарный режим в системе, исследованной в приложении Б. Тот факт, что существует стационарное решение, еще не гарантирует устойчивость процесса. В частности, в начальный период работы возможно неравенство ионного и электронного токов и описанное выше стационарное состояние может быть достигнуто лишь, если самому этому состоянию присуща устойчивость.

Потоки электронов и ионов в одномерном пучке описываются следующей системой уравнений динамики:

Уравнение неразрывности ионного потока

$$\frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial t} = 0. \quad (1)$$

Уравнение неразрывности электронного потока

$$\frac{\partial j}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial t} = 0. \quad (2)$$

Уравнение движения электронов

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\eta \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (3)$$

Уравнение движения ионов

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} = -H \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (4)$$

Уравнение поля

$$-\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = Q + q. \quad (5)$$

В качестве функции, описывающей колебания какой-либо величины, введем

$$F = \exp(\alpha x + i\beta t). \quad (6)$$

Каждую из переменных, описывающих систему, представим в виде суммы малого нестационарного добавка (с индексом 1) и стационарной величины (с индексом 0), относительно которой и происходят колебания данной переменной

$$q = q_0 + q_1 F, \quad (7)$$

$$Q = Q_0 + Q_1 F, \quad (8)$$

$$v = v_0 + v_1 F, \quad (9)$$

$$V = V_0 + V_1 F, \quad (10)$$

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 F, \quad (11)$$

$$j = j_0 + j_1 F = j_0 + (v_0 q_1 + v_1 q_0) F, \quad (12)$$

$$J = J_0 + J_1 F = J_0 + (V_0 Q_1 + V_1 Q_0) F. \quad (13)$$

Операторы дифференцирования равны соответственно

$$\frac{\partial}{\partial x} = \alpha, \quad \frac{\partial}{\partial t} = i\beta. \quad (14)$$

Подставляя переменные в форме (6)–(10) в уравнения (1)–(5) и линеаризуя их путем отбрасывания произведений малых величин, получим

$$J_1 + i\beta Q_1 = (\alpha V_0 + i\beta) Q_1 + \alpha Q_0 V_1 = 0, \quad (15)$$

$$j_1 + i\beta q_1 = (\alpha v_0 + i\beta) q_1 + \alpha q_0 v_1 = 0, \quad (16)$$

$$i\beta V_1 + \alpha V_0 V_1 = V_1 (\alpha V_0 + i\beta) = -H \alpha \varphi_1, \quad (17)$$

$$i\beta v_1 + \alpha v_0 v_1 = v_1 (\alpha v_0 + i\beta) = -\alpha \eta \varphi_1, \quad (18)$$

$$-\varepsilon_0 \alpha^2 \varphi_1 = Q_1 + q_1. \quad (19)$$

Система уравнений (15)–(18) может быть разрешена относительно q_1 и Q_1 путем исключения v_1 и V_1 . В результате получим

$$q_1 = \frac{\alpha q_0 v_1}{\alpha v_0 + i\beta} = \frac{\alpha^2 \varphi_1 q_0 \eta}{(\alpha v_0 + i\beta)^2}, \quad (20)$$

$$Q_1 = \frac{-\alpha Q_0 V_0}{\alpha V_0 + i\beta} = \frac{\alpha^2 \varphi_1 Q_0 H}{(\alpha V_0 + i\beta)^2}. \quad (21)$$

Подстановка этих выражений в уравнение (19) дает

$$\alpha^2 \varphi_1 = \left[\frac{H Q_0}{\varepsilon_0 (\alpha V_0 - i\beta)^2} + \frac{\eta q_0}{\varepsilon_0 (\alpha v_0 - i\beta)^2} \right] \alpha^2 \varphi_1. \quad (22)$$

В стационарном состоянии, когда $\varphi_0 = 0$; $v_0 = V_0$; $Q_0 = -q_0$, уравнение (22) примет вид

$$\alpha^2 \varphi_1 = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 (\alpha V_0 - i\beta)^2} (H + \eta) \alpha^2 \varphi_1. \quad (23)$$

Последнее имеет решения

$$\alpha^2 = 0 \text{ и } \varphi_1 = 0. \quad (24)$$

Следовательно, при правильном начальном смещении пучок будет сохранять однородность.

Если скорость электронов отличается от скорости ионов (что может быть в ускоряющем промежутке, длина которого, как показано в приложении Б, очень мала), то в уравнении (22) $J_0 = -j_0$, но $V_0 \neq v_0$ и

$$\alpha^2 \varphi_1 = \frac{J_0}{\varepsilon_0} \left[\frac{H/V_0}{(\alpha V_0 - i\beta)^2} - \frac{\eta/v_0}{(\alpha v_0 - i\beta)^2} \right] \alpha^2 \varphi_1. \quad (25)$$

Это уравнение, кроме тривиальных, имеет еще решение вида

$$\frac{H J_0 / V_0}{\varepsilon_0 (\alpha V_0 - i\beta)^2} - \frac{\eta J_0 / v_0}{\varepsilon_0 (\alpha v_0 - i\beta)^2} = 1, \quad (26)$$

которое можно представить, используя выражения для частот ионной и электронной плазмы

$$\Omega = \left(\frac{J_0 H}{\varepsilon_0 V_0} \right)^{1/2}, \quad \omega = \left(\frac{-J_0 \eta}{\varepsilon_0 v_0} \right)^{1/2} \quad (27)$$

в следующей форме:

$$\frac{\Omega^2}{(\alpha V_0 - i\beta)^2} - \frac{\omega^2}{(\alpha v_0 - i\beta)^2} = 1. \quad (28)$$

Если скорость электронов равна нулю, имеем случай, сходный с рассмотренным в работе [6]. Разрешая (28) относительно α при $\omega \gg \Omega$, получим

$$\alpha = -\frac{i\beta}{V_0} \pm \frac{i\Omega}{V_0} \left(1 - \frac{\omega^2}{\beta^2} \right)^{-1/2}. \quad (29)$$

Следовательно, нестационарные возмущения [уравнение (6)] имеют вид

$$F = \exp \left[\pm \frac{\Omega}{V_0} \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 1 \right)^{-1/2} x \right] \cdot \left[\exp \left(-\frac{i\beta x}{V_0} + i\beta t \right) \right]. \quad (30)$$

Если $\beta < \omega$, то выражение (30) описывает две волны, движущиеся вправо со скоростью ионов, причем амплитуда одной из них затухает, а другой возрастает. При $\beta > \omega$ амплитуды постоянны.

Теперь можно рассмотреть взаимодействие пучка и летательного аппарата. Летательный аппарат представляет собой некоторую емкость C , шунтируемую полным сопротивлением (импедансом) пучка. Ток проводимости в цепи направлен по траектории пучка, а ток смещения — в противоположном направлении, т. е. к летательному аппарату.

Из уравнений (15) и (16) находим

$$J_1 + j_1 + \frac{i\beta}{\alpha} (Q_1 + q_1) = 0. \quad (31)$$

Используя уравнения (20) и (21), имеем далее

$$J_1 + j_1 + i\beta \alpha \varphi_1 \left[\frac{H Q_0}{(\alpha V_0 + i\beta)^2} + \frac{\eta q_0}{(\alpha v_0 + i\beta)^2} \right] = 0. \quad (32)$$

Это выражение может быть записано в виде

$$J_1 + j_1 = \varphi_1 Y_b, \quad (33)$$

где

$$Y_b = -i\beta\alpha \left[\frac{HQ_0}{(\alpha V_0 + i\beta)^2} + \frac{\eta q_0}{(\alpha v_0 + i\beta)^2} \right] \quad (34)$$

представляет полную проводимость пучка, отнесенную к единице площади. Уравнение (33) аналогично закону Ома и связывает падение потенциала с результирующим током. Пользуясь выражениями для ионной и электронной плазменных частот, получим

$$Y_b = -i\beta\alpha\epsilon_0 \left[\frac{\Omega^2}{(\alpha V_0 + i\beta)^2} - \frac{\omega^2}{(\alpha v_0 + i\beta)^2} \right] = i\beta\alpha\epsilon_0. \quad (35)$$

За рассмотренной в приложении Б плоскостью, эмиттирующей электроны ($x=0$), полная проводимость пучка будет, очевидно, равна

$$Y_b = i\beta\alpha\epsilon_0 = \frac{\beta^2\epsilon_0}{V_0} \mp \frac{i\beta\Omega\epsilon_0}{V_0} \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 1 \right)^{-1/2} = G - i\beta \quad (36)$$

с активной проводимостью

$$G = \frac{\beta^2\epsilon_0}{V_0} \quad (36a)$$

и реактивной проводимостью

$$B = \pm \frac{\beta\Omega\epsilon_0}{V_0} \left(\frac{\omega^2}{\beta^2} - 1 \right)^{-1/2} \quad (36b)$$

при $\beta < \omega$, т. е. меньшем электронной плазменной частоты.

Реактивная проводимость положительна для возрастающей волны, отрицательна для затухающей и становится очень большой, когда β стремится к ω . Полная проводимость представляет собой целиком действительную величину при $\beta > \omega$. Летательный аппарат может рассматриваться как шунтированный чисто активным сопротивлением нагрузки.

В этом случае, следовательно, колебания потенциала летательного аппарата будут демпфироваться.

Фактически электроны неизбежно будут обладать начальной скоростью, т. е. скоростью эмиссии. В частном случае ($v_0 = V_0$) процесс устойчив, так как ионный пучок нейтрализован; взаимодействие его с летательным аппаратом отсутствует [уравнение (24)].

Внутри электронной ловушки условия иные. Ловушка имеет ограниченную протяженность, и ток дрейфующих электронов может быть много меньше ионного тока. Несколько изменяя использованные выше обозначения, запишем соответственно ионную и электронную плотности зарядов в виде

$$Q = Q_0 + Q_1, \quad q = q_0 + q_1, \quad (37)$$

где малые величины Q_1 , q_1 уже содержат зависящий от времени множитель $\exp(i\beta t)$. Соответствующие скорости равны

$$V = V_0 + V_1; \quad v = v_1. \quad (38)$$

По аналогии потенциал и напряженность поля имеют стационарную и колебательную компоненты, которые представим в виде

$$E = -\frac{\partial\varphi}{\partial x} = E_0 + E_1, \quad (39)$$

$$E_1 = -\frac{\partial\varphi_1}{\partial x}.$$

Уравнениями пространственного заряда будут [7]

$$Q_0 \frac{\partial V_1}{\partial x} + V_0 \frac{\partial Q_1}{\partial x} = 0 \quad \text{и} \quad q_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{\partial q_1}{\partial t} = 0. \quad (40)$$

Должны удовлетворяться условия неразрывности для ускорений

$$V_0 \frac{\partial V_1}{\partial x} = HE_1 \quad \text{и} \quad \frac{\partial v_1}{\partial t} = \eta E_1, \quad (41)$$

и поля

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_1}{\partial x} = Q_1 + q_1. \quad (42)$$

Так как потенциал в ловушке электронов обращается в нуль на ее границах (N , N' на фиг. 2), компонента φ_1 принимает вид

$$Q_1 = U \exp(i\beta t) \sin \alpha x, \quad (43)$$

где $\alpha = m\pi/L$, $m = 1, 2, 3, \dots$, а L — расстояние между плоскостями (NN'), ограничивающими дрейфовую область. Дифференцируя напряженность поля, получим

$$E_1 = -\alpha U \exp(i\beta t) \cos \alpha x, \quad (44)$$

откуда, учитывая (41), получим скорости]

$$V_1 = \frac{H}{V_0} \int E_1 dx = -\frac{H\alpha U}{V_0} \exp(i\beta t) \sin \alpha x,$$

$$v_1 = \eta \int E_1 dt = -\frac{\eta\alpha U}{i\beta} \exp(i\beta t) \cos \alpha x. \quad (45)$$

Подстановка этих выражений в уравнения (40) позволяет получить плотности заряда. Удовлетворяя условию (42), получим

$$\frac{Q_0 H}{\epsilon_0 V_0^2 \alpha^2} + \frac{q_0 \eta}{\epsilon_0 \beta^2} = 1,$$

или через частоты плазмы [выражения (27)]

$$\frac{\Omega^2}{(\alpha V_0)^2} - \frac{\omega^2}{\beta^2} = -1. \quad (46)$$

Граничное условие $\alpha = m\pi/L$ определяет допустимую частоту колебаний в ловушке

$$\beta = \omega \left[1 - \frac{\Omega^2 L^2}{m^2 \pi^2 V_0^2} \right]^{-1/2}. \quad (47)$$

При значениях L , в несколько раз превышающих длину ускоряющего ионы промежутка d_0 , применение закона Чайлда дает

$$\beta = \omega \left[1 - \frac{2\xi n^2}{9\pi^2 m^2} \right]^{-1/2}, \quad (48)$$

откуда видно, что возникающие колебания по частоте должны быть близки к колебаниям электронной плазмы. Время прохода иона через ловушку в сравнении с периодом колебаний очень велико. Поэтому трудно представить себе механизм, посредством которого флуктуация ионного тока может возбудить колебания в ловушке, тогда как флуктуации в источнике электронов или утечка электронов могут привести к возбуждению таких колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sellen J. M., Shelton H., «Neutralization Experiments on Broad Cesium Ion Beams», ARS preprint 1161-60, May 1960.
2. Fay C. E., Samuel A. L., Shockley W., On the Theory of Space Charge Between Parallel Plane Electrodes», *Bell System Techn. J.*, 17, 49—79 (Jan. 1938).
3. Kennard E. H., «Kinetic Theory of Gases», McGraw-Hill, N. Y., 1938, pp. 115—122.
4. Rossi B., «High Energy Particles», Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J., 1952, Sec. 2.15—2.16.
5. Spitzer L., Jr., «Physics of Fully Ionized Gases», Interscience Publishers, London, 1956, Sec. 5.1—5.2.
6. Pierce J. R., «Possible Fluctuations in Electron Streams Due to Ions», *J. Appl. Phys.*, 19, 231—236 (1948).
7. Jepsen R. L., «Ion Oscillations in Electron Beam Tubes, Ion Motion and Energy Transfer», *Proc. IRE*, 45, 1069—1080 (1957).
8. Ginzton G. L., Wadia B. H., «Positive-Ion Trapping in Electron Beams», *Proc. IRE*, 42, 1548—1554 (Oct. 1954).
9. Musson-Genon R., «Representation a la Cuve Electrolytique de l'Effet de Charge d'Espace Dans les Tubes a Vide», *Onde Electrique*, 28, 236—242 (1948).
10. Mirels H., Rosenbaum B., «Analysis of One-Dimensional Ion Rocket with Grid Neutralization», NASA TN D-266, March 1960.

Переходные и установившиеся режимы в цезиевых ионных пучках

Д. М. Селлен, м.л., Г. Шелтон

В работе рассматриваются переходные и установившиеся режимы в цезиевых ионных пучках. Сначала исследовались характеристики стационарных униполярных потоков, затем накопление уловленных электронов в ионных пучках при импульсном режиме. Рассмотрены колебательные процессы при переходном режиме в импульсных ионных пучках. Проведены эксперименты в установившихся ионных пучках при наличии колебательного процесса и в установившихся ионно-электронных пучках при отсутствии колебаний.

ВВЕДЕНИЕ

Ниже будет описан ряд экспериментов с широкими цезиевыми ионными пучками. Эти эксперименты относятся как к переходному, так и к установившемуся состояниям таких пучков с высоким первеансом. Применявшаяся методика и сами исследования являются продолжением и расширением программы изучения проблем нейтрализации зарядов. Результаты предварительных экспериментов представлены в ряде работ [1—3].

Эксперименты вскрыли сложный характер процессов, протекающих в таких ионных пучках. В некоторых случаях результаты допускают относительно простую интерпретацию, в то время как в других можно лишь предположить вероятный механизм явлений. Ниже будут сделаны также попытки объяснить поведение пучка и построить модель явления.

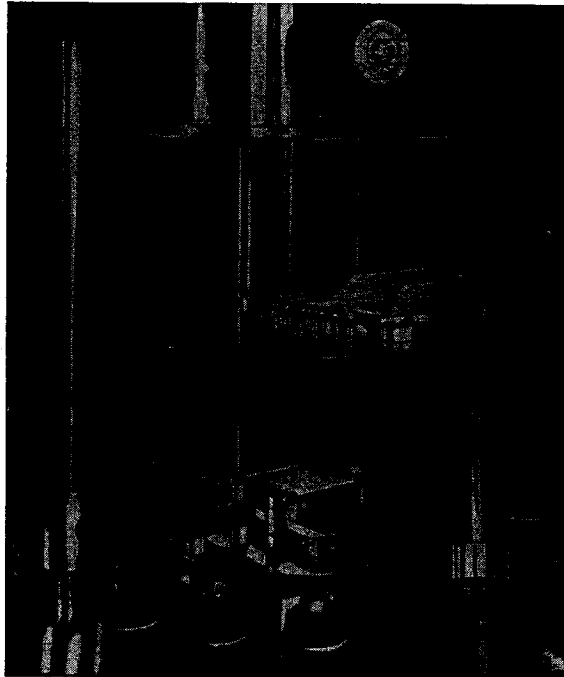
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Средства диагностики пучка, которыми пользовались в описываемых далее экспериментах, менялись в течение всего исследования в соответствии с характером эксперимента. Однако некоторые элементы являлись общими для всех экспериментальных устройств (фиг. 1 и 2).

Ионы образуются путем диффузии паров цезия через пористый вольфрамовый диск диаметром 25,4 мм. Нагревательный элемент, встроенный в алюминиевую вставку под источником, поддерживает температуру вольфрамовой поверхности около 1500° К. Ионы цезия, образующиеся на поверхности этого диска, ускоряются плоской ускоряющей сеткой из параллельных медных проволок диаметром 0,076 мм с шагом в плоскости сетки 0,76 мм. Сетка монтируется на прецизионном винтовом держателе, и ее положение над вольфрамовой поверхностью может быть установлено с точностью до 0,025 мм. Нити сетки натягиваются каждая индивидуально, чтобы избежать провисания сетки и гарантировать ее строгую параллельность относительно поверхности источника ионов.

Нити ускоряющей сетки протянуты за края пористого вольфрамового диска и наружного теплового экрана источника. Кроме того, медное кольцо, окружающее источник ионов и его тепловые экраны, проходит от основания верхней камеры до поверхности вольфрамового диска. Эта комбинация

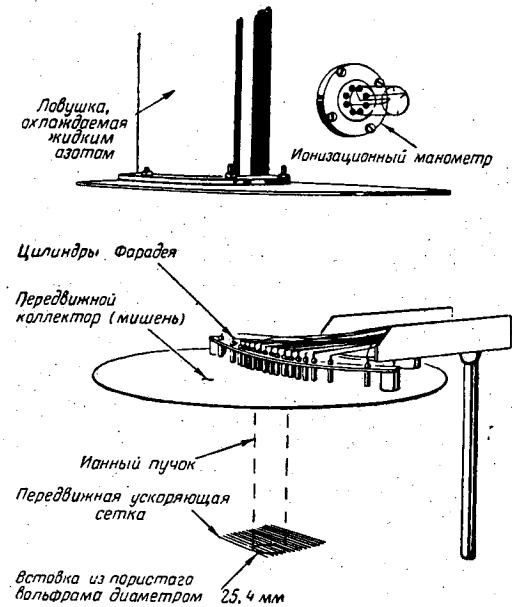
проводящих поверхностей, окружающих источник ионов, эффективно препятствует проникновению электрических полей из области высокого потенциала источника в область между ускорительной сеткой и коллектором. В первоначальных экспериментальных устройствах эти проникающие поля были главной причиной утечки электронов из области сетка — коллектор обратно к источнику ионов.



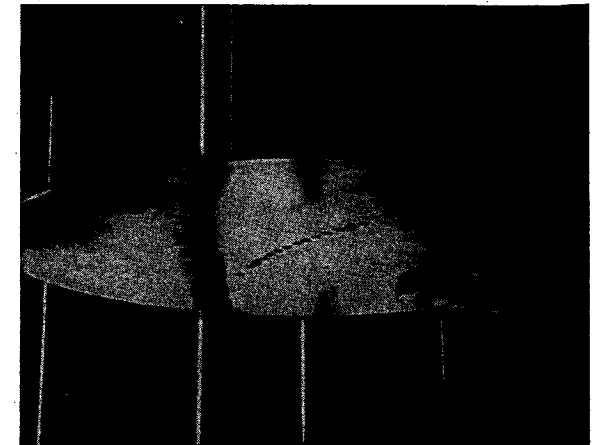
Ф и г. 1. Вид экспериментальной установки.

Здесь показаны: ионный источник, ускоряющая сетка, коллектор, ряд цилиндров Фарадея.

Ионы, полученные на поверхности вольфрамового диска и ускоренные сеткой, направляются на мишень (коллектор). Коллектор монтируется на ходовом винте, приводимом в движение мотором. На лицевой поверхности коллектора имеется ряд небольших отверстий (фиг. 26). Позади коллектора соосно с каждым из этих отверстий установлены цилиндры Фарадея. Сигнал от каждого такого цилиндра проводится по специальному кабелю в соединительную коробку, от которой выходные сигналы цилиндров могут быть выведены каждый отдельно или через механический коммутатор, прослеживающий выходные сигналы цилиндров с частотой 1 гц, или же при помощи переключающей цепи с электронно-лучевой регистрацией, которая может просматривать выходные сигналы цилиндров Фарадея со скоростями до 20 кгц. Эти сигналы дают распределение плотности тока в пучке ионов при данном положении коллектора. Такое распределение может быть обследовано при изменяющемся положении мишени или же при ее фиксированном положении может быть исследована зависимость этого



Ф и г. 2а. Схема экспериментальной установки, показанной на фиг. 1.



Ф и г. 2б. Вид на коллектор снизу, т. е. со стороны источника. Отверстия обеспечивают вход потока в цилиндры Фарадея, расположенные за коллектором.

распределения от времени. Наименьший возможный интервал времени между двумя полными последовательными регистрациями распределения плотности тока составил 50 мксек.

Ток на мишень (коллектор) подобным же образом подается на соединительную коробку, откуда он может быть передан для независимой регистрации или подан на механический либо электронный коммутатор регистратора плотности тока.

Экспериментальный источник, показанный на фиг. 1 и 2, окружен металлическим экраном, который образует внутреннюю часть проводящей поверхности. Снаружи экрана располагается колоколообразный колпак. Этот колпак образует рабочую (вакуумную) область диаметром ~457 и длиной ~762 мм. В этой области устанавливается охлаждаемая жидким азотом ловушка, к которой подсоединяется вымораживающая плита. Вторая вторая ловушка размещена ниже основания камеры перед входом в откачивающую систему. Вакуум контролируется двумя ионизационными манометрами. Первый размещен около нижней ловушки. Второй показан на фиг. 1. Стойка, поддерживающая манометр, проходит через двойной скользящий герметичный ввод, который допускает перемещение прибора вдоль большей части камеры.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Проведенные эксперименты могут быть разделены на четыре группы. Первая относится к стационарным неосциллирующим ионным пучкам. Поведение такого пучка вначале определяется динамикой частиц и полями пространственного заряда ионов, в то время как влияние отрицательных частиц (электронов), которые могут там присутствовать, очень незначительно. Вторая группа экспериментов связана с поведением импульсных ионных пучков в переходном режиме. В начале импульса поведение пучка соответствует униполярному и определяется одними ионами, а затем и сложными явлениями, связанными со взаимодействиями между ионами и электронами. После этого переходного периода в пучке может установиться колебательный режим. Третья группа экспериментов относится именно к таким установившимся колебательным режимам. Четвертая группа связана с устойчивыми пучками, в которых имеются как ионы, так и электроны и отсутствуют колебательные процессы.

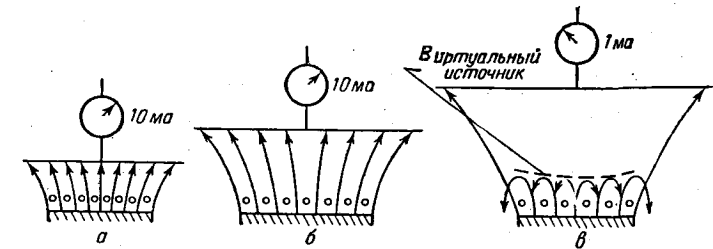
Установившиеся неосциллирующие ионные пучки

Такие ионные пучки начинаются в источнике, находящемся под потенциалом $V = V_0$ в точке с координатой $x = 0$. Затем идет разгон пучка ускорительной сеткой с потенциалом $V = 0$ и координатой $x = x_0$, после чего пучок направляется на мишень с потенциалом $V = 0$ и координатой $x = x_0 + x_1$. Основной интерес в этих экспериментах представляет изменение потока ионов на мишень при изменении расстояния x_1 между ускорительной сеткой и мишенью.

Для рассматриваемых ионных пучков первоначальный диаметр ионного пучка D_0 намного больше, чем ускоряющий промежуток x_0 . Отношение R диаметра D_0 к расстоянию x_0 назовем относительной шириной ионного пучка. Если $R \gg 1$, динамика пучка является достаточно близкой к динамике одномерного ионного потока. По одномерной теории проникновение ионного потока за ускорительную сетку в направлении мишени на расстояние, больше $2\sqrt{2}x_0$, невозможно из-за сил объемного заряда в ионном пучке [4]. Если мишень размещается близко к ускорительной сетке, то на

нее приходит полный ионный ток. Когда мишень удаляется (x_1 увеличивается), прохождение ионного пучка в пространстве между сеткой и мишенью затрудняется и при некоторой критической величине x_1 происходит резкое уменьшение тока, достигающего мишени. Возле ускорительной сетки образуется виртуальный источник, и основная масса ионов отражается обратно к источнику. Такое поведение ионного пучка при увеличении пространства между сеткой и мишенью показано на фиг. 3.

Кроме резкого уменьшения тока, достигающего мишени, здесь представляют интерес еще два других явления. Первое из них — радиальное расширение ионного пучка. Условие $R \gg 1$ (т. е. $D_0 \gg x_0$) — это условие,



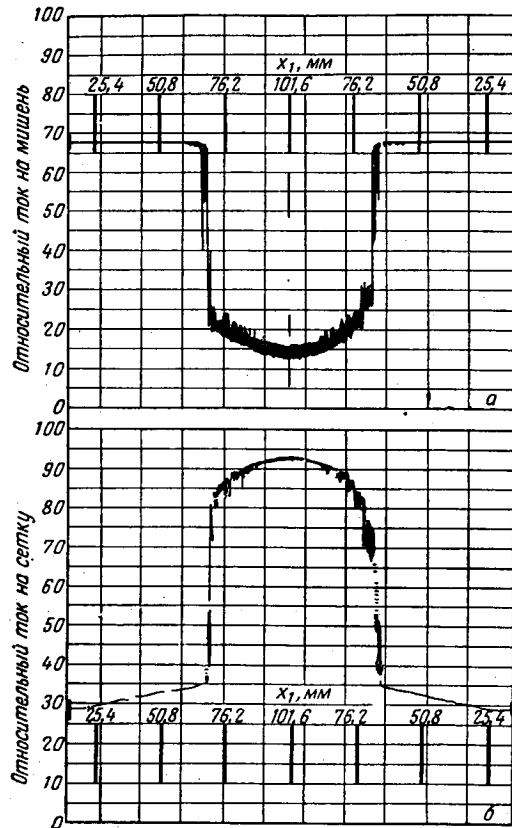
Ф и г. 3. Приблизительная форма ионного пучка при трех различных положениях коллектора.

а — при малом расстоянии до мишени; б — перед срывом потока; в — после срыва потока.
 а — полный ионный ток доходит до мишени, а пучок не проявляет сколько-нибудь заметного радиального расширения, обусловленного полями пространственного заряда; б — полный ионный ток доходит до коллектора, но пучок подвергается радиальному расширению силами пространственного заряда; в — образовался виртуальный источник в области между сеткой и коллектором. Ток на коллектор резко уменьшается, и большая часть ионов отражается назад к источнику.

позволяющее рассматривать поток ионов как одномерный. Однако было найдено, что имеет место некоторое радиальное расширение даже в пучках с большой относительной шириной, так как ионы «используют» любую возможность, чтобы пересечь пространство между сеткой и мишенью. Эти эффекты наиболее отчетливо видны, когда x_1 увеличивается до расстояния порядка D_0 . Второе явление, наблюдаемое при образовании виртуального источника, состоит в резком увеличении числа ионов, попадающих на ускорительную сетку. До образования виртуального источника сетка подвергается воздействию только выходящего потока ионов. После образования виртуального источника сетка захватывает долю как выходящих ионов, так и ионов, возвращающихся обратно. Кроме того, увеличение плотности пространственного заряда в области непосредственно за ускорительной сеткой создает такое распределение потенциала, которое увеличивает эффективную площадь захвата ионного тока нитями сетки. Экспериментальные записи ионного тока, достигающего мишени, и тока, который попадал на ускорительную сетку при изменении промежутка между сеткой и мишенью, приведены на фиг. 4. Эти результаты получены путем пропуска тока коллектора и тока на ускорительную сетку через самопишущий двухточечный прибор. Моторы, приводящий в движение самописец и вращающий ходовой винт мишени, включались одновременно. В течение первой половины записи расстояние между сеткой и мишенью увеличивалось. При $x_1 \approx 102$ мм мотор, вращающий ходовой винт мишени, реверсировался и, таким образом, x_1 в течение последующей половины записи уменьшалось.

На кривых фиг. 4 имеется ряд характерных особенностей. Первая из них — это резкое падение тока на мишень и резкое увеличение тока на ускорительной сетке при $x_1 \approx 68,5$ мм (когда x_1 увеличивается). В этой

точке образуется виртуальный источник. Когда x_1 продолжает увеличиваться, наблюдается дальнейшее медленное увеличение тока, попадающего на сетку. Ток на мишени падает медленнее, чем по закону $\sim x_1^{-2}$, соответствующему теории одномерного потока ионов. Несомненно здесь становится существенным эффект радиального расширения пучка.



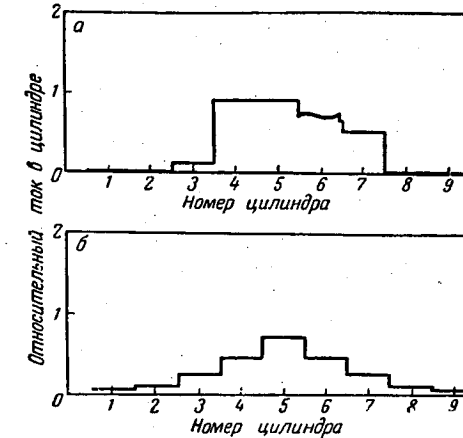
Ф и г. 4. Относительные ионные токи.

а — на мишень (100 ед. — 100 мкА); б — на ускоряющую сетку (100 ед. — 50 мкА). Расстояние x_1 между сеткой и коллектором меняется, а $x_0 = 2,54$ мм фиксировано; $V_0 = 40$ в.

Последующая половина кривой (для которой x_1 уменьшается) является приблизительно зеркальным отображением первой, когда x_1 увеличивается. Вблизи $x_1 \approx 68,5$ мм виртуальный источник исчезает, и полный ионный ток снова достигает мишени. На протяжении оставшейся части кривой ток на мишени остается постоянным и равным своей полной величине.

Постоянство ионного тока для участков кривой, где $x_1 < 68,5$ мм, еще не определяет одинакового распределения плотности тока в пучке ионов. С помощью системы цилиндров Фарадея, описанной ранее, были получены кривые распределения плотности пучка ионов при данном положении мишени. Две такие кривые показаны на фиг. 5, полученной по фотографиям выходного сигнала коммутатора на экране осциллографа, сделанным фото-

камерой Land'a. Для получения этих кривых выходные сигналы цилиндров Фарадея, снимаемые с коммутатора, подавались на вертикальные отклоняющие пластины. Горизонтальная развертка сигнала была синхронизирована с приводом коммутатора. На фиг. 5, а представлено распределение плотности тока, когда x_1 достаточно близко к 0. Для получения этой зависимости использовались 9 центральных цилиндров. Расстояния между цилиндрами составляли $\sim 6,3$ мм. Небольшая асимметрия распределения является следствием того, что соосность цилиндра 5 (центрального цилиндра



Ф и г. 5. Зависимость относительного тока, измеряемого цилиндрами Фарадея, от положения (номера) цилиндра для двух расстояний между сеткой и мишенью.

а — $x_1 \approx 0$; ток концентрируется в цилиндрах 4—7; б — $x_1 \approx 50,8$ мм; ток распространяется в более обширной области. Расстояние между цилиндрами 6,35 мм

системы) и источника ионов была установлена лишь с визуальной точностью. С ростом x_1 ионный пучок, достигающий мишени, становится более широким. На фиг. 5, б приведено распределение плотности тока при $x_1 \approx 50,8$ мм. При дальнейшем увеличении x_1 образуется виртуальный источник и сигналы от цилиндров становятся очень слабыми.

Данные, приведенные на фиг. 4 и 5, получены при $x_0 \approx 2,54$ мм и $V_0 = 40$ в. Известно, что область энергии ионов цезия, используемых для создания тяги, лежит значительно выше 40 эв. Пучки ионов со столь низкой энергией были использованы для того, чтобы свести до минимума эффекты от вторичных электронов, которые получают в результате ионной бомбардировки поверхности мишени и ускоряющей сетки. Кроме того, в ионных пучках со столь малой энергией не могут возникнуть глубокие потенциальные ямы в распределениях, связанных с пространственным зарядом, способствующие улавливанию вторичных электронов путем неупругих соударений. Однако и при таких низких энергиях ионов эффекты вторичных электронов полностью не исключаются. Видимо, за счет как радиального расширения, так и наличия некоторого количества уловленных электронов ионный пучок оказывается способным преодолеть промежуток от сетки до коллектора, в 20 раз превышающий длину ускоряющего промежутка. Чтобы образование виртуального источника имело место при $x_1 \approx 3x_0$, потребовалось снизить энергию ионов до ~ 20 эв. Эти экспериментальные факты подчеркивают трудности, которые создают вторичные

электроны при исследовании установившегося униполярного потока. При обстоятельствах, описанных в следующем разделе, времена, необходимые для того, чтобы электроны, уловленные ионным пучком, почти полностью компенсировали влияние положительного объемного заряда, имеют порядок миллисекунды. Чтобы избежать неопределенности, вносимой электронами в результаты исследований униполярных стационарных пучков, требуется маложесткое ограничение по энергии ионов, о которых говорилось выше.

Так, для исследования униполярного потока в случае образования виртуального источника оказалось необходимым выполнить следующие условия:

а) $R \gg 1$. Только при большой относительной ширине ионного пучка может образоваться виртуальный источник. При малой относительной ширине уменьшается значение объемного заряда вследствие радиального расширения пучка.

б) $x_1 \gg x_0$. Даже при неблагоприятных обстоятельствах широкий ионный пучок может проходить пространство между сеткой и мишенью, в несколько раз превышающее x_0 . Для образования виртуального источника x_1 должно быть гораздо больше указанной величины.

в) V_0 — мало. Коэффициент вторичной электронной эмиссии для ионов высоких энергий, бомбардирующих поверхность мишени, свидетельствует о возможности быстрого накопления электронов в области ионного пучка. Этого можно избежать при использовании ионов с энергиями, меньшими пороговых, для вторичной электронной эмиссии.

Эти условия являются необходимыми, если возможность возвращения электронов из области ионного пучка к ионному источнику уменьшена вследствие эффективной изоляции области высокого потенциала у источника от области пучка. Однако в первоначальном экспериментальном устройстве ускорительная сетка была сконструирована так, что позволяла уловленным вторичным электронам покидать ионный пучок. Для такого устройства явления образования виртуального источника и возвращения ионов могли быть получены лишь для ионов с энергией порядка килоэлектронвольт.

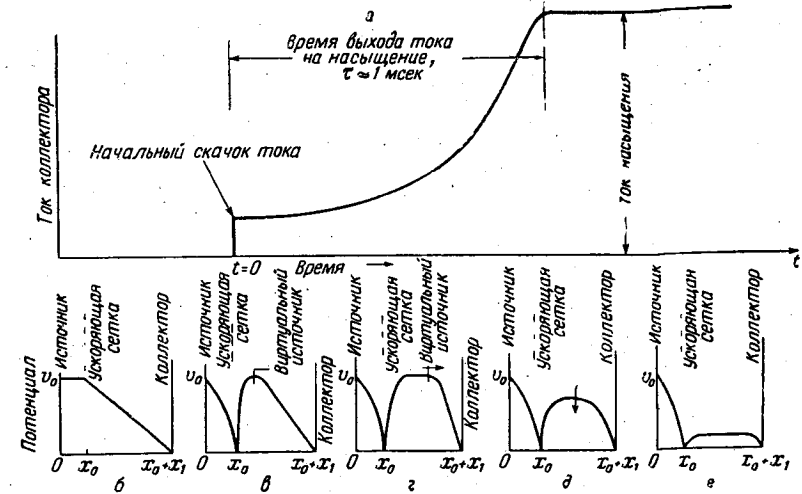
В описанной здесь экспериментальной установке возможности утечки электронов были уменьшены. Соответственно моделирование возникновения виртуального источника и исследование установившегося униполярного потока потребовали значительно большей строгости эксперимента.

Переходные процессы в импульсных ионных пучках

В первом разделе рассматривалось поведение установившихся неосциллирующих ионных пучков. Было показано, что электроны, которые могут быть уловлены положительным объемным зарядом этих ионных пучков, являются самым важным фактором, определяющим поведение ионов в случае, если не были приняты специальные меры, препятствующие образованию такого скопления уловленных отрицательных зарядов. При типичных лабораторных условиях наиболее вероятно, что такие уловленные электроны существуют и являются важнейшим фактором, влияющим на поведение ионов.

В этом разделе рассматривается интервал времени от момента, когда ионный пучок только начинает ускоряться сеткой и направляется на мишень, до момента, когда накопление уловленных электронов полностью заканчивается, т. е. когда количество уловленных отрицательных зарядов становится равным по величине количеству ионов в интервале между сеткой и мишенью. Эта часть работы является продолжением и развитием ранее полученных результатов [2]. Во всех случаях рассматриваются широкие ионные пучки ($R \gg 1$).

В момент, предшествующий импульсу ионного пучка, на ускорительную сетку подается такой потенциал, при котором пространство между сеткой и мишенью очищается от всех видов заряженных частиц. Напряжение сетки затем сбрасывается до $V = 0$. Изменение напряжения сетки происходит за время < 1 мксек. Когда $x_1 \gg x_0$, зависимость тока на мишени от времени, соответствующая импульсу ионного пучка, имеет в общем форму, показанную на фиг. 6, а. Эта зависимость характеризуется тремя величинами: начальным скачком, временем выхода на насыщение τ и величиной тока насыщения (плато).



Ф и г. 6. Общий характер зависимости тока на мишени от времени для импульсного ионного пучка.

а — график зависимости тока от времени; начало импульса совпадает с моментом времени $t = 0$, относительная ширина пучка $R \gg 1$ и $x_1 \gg x_0$. б — е — предполагаемое (на основе интегральных экспериментальных данных) распределение потенциала в ионном пучке в отдельные моменты времени, соответствующие моментам времени на графике.

Начальный скачок представляет собой величину тока, попадающего на мишень сразу после начала импульса. В этот короткий интервал времени количество уловленных электронов еще недостаточно для оказания заметного воздействия на пучок ионов, который, таким образом, вначале ведет себя как униполярный. При $x_1 \gg x_0$ поля объемного заряда ионов приводят к образованию виртуального источника на расстоянии порядка x_0 за ускоряющей сеткой [4]. Ток, достигающий мишени, ограничен объемным зарядом и соответствует току между виртуальным источником с $V = V_0$, расположенным на расстоянии $\sim 2x_0$ от эмиттера, и мишенью с $V = 0$, расположенной в сечении $x_0 + x_1$. Следовательно, первоначальный ток на мишень приблизительно должен соответствовать $(V_0^{3/2}/x_1^2)$ и не зависеть от x_0 , пока $x_0 < D_0$ (где D_0 — первоначальный диаметр пучка). Зависимость амплитуды начального скачка тока от x_1 показана на фиг. 7. Эта зависимость описывается выражением

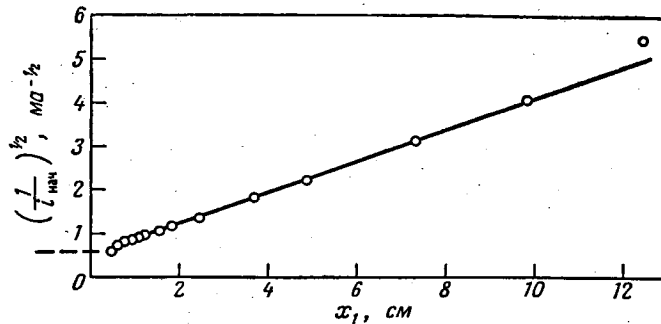
$$i_{\text{нач}} = \frac{k_1}{(x_1 + k_2)^2},$$

где k_2 — малая положительная величина. Наличие такой величины объясняется тем, что при $x_1 \rightarrow 0$ амплитуда начального скачка тока не возрастает

бесконечно, а может достигать лишь величины тока, ограниченной объемным зарядом и получаемой от источника ионов ускорительной сеткой, находящейся под потенциалом V_0 и расположенной на расстоянии x_0 . Пунктирная линия на вертикальной оси фиг. 7 показывает величину $(i_{\text{нач}})^{-1/2}$ при достижении полного прохождения ионного тока от источника на мишень. Наибольшее отклонение последней точки от прямой линии

$$\frac{k_1^{1/2}}{(i_{\text{нач}})^{1/2}} = x_1 + k_2$$

является результатом того, что для таких значений x_1 величина радиального расширения ионного пучка при его движении от виртуального источника к мишени становится весьма большой, а поэтому часть ионов проходит мимо мишени, снижая величину первоначального тока на мишень и, следовательно, увеличивая значение $(i_{\text{нач}})^{-1/2}$.



Фиг. 7. Зависимость амплитуды начального скачка тока от расстояния между сеткой и коллектором.
 $V_0 = 300$ в; $x_0 = 1,524$ мм.

Была исследована также зависимость амплитуды начального скачка тока от напряжения V_0 . При $x_0 \approx 2,54$ мм и $x_1 \approx 10x_0$ напряжение источника изменялось от 25 до 1200 в. В диапазоне более низких энергий (от 25 до ~ 200 в) $i_{\text{нач}}$ изменялось пропорционально $V_0^{1,52}$. Свыше 200 в эффекты вторичных электронов, покидающих коллектор и мигрирующих к другим элементам системы, приводили к зависимости, более близкой к $V_0^{1,89}$. Такое влияние вторичных электронов на зависимость $i_{\text{нач}}$ от V_0 не является неожиданным.

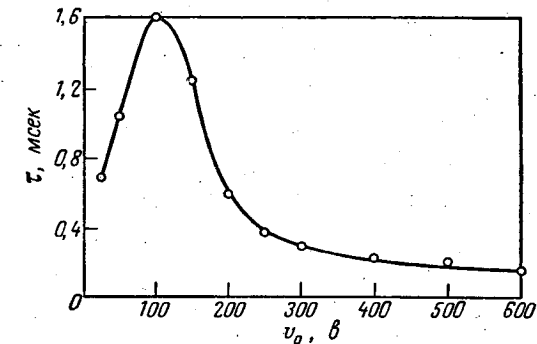
Последней исследовалась зависимость амплитуды начального скачка от x_0 . При изменении x_0 в два раза не было обнаружено никакого изменения в величине $i_{\text{нач}}$, которое можно было бы измерить. Эти результаты и результаты, описанные в предыдущих разделах, подтверждают ожидаемую зависимость $i_{\text{нач}} \sim (V_0^{3/2}/x_1^2)$ и вывод, что x_0 не влияет на $i_{\text{нач}}$. В течение этого периода времени поведение пучка точно соответствует поведению униполярного потока, а результирующее распределение потенциала в ионном пучке является таким, как указано на фиг. 6, в. На фиг. 6, б показано распределение потенциала перед началом импульса.

В период времени, следующий за началом импульса, ток на мишень начинает медленно расти. Ток, достигающий мишени, пока составляет лишь малую долю всего ионного тока, ускоренного сеткой и направленного в область между сеткой и мишенью, так как большая часть этого тока отражается обратно к источнику. Положение сечения, в котором эта часть тока

отражается, остается довольно постоянным. Оно располагается на расстоянии $\sim x_0$ за ускорительной сеткой. С другой стороны, ток на мишень увеличивается, указывая на то, что расстояние от области виртуального источника до мишени уменьшается. Такое поведение можно объяснить ростом области, в которой $V \approx V_0$, где ионы сильно замедляются и начинают образовываться нейтральная плазма, при этом внешняя граница такой области продвигается к мишени. Это положение показано на фиг. 6, г.

В какой-то момент времени количество уловленных электронов становится достаточным, чтобы обеспечить прохождение на мишень полного ионного тока. Это время назовем временем выхода на насыщение τ , а конечный ток — током плато.

Ток плато есть просто ток, ускоренный от источника ускорительной сеткой, а потому он должен следовать закону $(V_0^{3/2}/x_0^2)$ и не зависеть от x_1 . Эта независимость и была получена в эксперименте. Во всем диапазоне

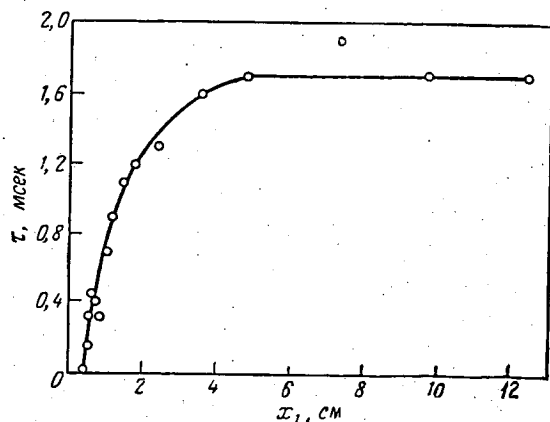


Фиг. 8а. Зависимость времени выхода тока на насыщение для пульсирующего ионного пучка от ускоряющего напряжения V_0 .
 x_1 постоянно и равно $\sim 10 x_0$.

изменений x_1 , показанном на фиг. 7, не было отмечено таких изменений в токе плато, которые можно было бы измерить. В одном из экспериментов напряжение источника изменялось от 25 до 1200 в. Ток плато при этом был пропорционален $V_0^{1,56}$. Обратная квадратичная зависимость тока от x_0 также была проверена, и оказалось, что она выполняется при x_0 , несколько больших, чем расстояние между нитями сетки, равное $\sim 0,76$ мм. Для величин x_0 , близких к 0,76 мм и ниже, сетка оказывается слишком редкой и ухудшается вытягивание ионов из источника, а ток плато перестает следовать обратной квадратичной зависимости от x_0 . В итоге было подтверждено следование тока плато закону $(V_0^{3/2}/x_0^2)$ и независимость этого тока от x_1 .

Последний параметр, характеризующий нарастание тока мишени в таком импульсном режиме, — это время выхода тока на насыщение τ . Так как электроны, которые улавливаются в ионном пучке, появляются вследствие вторичной ионно-электронной эмиссии при бомбардировке ионами ускорительной сетки и мишени, то величина τ зависит от многих факторов. Видимо, наиболее очевидными из них являются: давление газа в области ионного пучка, энергии ионов, потенциалы на различных элементах экспериментального участка и размер объемов, через которые в конечном счете должен быть пропущен ионный пучок. Все это, кроме того, осложняется условиями на поверхности тех элементов, которые подвергаются ионной бомбардировке, так как эти условия влияют на коэффициент вторичной эмиссии. Поэтому можно лишь попытаться качественно представить себе возможный

характер изменения τ . Пример зависимости τ от V_0 дается на фиг. 8а. Первоначальный рост τ с увеличением V_0 можно объяснить по-разному, в частности растущим проникновением полей из области источника в область между сеткой и коллектором. Эти поля могут служить путями утечки для вторичных электронов, которые в противном случае оставались бы уловленными. Последующее падение τ с ростом V_0 , возможно, связано с увеличением коэффициента вторичной эмиссии при возрастании V_0 . Кроме того, видимо, на это уменьшение τ влияют и третичные процессы, т. е. повторные ионизирующие столкновения с уловленными вторичными частицами.



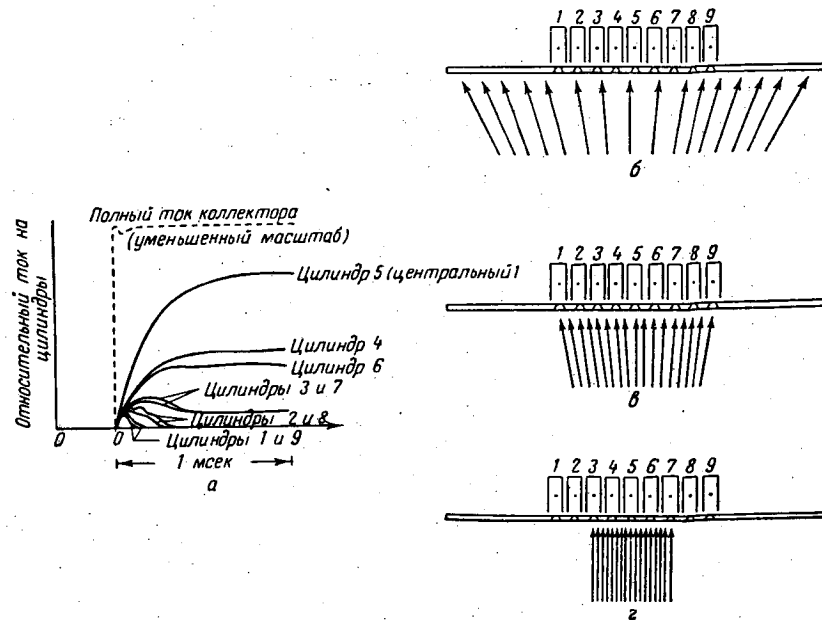
Фиг. 86. Зависимость времени выхода тока на насыщение для пульсирующего ионного пучка от расстояния x_1 между сеткой и коллектором. V_0 постоянно и равно 300 в.

Вероятность таких актов повторной ионизации, производимых одним уловленным электроном, растет с увеличением V_0 из-за роста глубины потенциальной ямы, создаваемой объемным зарядом, в которой находятся уловленные вторичные электроны.

Зависимость τ от x_1 показана на фиг. 86; с увеличением x_1 растет объем пространства, через которое должен пройти ионный пучок. Соответственно увеличивается и полная величина заряда ионов, находящихся в этой области. Таким образом, следует ожидать увеличения времени, потребного для того, чтобы количество уловленных электронов выросло до такой величины, которая может эффективно нейтрализовать поля ионного объемного заряда. С другой стороны, логично предположить, что вероятность улавливания вторичного электрона в области между сеткой и мишенью (путем неупругого столкновения с атомом или ионом) пропорциональна длине области. Тогда время выхода на насыщение не будет зависеть от размера объема. Об этом же свидетельствует и зависимость, данная на фиг. 86. Однако авторы не имеют намерения отстаивать здесь именно такую интерпретацию. Процесс выхода на насыщение весьма сложен, и полученные данные не могут служить основанием для вывода, что переход от конечного объема к неограниченному не вызовет существенных изменений времени τ .

Постоянство тока на мишень после того, как он достигнет тока плато, еще не свидетельствует о достижении стационарного состояния в пучке в целом. По распределениям плотности тока ионного пучка на мишени видно, что в первый момент прохождения полного ионного тока возможно

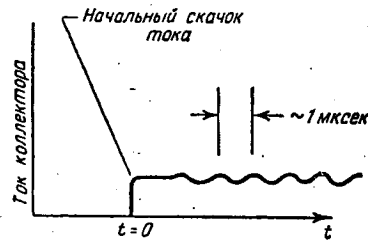
не только за счет компенсации сил объемного заряда уловленными электронами, но также вследствие радиального расширения пучка. С течением времени число уловленных электронов возрастает и роль радиального расширения пучка как фактора, способствующего прохождению тока к мишени, становится незначительной. Соответственно уменьшается и само радиальное расхождение ионного пучка, т. е. в радиальном направлении он сжимается. Пример такого сжатия ионного пучка дан на фиг. 9, причем



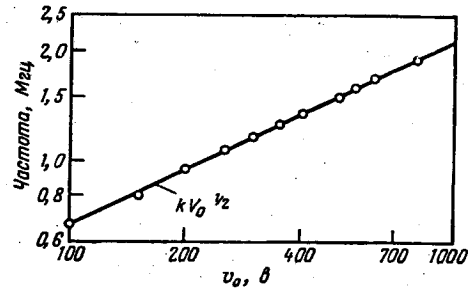
Фиг. 9. Зависимость относительного тока, измеряемого цилиндрами Фарадея, от времени, прошедшего с момента начала импульса ионного пучка.

а — зависимость тока от времени; б — а — схемы, поясняющие поведение ионного пучка; б — ионный пучок широко расходит под действием сил пространственного заряда. Это положение соответствует $t = 0$. По мере накопления захваченных электронов поля пространственного заряда уменьшаются, вследствие чего ионный пучок сжимается в радиальном направлении; в — форма пучка при $t \approx 100$ мксек. Силы пространственного заряда уменьшились вследствие захвата ионным пучком вторичных электронов; г — захват электронов завершится ($t \approx 1$ мсек), силы пространственного заряда незначительны и ионный пучок достигает коллектора без расхождения.

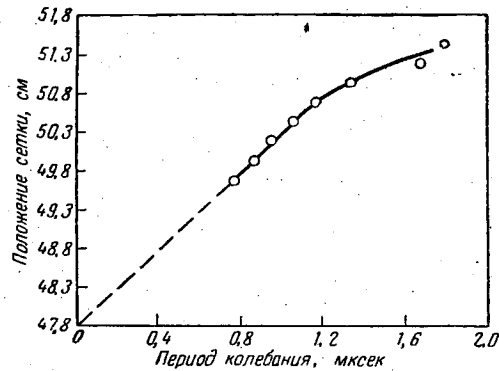
условия несколько отличаются от тех, при которых образовывался виртуальный источник. Здесь промежутки были подобраны так, что ионный пучок мог достигать мишени просто за счет радиального расширения, ослабляющего осевые замедляющие поля. Видно, что ток на мишень растет сразу вслед за подачей импульса на сетку. Пучок широко расходится по всей поверхности мишени, и на выходе каждого из 9 цилиндров Фарадея регистрируется малая плотность тока. Рассматриваемые здесь цилиндры Фарадея были установлены на расстояниях 12,7 мм друг от друга, что позволяло контролировать область диаметром 102 мм. Цилиндр 5 располагался в центре области. По мере сужения пучка, попадающего на мишень, плотность тока начинает увеличиваться, при этом соответственно возрастают сигналы каждого из цилиндров. Примерно после 100 мксек диаметр пучка сокращался настолько, что на внешние цилиндры (1 и 9) ток уже не попадал. После



Ф и г. 10. Зависимость тока коллектора от времени после начала импульса ионного пучка.
Ось времени сильно растянута, чтобы продемонстрировать колебательный характер ионного тока вскоре после начала импульса $t_0 = 0$.



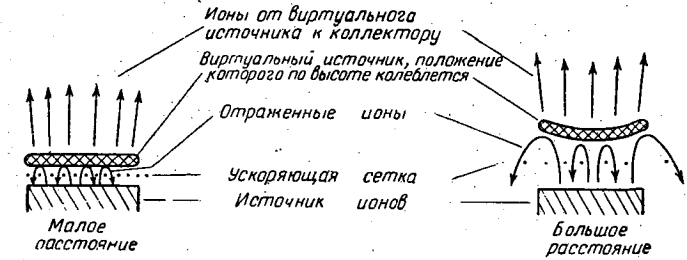
Ф и г. 11а. Зависимость частоты колебаний от ускоряющего напряжения V_0 . x_0 постоянно и равно $\sim 1,8 \text{ мм}$.



Ф и г. 11б. Зависимость периода колебаний от положения сетки.
Ордината 47,8 мм соответствует нулевому расстоянию между эмиттером и сеткой ($x_0 = 0$); V_0 постоянно и равно 300 в.

$\sim 300 \text{ мксек}$ диаметр пучка становился равным расстоянию между цилиндрами 2 и 8. Этот процесс продолжался до тех пор, пока весь ток не начинал попадать лишь на три центральных цилиндра системы. Полное время радиального сжатия составляло $\sim 1 \text{ мксек}$. Это же явление наблюдалось и в пучках с конечными временами выхода на насыщение, так что приведенный здесь пример не является единственным. В случаях с конечными временами выхода на насыщение токи цилиндры продолжают указывать на сокращение диаметра пучка в течение последней части того отрезка времени, когда происходит накопление уловленных электронов.

Безотносительно к сказанному выше были рассмотрены распределения потенциалов, показанные на фиг. 6, в — е. Однако это рассмотрение не охватывает полностью поведение ионного пучка в переходном режиме. Последние



Ф и г. 12. Схема для объяснения наблюдаемых колебаний ионного тока и изменения частоты колебаний с x_0 .

наблюдения, рассмотренные ниже, относятся к колебательным движениям в ионном пучке в начальной стадии показанного на фиг. 6, а процесса становления тока коллектора. Некоторое размытие линии, описывающей ток коллектора, на экране осциллографа указывало на наличие колебательных явлений. Когда луч двигался в основном параллельно координате времени, временная зависимость тока коллектора была подобна показанной на фиг. 10. Вскоре после появления тока коллектора возникали незначительные колебания этого тока с частотой около 1 Мгц.

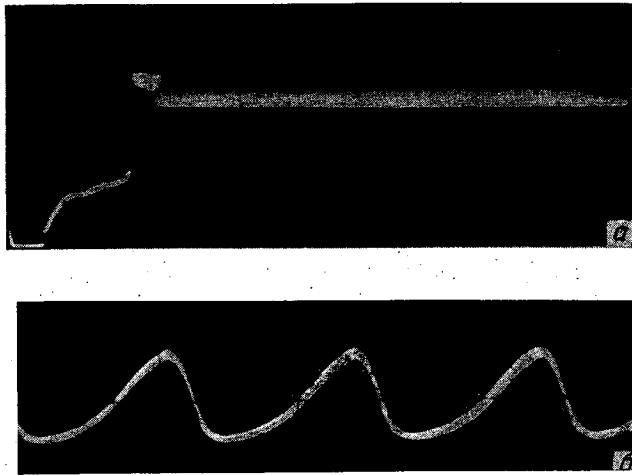
Исследовалась зависимость частоты этих колебаний от V_0 — энергии ускоренных ионов. Результаты приведены на фиг. 11а. Оказалось, что частота практически зависит от $V_0^{1/2}$. Зависимость частоты от x_0 показана на фиг. 11б. Указанное там положение сетки с координатой 47,8 мм соответствует $x_0 \approx 0$. Оказывается, что период колебаний изменяется примерно так же, как x_0 . Более того, он близок по величине к времени, необходимому иону, покидающему источник, для того, чтобы достичь виртуального источника, отразиться и вернуться к действительному источнику. Изменение тока коллектора указывает также на изменение положения виртуального источника.

Зависимости частоты колебаний от других параметров не были установлены. Изменение x_1 в значительной части диапазона возможных изменений влияло на частоту колебаний. Исходя из сказанного, можно дать некоторую интерпретацию механизма возникновения колебаний. Явления, связанные с наличием электронов, не рассматриваются, так как частоты колебаний не достаточно высоки, чтобы их можно было связать с движениями электронов. Кроме того, колебания имели место в течение начальной части импульса, когда динамика пучка носила последовательно униполярный характер. Предположительный механизм, объясняющий происхождение этих явлений, заключается в колебании пространственного положения виртуального источника. Схема такого процесса показана на фиг. 12. Следует учитывать,

что ионные токи в области ускоряющей сетки при наличии виртуального источника движутся в обоих направлениях и имеют почти равные величины выходящего и возвращающегося (отраженного) токов. Незначительное нарушение этого баланса могло бы вызвать изменение периодов заполнения и опустошения облака объемного заряда в области виртуального источника при одновременном движении виртуального источника для компенсации избытка или недостатка зарядов. Механизм этого движения также показан на фиг. 12. Однако следует подчеркнуть, что такая интерпретация является слишком упрощенной и что, возможно, будут предложены другие механизмы, объясняющие наблюдаемое поведение ионного пучка.

Установившиеся колебания ионных пучков

На фиг. 6, а показана зависимость тока коллектора от времени в переходном процессе ионного пучка при импульсном режиме. В этом случае процесс исследовался в течение периода времени, потребного для накопления достаточного количества уловленных электронов, чтобы нейтрализовать



Ф и г. 13. Зависимость тока коллектора от времени, прошедшего с момента начала импульса ионного пучка.

а — импульс начинается примерно в 6 мм от начала записи. Плато достигается примерно через 15 мм (что соответствует 750 мксек) после начала импульса. Вскоре после достижения плато линия на экране внезапно размывается в полосу; б — при увеличении масштаба времени в 500 раз полоса превращается в ряд регулярно чередующихся всплесков. Интервал времени между пиками ~ 3 мксек.

ионный пучок. Однако вскоре после того, как достигался ток плато, возникали установившиеся колебания ионного тока коллектора, которые видны на фиг. 13, а, где показана зависимость тока коллектора от времени с момента начала импульса. Осциллограмма этого ионного тока неожиданно размывается в ленту, после того как ток коллектора выходит на плато. Если растянуть масштаб по времени, осциллограмма разворачивается в ряд периодических импульсов, показанных на фиг. 13, б. Интервал между пиками тока составляет величину порядка нескольких микросекунд. Эти установившиеся колебания ионного тока сохраняются в течение всего времени работы источника. Именно этими колебаниями мы и займемся

в настоящем разделе. При их исследовании пучок, будучи включен длительное время, работал при постоянных потенциалах электродов.

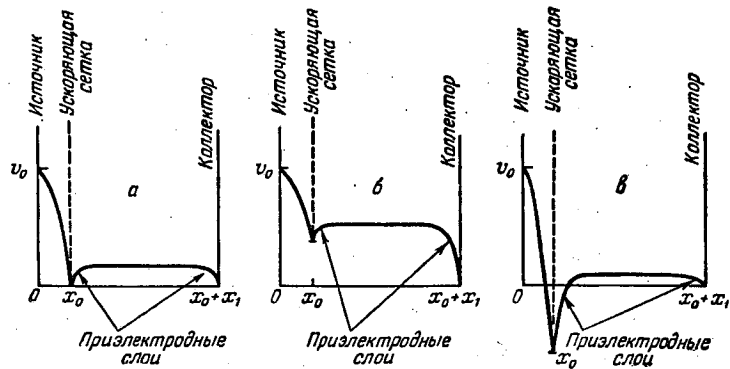
Для колебаний этого типа характерны следующие особенности. Во-первых, относительное изменение тока в течение полного цикла часто оказывается довольно большим; пики тока могут в несколько раз превышать значение тока в минимуме. Во-вторых, изменения тока не являются синусоидальными, а часто носят характер крутого нарастания и столь же крутого спада со сравнительно длинными интервалами относительно малого тока между этими пиками. Это свойство не видно явно из фиг. 13, б, но остается тем не менее общей особенностью, проявляющейся во многих других случаях. Последней характеристикой является период колебаний, который, как оказалось, очень близок к времени, потребному для прохождения ионов через пространство между сеткой и коллектором. Для колебаний, рассмотренных в предыдущем разделе, период был порядка отрезка времени, потребного для того, чтобы ионы прошли путь в несколько λ_0 и, следовательно, соответствовал частоте порядка мегагерц. Период же рассматриваемых колебаний имеет порядок времени, необходимого для того, чтобы ионы прошли расстояние x_1 , а так как $x_1 \gg \lambda_0$, то частоты колебаний снижаются от мегагерц до величин порядка 100 кГц.

Ранее [5, 6] уже отмечались колебания тока ионного пучка с частотами ~ 100 кГц. Полагали [6], что эти колебания являются резонансными процессами вторичной эмиссии, при которых волна ионов, попадая на коллектор, вызывает обратную волну вторичных электронов (движущихся очень быстро вследствие малых масс), а те в свою очередь, достигая источника, вызывают новую волну ионов. Мы не будем здесь рассматривать этот процесс как ответственный за возникновение таких колебаний. Однако следует подчеркнуть, что геометрия и конструкция электродов в наших экспериментах отличались от использованных другими авторами, а потому и наблюдаемые колебания могли возникать вследствие иных причин.

Распределение потенциалов в области между сеткой и коллектором

Перед тем как рассматривать экспериментальные результаты, желательно представить себе картину общего распределения потенциалов в пространстве между сеткой и коллектором при установившемся режиме работы. К рассматриваемому периоду улавливание электронов уже закончено, и область между сеткой и коллектором заполняется некоторым числом движущихся ионов и почти равным ему числом уловленных электронов. Если электроны должны оставаться уловленными в этом пространстве, то для них должно быть энергетически невозможно достижение коллектора и ускорительной сетки или проникновение к ионному источнику через ячейки этой сетки. Распределение потенциала, обеспечивающее выполнение таких условий, показано на фиг. 14, а. Возле коллектора и ускорительной сетки проходящие ионы образуют слой (пелену) положительного объемного заряда. Область слоя униполярна, т. е. содержит только ионы, и ею создается подъем потенциала, обеспечивающий электрические силы, действующие на уловленные электроны, направленные внутрь рассматриваемой области. Область слоя соответствует, таким образом, точке возврата для движения электронов. Вдоль внутренней границы слоя электрическое поле спадает до малой величины, и плазма внутри области, состоящая из проходящих ионов и уловленных электронов, близка к квазинейтральной. Любое ухудшение нейтрализации в плазме вызывает просто новый подъем потенциала, способствующий дополнительному улавливанню электронов, а следовательно, улучшению нейтрализации. Вторичные электроны, поступающие в плазму с коллектора или ускорительной сетки, приобретают в области повышенного

потенциала кинетическую энергию, которая дает им возможность возбуждать или ионизировать атомы и ионы в этой области. Таким образом, электрон, ускоренный этим потенциалом до энергий, способных привести к возбуждению или ионизации, будет способствовать появлению новых уловленных электронов. Далее, эти неупругие процессы неминуемо снижают потенциал плазмы до величин, по крайней мере соответствующих энергии возбуждения атомов остаточного газа или проходящих ионов. Более того, кинетическая энергия электронов снижается в результате этих процессов до величин, при которых они становятся уже не способными вступать в такие



Фиг. 14. Схема распределения потенциала в ионном пучке после завершения захвата электронов.
а — сетка имеет потенциал $\varphi = 0$; б — $\varphi > 0$; в — $\varphi < 0$.

виды взаимодействий. Эта качественная картина явления приводит к распределению потенциалов, показанному на фиг. 14, а.

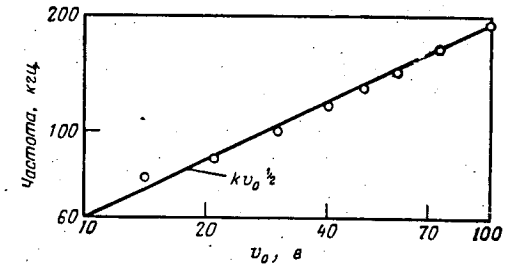
Дальнейшее рассмотрение относится к этому распределению потенциала. Требование, чтобы электроны удерживались в плазме, приводит к необходимости, чтобы потенциал плазмы был более положительным, чем потенциал любого элемента, примыкающего к границе плазмы. Это имеют в виду, когда говорят, что плазма «запирается» на наиболее положительном элементе, входящем в ее границу. На фиг. 14, а, где $V = 0$ на коллекторе и сетке, наиболее положительный потенциал на границах плазмы — это повышенный потенциал в области объемного заряда между нитями сетки. Таким образом, потенциал плазмы должен быть более положительным, чем потенциал в ячейках сетки. Если потенциал сетки растет, то увеличивается также и потенциал между нитями сетки, а потенциал плазмы поднимается при этом до уровня, позволяющего ей сохранить свое более положительное состояние по сравнению с любой точкой на ее границе. Это положение иллюстрирует фиг. 14, б. Если прикладывать к ускоряющей сетке ряд последовательно увеличивающихся по абсолютной величине отрицательных значений потенциала, плазма стягивалась бы к области с повышенным потенциалом между нитями сетки до тех пор, пока этот потенциал не стал бы отрицательным по отношению к коллектору. В этот момент плазма запирается коллектором и сохраняет постоянный потенциал при любом дальнейшем уменьшении потенциала сетки. Это положение показано на фиг. 14, в.

Связь этих рассуждений с экспериментами по колебаниям ионного тока заключается в том, что при использовании в работе распределения потен-

циала, показанного на фиг. 14, в, исчезает возможность возникновения колебаний из-за резонансной вторичной эмиссии между источником и коллектором. Высокий отрицательный потенциал сетки препятствует прохождению вторичных электронов с коллектора к источнику. Но колебания ионного тока не исчезали и при таком распределении потенциала, следовательно, причина их не в резонансной вторичной эмиссии.

Зависимость частоты колебаний от параметров, изменявшихся в эксперименте

При распределении потенциала, показанном на фиг. 14, в, была исследована частота колебаний при изменении V_0 . Так как плазма при этих условиях запирается потенциалом коллектора $V = 0$, а ее потенциал не может значительно превышать $V = 0$, то кинетическая энергия ионов, проходящих



Фиг. 15. Зависимость частоты колебаний от напряжения V_0 источника ионов.

$\varphi_{\text{сетки}} = -300$ в; расстояние между сеткой и коллектором $x_1 = 50,8$ мм.

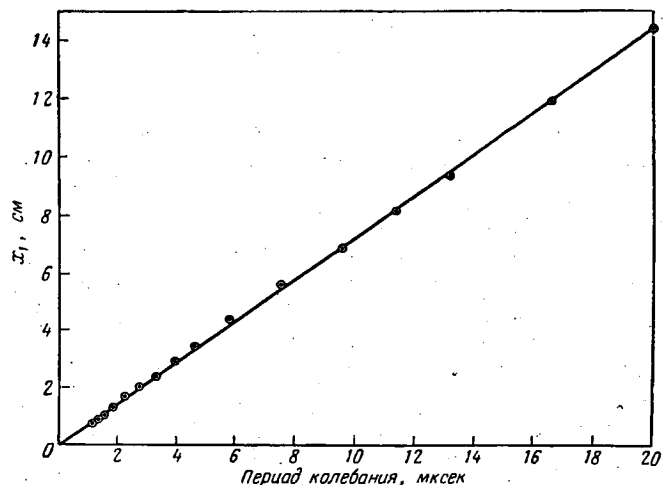
через плазму, должна быть близка к eV_0 . Скорость ионов в плазме в этом случае равна $\sqrt{2eV_0/M}$. Результаты, приведенные на фиг. 15, подтверждают, что частота колебаний пропорциональна $V_0^{1/2}$. При известной величине промежутка между сеткой и коллектором время прохождения этой области ионом с кинетической энергией 100 эв будет 4,39 мксек. Наблюдаемый период колебаний при таких экспериментальных условиях составляет 5,27 мксек. Если бы потенциал плазмы равнялся +30 в, ионы от источника с потенциалом +100 в проходили бы через плазму с кинетической энергией 70 эв и их время прохождения равнялось бы как раз 5,27 мксек.

Авторы отнюдь не намерены рекомендовать в качестве метода определения потенциала плазмы измерение частоты колебаний при известном напряжении на электродах. Однако следует подчеркнуть, что период колебаний тесно связан со временем прохождения ионами этой области.

Время прохождения ионов зависит от уровня потенциала плазмы. Но этот потенциал не постоянен для разных V_0 , так как колебания тока сохранялись, даже когда V_0 снижалось до ~ 14 в. Потенциал плазмы должен оставаться несколько ниже потенциала источника, иначе ионы не смогут проходить плазму. Видимо, действие плазмы всегда будет таким, чтобы по возможности поддерживались условия, необходимые для ее существования.

На фиг. 15 приведена зависимость частоты колебаний от V_0 в диапазоне от очень низких напряжений до 100 в. Однако эта величина не является верхней границей значений V_0 , при которых наблюдались колебания. Колебания остаются устойчивыми, с периодами, очень близкими ко времени прохождения для всех исследованных энергий. Это экспериментально установлено до энергий порядка 1 кэв.

Была также исследована зависимость частоты колебаний от x_1 . Результаты, приведенные на фиг. 16, указывают на пропорциональность между периодом колебаний и расстоянием, которое должны пролетать ионы.



Фиг. 16. Зависимость периода колебаний от расстояния x_1 между сеткой и коллектором.

$v_{\text{сетки}} = -300$ в; напряжение ионного источника $+60$ в.

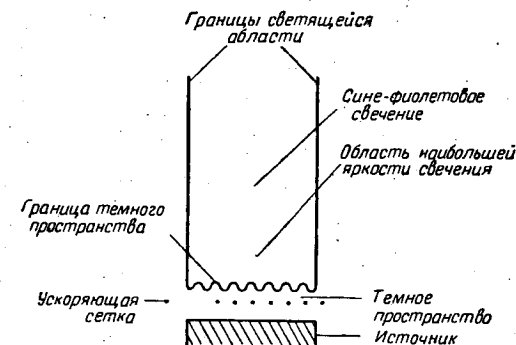
Исследования частоты колебаний в зависимости от изменения x_0 и от давления в вакуумной камере показали, что изменение x_0 не влияет на период колебаний. Также не влияет и изменение давления в камере от $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. до значения, в 10 раз большего.

Свечение ионного пучка

С рассмотренным выше видом колебаний связано еще одно явление. Если расстояние между сеткой и мишенью уменьшается примерно до нуля, то колебания тока коллектора исчезают. При медленном увеличении расстояния x_1 колебания тока некоторое время продолжают отсутствовать, а затем внезапно возникают вновь. Одновременно с возникновением колебаний ионный пучок начинает светиться обычным голубовато-фиолетовым свечением. При прекращении колебаний вследствие уменьшения расстояния x_1 одновременно исчезает и свечение пучка. Характерные особенности такого свечения ионного пучка показаны на фиг. 17. Видна четко выделяющаяся темная зона между ускоряющей сеткой и светящейся областью. Форма границы между темной и светящейся областями имеет периодическую структуру, совпадающую со структурой сетки. Темная область простирается на расстояние порядка x_0 , которое совпадает с ожидаемой толщиной приэлектродного слоя. Визуальные наблюдения ясно указывают на то, что область свечения простирается вплоть до границ приэлектродного слоя, но не распространяется внутрь этого слоя.

Свечение ионного пучка исследовалось с помощью оптического спектрометра. Одна из спектрограмм, полученных при таком исследовании, показана на фиг. 18. Для калибровки использовался спектр ртути, который также приводится на спектрограмме. Были измерены длины волн многих

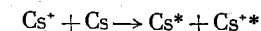
показанных линий. Некоторые из них были идентифицированы как линии Cs I или Cs II. Однако идентификация некоторых других линий, особенно в области длинных волн, была затруднена из-за недостаточной разрешающей способности спектрометра в этом диапазоне длин волн. Измерения в области



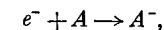
Фиг. 17. Схема свечения области ионного пучка при установившемся колебательном режиме. Периодическая структура сетки проявляется в форме границы между темным пространством и светящейся областью.

высокой разрешающей способности спектрографа подтверждают наличие линий Cs I и Cs II.

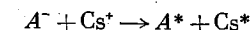
На основании экспериментальных данных можно исключить некоторые из рассмотренных механизмов как причину образования этих линий. Например, реакция перезарядки



(и атом и ион в конечном состоянии рассматриваются как возбужденные) может давать линии Cs I и Cs II. Но процесс перезарядки никак не может быть связан с колебаниями ионного тока, а тем более привести к образованию резко очерченной границы между темной и светящейся областями. Реакции рекомбинации с присоединением электрона



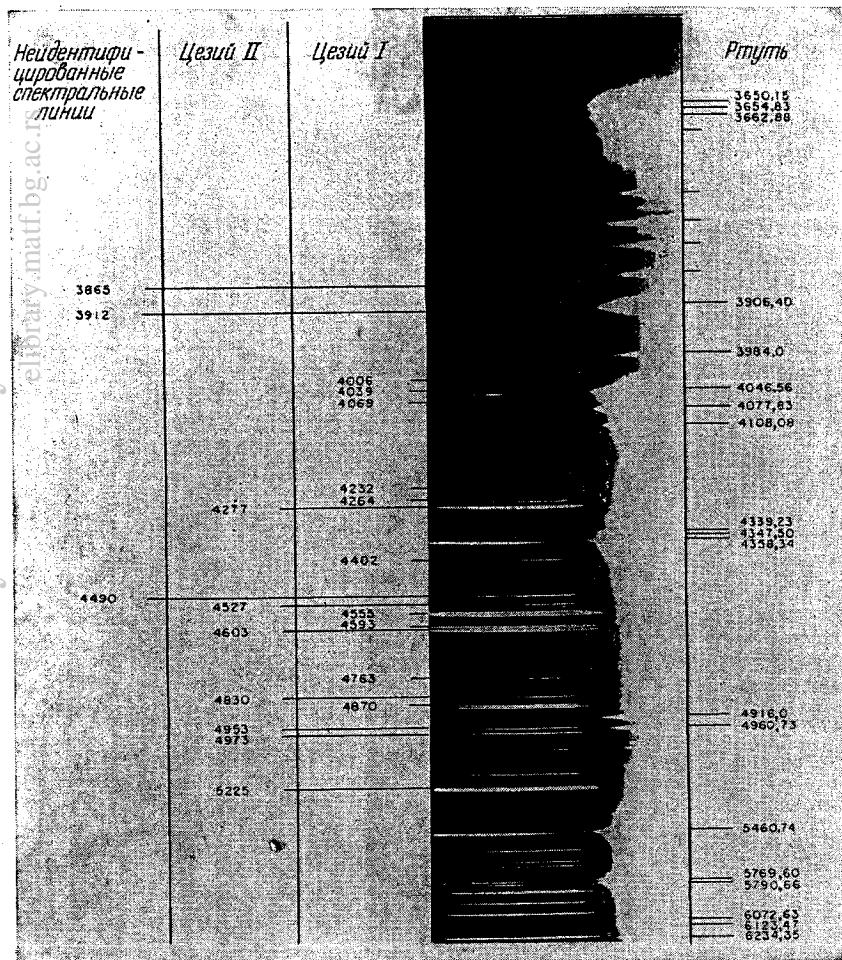
где A^- — атом с присоединенным электроном,



(оба атома в конечном состоянии считаются возбужденными) могут давать линии A^* и Cs^* , но не могут образовывать линий Cs II. Такие реакции приводят к свечению с четко обозначенной границей светящейся области в результате накопления в этой области электронов, а затем и отрицательных ионов. Однако нет оснований связывать этот процесс с колебаниями тока в ионном пучке.

Более многообещающее объяснение образования этих линий связано с присутствием в ионном пучке захваченных электронов. При отсутствии колебаний электроны, обладающие небольшой энергией, не способны возбудить ионы и атомы, а следовательно, и вызвать свечение. Отсутствие механизма передачи энергии электронам приводит к тому, что последние не могут при столкновениях с атомами и ионами передать энергию в количестве, достаточном для возбуждения с последующим высвечиванием, и поэтому при отсутствии колебательных процессов область, содержащая

захваченные электроны, должна (как это и наблюдается) оставаться темной. Колебательные же процессы в пучке могут сопровождаться множеством деконсервативных процессов, при которых электронам может сообщаться

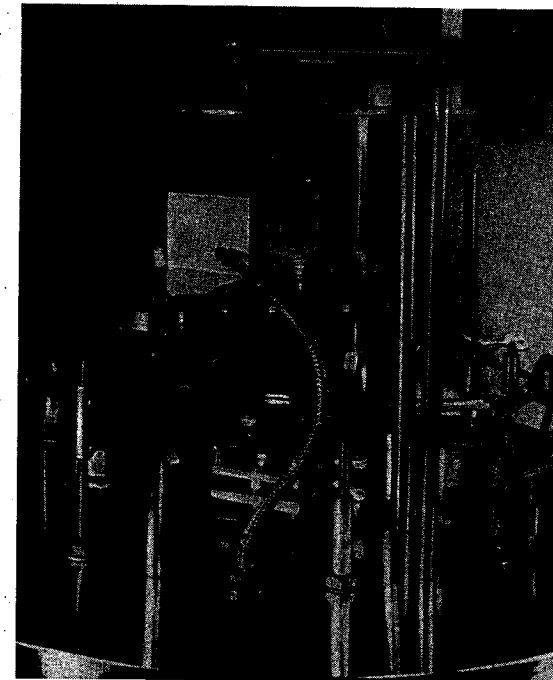


Ф и г. 18. Спектрограмма свечения ионного пучка при установившихся колебаниях. Для сравнения справа дан спектр ртути, слева — спектр ионного пучка (длины волн в Å).

энергия, достаточная для последующего возбуждения и ионизации атомов и ионов. Наиболее вероятным источником этой энергии (которая может быть передана электронам) являются, конечно, ионы. В соответствии с этим было проведено исследование, имеющее целью выяснить, возникают ли потери энергии ионов при их пролете этой области в случае колебательных процессов.

Анализ энергии ионов

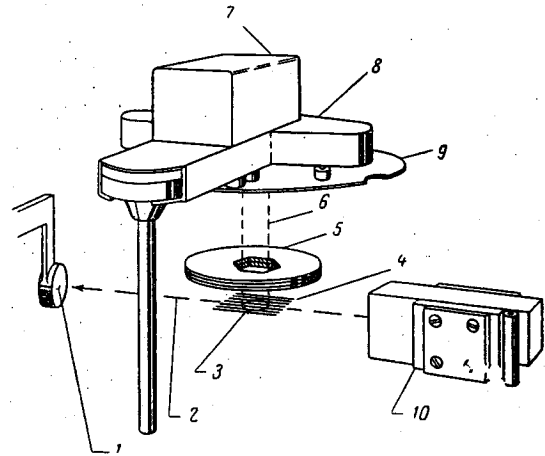
Приборы, использовавшиеся в этих экспериментах (фиг. 19 и 20), содержат некоторые элементы, не показанные на фиг. 1 и 2. Наиболее существенными из них являются анализатор энергии ионов и электронный зонд. Гексагональная пушка Пирса, показанная на фиг. 19 и 20, не применялась



Ф и г. 19. Вид экспериментальной установки. Анализатор ионов по энергии смонтирован над коллектором. Справа от ускоряющей сетки виден корпус электронной пушки, зондирующей пучок.

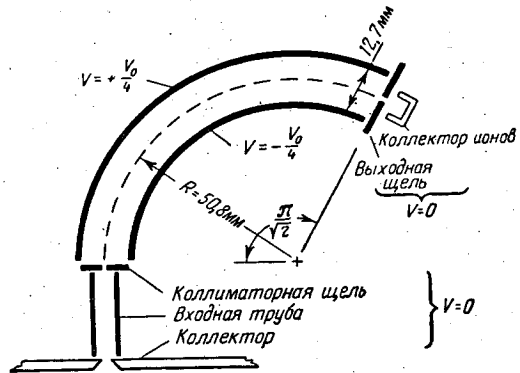
в описываемых ниже экспериментах и была выведена из области ионного пучка.

Схема устройства анализатора энергии ионов приведена на фиг. 20б. Входная трубка устанавливалась вместо центрального цилиндра Фарадея (цилиндр 5), и ионы попадали в нее через отверстие в мишени. Большая часть ионного тока, попадающего в трубку, улавливается ее стенками, так что она может быть использована и как цилиндр Фарадея для измерений распределения плотности тока. Некоторая часть ионов, однако, проходит через узкую щель в конце входной трубки и попадает в электростатический фокусирующий спектрометр с углом отклонения частиц 127° , радиусом средней линии $\sim 50,8$ мм и шириной выходной щели $\sim 1,59$ мм. Сигнал с выходного коллектора ионов подается на вход вертикального усилителя осциллографа, а потенциал с отклоняющих пластин анализатора — на вход горизонтального усилителя.



Фиг. 20а. Схема аппаратуры, показанной на фиг. 19.

1 — флуоресцирующий экран; 2 — электронный пучок; 3 — пористая вставка ионного источника; 4 — ускоряющая сетка; 5 — 6 — угловая электронная пушка Пирса; 6 — ионный пучок; 7 — корпус анализатора; 8 — защитный корпус системы цилиндров Фарадея; 9 — подвижный коллектор; 10 — корпус зондирующей пушки.



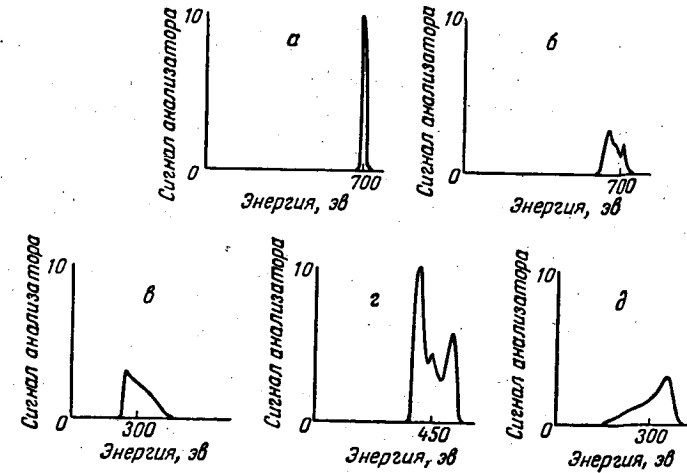
Фиг. 206. Схема электростатического анализатора.

Ионы из пучка входят в анализатор, пройдя через отверстие в коллекторе и щель в конце входной трубы.
 - - - - траектория иона с кинетической энергией, равной $\frac{1}{2}V_0$.

На фиг. 21, а и б показаны кривые, полученные фотографированием экрана осциллографа. Фиг. 21, а соответствует случаю, когда расстояние между сеткой и мишенью мало и колебания тока в пучке отсутствуют. При этом сигнал анализатора имеет форму узкого импульса. При небольшом увеличении расстояния x_1 , когда в пучке возникают колебания, выходной сигнал приобретает форму, показанную на фиг. 21, б. Энергетический спектр в этом случае получается значительно более широким, чем при отсутствии колебаний. Расширение спектра произошло как в сторону больших, так и меньших энергий по сравнению с первоначальной, но средняя энергия оказалась при этом ниже исходной.

Сдвиг средней энергии и форма спектра энергий при наличии колебаний не всегда совпадают с тем, что приведено на фиг. 21, б. Ряд энергетических

спектров, полученных в других экспериментах, приведен на фиг. 21, в — д. В этих случаях средняя энергия мало отличается от энергии при отсутствии колебаний. Колебания при этом сказываются в основном на дисперсии ионов по энергиям, не вызывая в целом потерю энергии ионов. Для того чтобы электроны могли возбуждать и ионизировать атомы и ионы, вызывая наблюдаемое при колебательных процессах свечение, ионы должны передать электронам лишь незначительную часть своей энергии (если предполагать,



Фиг. 21. Показания анализатора.

а — при отсутствии колебаний в пучке; б — при наличии колебаний. Спектр расширился, наблюдается ряд пиков, а среднее значение энергии уменьшилось по сравнению с энергией пучка при отсутствии колебаний; в — д — спектры, полученные в других экспериментах. Во всех случаях пучок был в состоянии установившихся колебаний, но в этих примерах колебания, по-видимому, приводили в основном к расширению спектра, тогда как средняя энергия в спектре практически не изменялась.

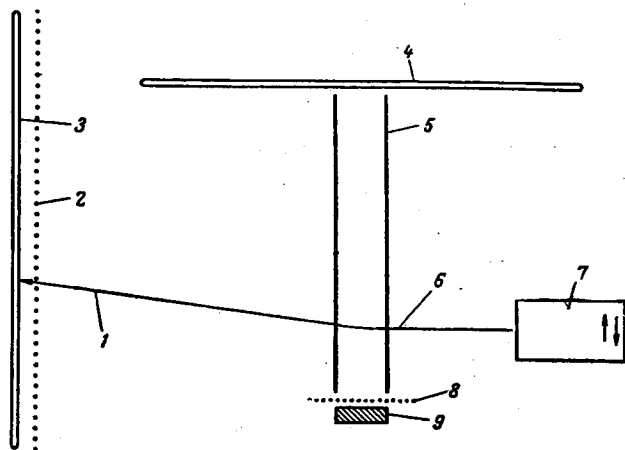
что свечение пучка является следствием такого механизма). В отдельных случаях (например, фиг. 21, б) уменьшение энергии ионов несколько больше по сравнению с фиг. 21, в — д.

Хотя в спектрах энергии имеются некоторые различия, общая форма спектра на фиг. 21, б для данных экспериментов является наиболее характерной. Например, спектры на фиг. 21, б и в очень близки друг к другу. Общая форма спектра на фиг. 21, в также сходна со спектром на фиг. 21, б, хотя в этом случае имеется большая дисперсия по энергиям и менее четко выражены максимумы. Максимум спектра на фиг. 21, д смещен в сторону высоких энергий, однако средняя энергия, полученная интегрированием спектра, равна энергии ионов при отсутствии колебательных процессов.

Измерения с помощью электронного зонда

Для более детального изучения ионного пучка при наличии колебаний сквозь поток ионов направлялся зондирующий электронный пучок. Схема, иллюстрирующая принцип действия электронного зонда, дана на фиг. 22. В описываемых ниже экспериментах небольшой передвижной флуоресцирующий экран (фиг. 19) был заменен большим неподвижным экраном шириной 152 мм и высотой 228 мм (фиг. 22). В принятых в настоящей работе

обозначениях положительное направление оси x совпадает с направлением движения ионов. Зондирующий пучок электронов перпендикулярен оси пучка ион и принят за направление оси z . Электрическое поле в ионном пучке во всех точках направлено по оси x и отклоняет электроны вверх или вниз в направлении этой оси. Кроме отклонения электрическими полями ионной системы, пучок электронов претерпевает отклонение в направлении оси y при изменении потенциала на соответствующих отклоняющих пластинах электронной пушки. Это отклонение в области пересечения пучков составляет $\sim 6,35$ мм, что является малой величиной по сравнению с диаметром ионного пучка. Такое поперечное перемещение пучка



Фиг. 22. Схема зондирования ионного пучка электронным лучом.

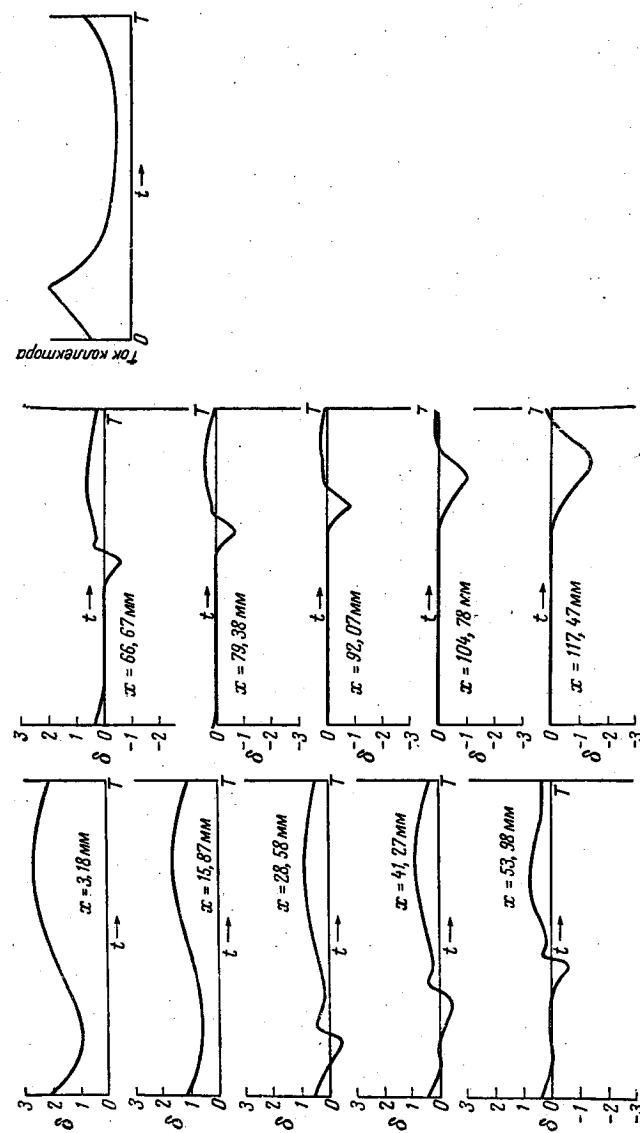
1 — отклоненный электронный луч; 2 — защитная сетка флуоресцирующего экрана; 3 — флуоресцирующий экран; 4 — коллектор; 5 — ионный пучок; 6 — зондирующий электронный луч; 7 — подвижная электронная пушка; 8 — ускоряющая сетка; 9 — источник ионов.

синхронизируется с колебаниями в ионном пучке. Результирующее смещение электронного луча на флуоресцирующем экране отражает изменение во времени аксиального электрического поля ионного пучка в выбранном сечении.

В экспериментах с зондом после фотографирования кривых на осциллографе электронная пушка перемещалась в другую точку вдоль оси пучка, и измерения повторялись. Ряд таких фотографий приведен на фиг. 23.

Отклонение δ электронного луча на этих фотографиях дано в натуральном масштабе, а масштаб времени увеличен примерно в 5 раз. На каждом графике указано положение зонда вдоль оси ионного пучка. При $x \approx 3,18$ мм электронный зонд находился на расстоянии $\sim 3,18$ мм над ускоряющей сеткой. Между отдельными записями зонд смещался вдоль оси ионного пучка на 12,7 мм. При $x \approx 117,5$ мм зонд находился на 25,4 мм ниже мишени и не мог быть поднят выше, так как его корпус касался мишени. Расстояние x_1 между ускоряющей сеткой и мишенью во время всего эксперимента равнялось ~ 143 мм. На фиг. 23 справа показано изменение тока мишени за один полный период колебаний. Для выбранных здесь значений V_0 и x_1 период колебаний $T \approx 8,5$ мксек. Запись тока мишени на осциллографе и поперечное смещение электронного пучка производились синхронно.

Главной особенностью этой серии кривых является наличие отрицательного импульса в отклонении δ . Этот импульс впервые появляется при



Фиг. 23. Зависимость отклонения зондирующего электронного пучка δ от времени за один полный период колебания при различных положениях вдоль оси ионного пучка.

При $x \approx 3,18$ мм зондирующий пучок был на расстоянии $\sim 3,18$ мм над ускоряющей сеткой. При $x \approx 117,5$ мм корпус электронной пушки соприкасался с коллектором и зондирующий пучок не мог переместиться выше ускоряющей сетки. Расстояние от сетки до коллектора $x_1 \approx 142,9$ мм. Период колебаний $T \approx 8,5$ мксек. Угол наклона экрана флуоресцирующего экрана равно 30°. Моменты начала отклонения электронного луча и тока мишени совпадают. Углы наклона с отрицательным отклонением δ появляются при малых значениях отклонения $1/T$ и при $x \approx 28,58$ мм перемещается вперед в пространстве между сеткой и коллектором со скоростью, очень близкой к скорости ионов.

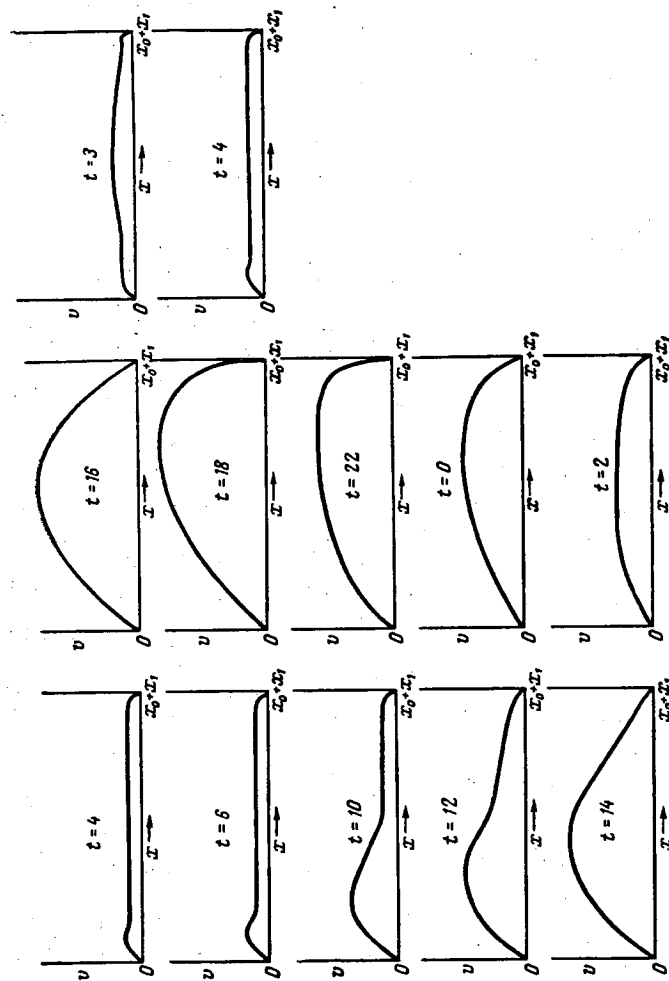
$x \approx 28,6$ мм, а затем смещается вдоль оси ионного пучка со скоростью, очень близкой к скорости ионов, и достигает мишени приблизительно в момент, когда ток на мишени начинает возрастать в конце периода. При уменьшении этого тока (см. начало кривой тока на мишени) появляется новый импульс δ вблизи ускоряющей сетки, т. е. в области, где ионный поток входит в плазму.

Характер отклонения электронного луча указывает на наличие небольшого «сгущения» ионов (превышающего плотность нормально пролетающих ионов), которое при движении вдоль оси пучка захватывает все больше и больше ионов. В соответствии с этим электронный луч в заданной точке остается относительно неподвижным, пока через эту точку не проходит «сгущение» ионов. При приближении этого скопления (со стороны ускоряющей сетки) зондирующие электроны начинают притягиваться к нему и луч отклоняется вниз (в направлении ускоряющей сетки). После прохождения «сгущения» через эту точку к мишени электронный луч возвращается к нулевому уровню или даже может отклониться вверх вследствие притяжения электронов к «сгущению», которое удаляется вдоль оси ионного пучка от сечения, зондируемого электронным лучом. «Сгущение» ионов возрастает по мере своего движения вдоль оси и, достигая мишени, вызывает импульс тока на ней в момент $t \rightarrow T$. Весь описанный процесс основывается на наблюдавшемся характере отклонения луча электронного зонда.

Зная величину отклонения, энергию электронов, диаметр ионного пучка и его размеры по траектории электронов, можно рассчитать напряженность электрического поля вдоль оси пучка ионов. Однако поле ионного пучка, отклоняющее электроны, не ограничено диаметром самого пучка, равным $\sim 25,4$ мм. Это поле, вероятнее всего, распространяется за пределы ионного потока, и при расчете следует вводить соответствующие поправки. По этой причине интегрирование таких аксиальных электрических полей, основанное на экспериментах с электронным зондом, проведено здесь лишь для того, чтобы дать качественную картину распределения потенциала в ионном пучке за один период колебания тока.

На основании данных фиг. 23 при разбиении периода на 23 части (каждая часть соответствует $\sim 0,37$ мксек) было получено распределение напряженности вдоль оси пучка для выбранных моментов времени. Интегрирование этих электрических полей дает распределение потенциала в ионном пучке в различные моменты времени для всего периода колебания. Результаты такого интегрирования приведены на фиг. 24.

Момент синхронного включения осциллографа и начала поперечного смещения зондирующего пучка обозначен через $t = 0$. В течение эксперимента не было очевидной необходимости связывать начало перемещения электронного пучка с определенным участком периода колебания, и поэтому момент $t = 0$ соответствует произвольной точке периода. После интегрирования напряженности электрических полей начальный момент времени выбирается уже из соображений наглядности описания. Это начальное время совпало приблизительно с четвертым делением произведенного выше разбиения всего периода ($\sim 1,5$ мксек после начала записи на фиг. 23) и соответствовало моменту, когда ток на мишени начинал уменьшаться вскоре после прохождения максимума. В распределении потенциала при $t = 4$ наблюдается небольшой «горб» в области непосредственно за ускоряющей сеткой. Кривизна этого горба соответствует небольшому «сгущению» положительного пространственного заряда. С течением времени горб начинает расширяться и его фронт движется вдоль оси. Вместе с перемещением «сгущения» потенциал во всей области пучка повышается. При $t \approx 18-22$ фронт «сгущения» достигает мишени, после чего потенциал начинает уменьшаться. В момент времени, соответствующий ~ 3 делениям следующего



Ф и г. 24. Примерное распределение потенциала в области между сеткой и коллектором, полученное из экспериментов по зондированию ионного пучка (см. фиг. 23).

Начало координат по оси абсцисс соответствует значению $x_1=0$.
Время, указанное на каждой диаграмме, отсчитывается от $t = 0$ в графике зависимости тока коллектора от времени (фиг. 23). (Полный период здесь произвольно разделен на 23 равных интервала.) При $t = 4$ ток коллектора уже достигает пика и начинает уменьшаться, при $t = 18$ снова начинает возрастать.

периода, колебания спадают почти полностью, а при $t \approx 4$ вблизи ускоряющей сетки возникает новый горб.

Распределения потенциала на фиг. 24 носят, конечно, только качественный характер, и поэтому на них не указаны действительные значения потенциала. Из вполне очевидных практических соображений следует, что потенциал не должен достигать величин, превышающих V_0 . Однако кривые, несмотря на их качественный характер, дают возможность сделать предположения относительно механизма, вызывающего колебания ионного тоска, свечение ионного пучка и дисперсию ионов по энергии. Процесс этот циклический и начинается при возникновении небольшого избытка положительного пространственного заряда непосредственно за ускоряющей сеткой при выходе из нее ионов. Этот малый избыток положительного заряда создает небольшую дополнительную тормозящую силу для ионов, входящих в область за сеткой, вызывая некоторое их замедление и увеличение избытка заряда в «сгущении». Фронт «сгущения» перемещается со скоростью ионов (или очень близкой к ней), потому что эту скорость имеют также ионы, образующие «сгущение». За период, в течение которого это «сгущение» накапливается и перемещается в пространстве, растет расхождение между числом ионов в области между сеткой и мишенью и числом захваченных здесь электронов. Когда фронт этого нарастающего положительного пространственного заряда достигает мишени, начинается обратная часть цикла, во время которой расхождение между количеством ионов и электронов уменьшается.

В течение времени, когда потенциал в ионном пучке нарастает, возникают условия, при которых захваченные в этой области электроны «нагреваются» до таких температур, что могут вызвать процессы возбуждения и ионизации, приводящие к свечению. При этом создаются условия для захвата электронов, входящих в область ионного пучка, неконсервативными электрическими полями. Во время второй половины цикла потенциал спадает по всей области ионного пучка; электроны «охлаждаются», и некоторые из них могут покинуть ионный пучок.

Рассмотрим далее энергию иона после того, как он прошел через область, где происходит колебательный процесс. Ионы, входящие в пучок после образования «сгущения», должны двигаться в области с тормозящим полем, которое, по-видимому, перемещается перед сгущением. Другие ионы, вошедшие в пучок до образования «сгущения», могут быть ускорены электрическим полем перед фронтом «сгущения». Так как часть ионов движется за гребнем волны, а другая — на гребне, то создаются условия для дисперсии энергии ионов, достигающих мишени. Действительные приращения и уменьшения энергии будут, очевидно, сильно зависеть от разницы между скоростью иона и скоростью перемещения электрических полей через область ионного пучка.

Важно еще раз подчеркнуть, что рассуждения, приведенные в последних разделах, являются интерпретацией наблюдаемых явлений и представляют механизм, объясняющий совокупность экспериментальных результатов, характеризующих этот колебательный процесс. Можно полагать, что предложенный здесь механизм дает разумное объяснение экспериментально наблюдаемого поведения ионного пучка в этом колебательном процессе.

Колебания с электронной плазменной частотой

В пространстве между сеткой и мишенью плазма состоит из пролетающих ионов и электронов, захваченных в области ионного пучка. В стационарном состоянии после завершения захвата электронов плотности зарядов ионов и электронов почти одинаковы, ионный пучок проходит через эту область

без значительного расширения, обусловливаемого обычно полями нескомпенсированного положительного пространственного заряда, а скорость ионов остается, по существу, равной их скорости при входе в плазму. Из этих соображений можно рассчитать плотность пространственного заряда электронов в плазме. Для ускоряющего ионы потенциала 1000 в и $x_0 = 1$ мм плотность плазмы равна примерно 10^{10} см⁻³, что соответствует плазменной электронной частоте в несколько сотен мегагерц. Для ионного пучка с установленными колебаниями, рассматриваемого в этом разделе, мы попытались найти дополнительные колебания с частотой в несколько сотен мегагерц, наложенные на колебания с частотой, определяемой временем пролета ионов. Осталось недоказанным, что такие колебания очень высокой частоты могут быть обнаружены.

Поиски электронных колебаний плазмы производились с помощью магнитной антенны связи, которая могла перемещаться в различные положения относительно ионного пучка. Выходной сигнал антенны передавался через проходной резонансный фильтр на систему кристаллического детектора, чувствительного к сигналам с частотой порядка нескольких сотен мегагерц и более.

Перемещение антенны связи около ионного пучка не обнаружило сигналов, соответствующих колебаниям в этом высокочастотном диапазоне. Для объяснения причин отсутствия этих сигналов могут быть приведены многочисленные доводы, и не следует думать, что только сказанное ниже заслуживает внимания. Тем не менее следует указать, что попытки обнаружения электронных плазменных колебаний проводились с ионным пучком, колебания которого связаны с временем пролета ионами пространства между сеткой и мишенью. Поэтому поля и потенциалы в ионном пучке имели по крайней мере основную структуру, характеризующую длиной λ_1 . Характерный размер при электронных колебаниях в плазме на несколько порядков меньше λ_1 . Можно предположить, что механизм колебаний, связанных со временем пролета ионов, настолько сильно преобладает над всеми остальными колебательными процессами, что колебания электронов в плазме с более коротковолновой структурой не могут возникать и поведение электронов в плазме определяется главным образом распределением потенциалов во всем пространстве между сеткой и мишенью.

Релаксационная модуляция колебаний

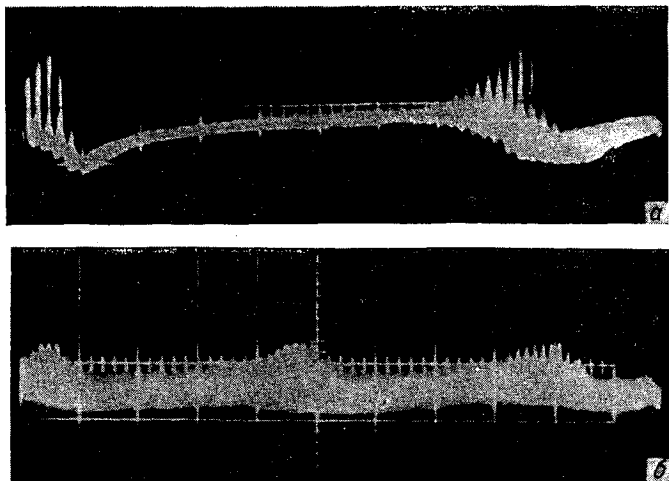
Последней характеристикой колебаний, связанных с временем пролета ионов, является их релаксационная модуляция (фиг. 25, а и б). Она не характеризует нормальное поведение ионного пучка и является неустойчивой, т. е. может, как правило, исчезать при малых изменениях потенциала на электродах и геометрии пучка. После прекращения модуляции в пучке снова возникают рассмотренные выше колебания, связанные с временем пролета ионов.

На фиг. 25, а показано изменение тока на мишени в течение ~ 150 мксек. Ток имеет ряд коротких серий импульсов, амплитуда которых увеличивается до момента, когда происходит срыв и импульсы исчезают. После срыва величина тока медленно восстанавливается до появления новой серии импульсов. Период восстановления тока в общем напоминает поведение тока во время накопления захваченных электронов в пульсирующих ионных пучках. Возникающие импульсы имеют ту же частоту, что и колебания, связанные с временем пролета ионов. Частота повторения всплесков колебаний в случае, показанном на фиг. 25, а, составляет ~ 9 кГц.

На фиг. 25, б показан другой пример наблюдавшейся релаксационной модуляции колебаний. Импульсы, как и раньше, имеют частоту колебаний,

связанную с временем пролета ионов, но частота всплесков несколько отличается от случая, показанного на фиг. 25, а, и составляет ~ 13 кГц.

Предполагаемый механизм возникновения модуляции, вытекающий из такого поведения, заключается в том, что при колебаниях ионного пучка могут иметь место неустановившиеся колебания с амплитудой, возрастающей до тех пор, пока колебательный процесс не разрушится. Было показано, что изменения потенциала в ионном пучке в течение одной части периода



Фиг. 25. Примеры осциллограмм полученных колебаний. а — ток коллектора (в интервале ~ 150 мксек); б — ток коллектора в другом эксперименте (в интервале ~ 200 мксек). В обоих случаях отчетливо видны колебания с частотой, связанной со временем прохождения ионов при заданных геометрии и ускоряющем напряжении.

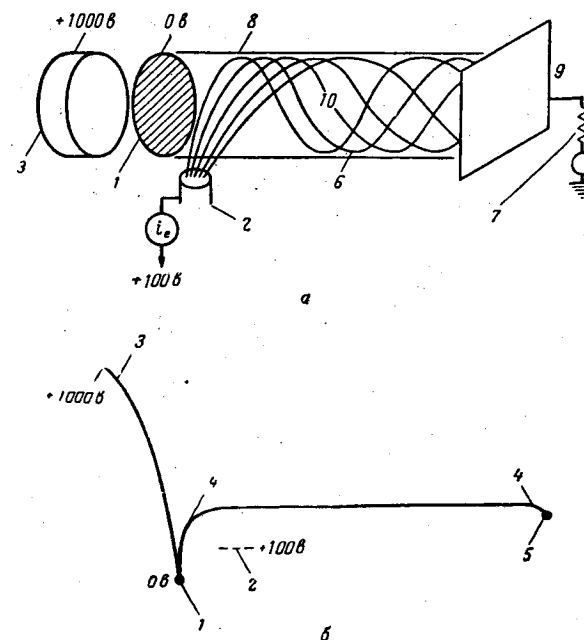
могут приводить к «нагреву» и захвату электронов в пучке, в то время как в другой части периода электроны «охлаждаются», а также могут и выходить из ионного пучка. Внезапный выброс этих электронов может привести к недостаточной компенсации пространственного заряда и снижению тока на мишень. При этом аналогично импульсным ионным пучкам существует период накопления захваченных электронов, необходимых для компенсации пространственного заряда ионного пучка. Если механизм процесса связан с восстановлением компенсации пространственного заряда пучка путем захвата дополнительного количества электронов, то частота повторения релаксационной модуляции не должна зависеть от размеров области пролета ионов или ускоряющего напряжения, а будет скорее определяться условиями эмиссии вторичных электронов с поверхностей сетки и мишени. Так как условия на этих поверхностях могут изменяться во времени, полная частота модуляции не имеет прямой зависимости от энергии ионов и геометрических размеров ионного пучка.

Установившееся состояние. Ионные и электронные пучки без колебательных процессов

Во всех описанных выше экспериментах не было преднамеренного ввода электронов в пучок, т. е. электроны, находящиеся в ионном пучке, образовались в результате вторичной электронной эмиссии с поверхностей

сетки и мишени. В этом разделе рассматривается эксперимент, в котором в качестве дополнительных источников электронов применялись гексагональная пушка Пирса (см. фиг. 19 и 20) и барьерный «пуговичный» катод. В описываемом эксперименте использовался только барьерный эмиттер, а пушка Пирса была выведена из области ионного потока.

Схема расположения отдельных элементов показана на фиг. 26, а. Особенно важно указать здесь, что мишень находилась под плавающим



Фиг. 26. Схема установки при эксперименте с коллектором, находящимся под плавающим потенциалом (а), и распределение потенциала в ионном пучке (б).

1 — сетка; 2 — источник электронов; 3 — источник ионов; 4 — приэлектродный слой; 5 — коллектор под плавающим потенциалом + 200 в; 6 — траектории электронов, электронный ток 10 ма; 7 — большое сопротивление; 8 — траектории ионов, ионный ток 10 ма; 9 — коллектор под плавающим потенциалом; 10 — плазма.

потенциалом и была соединена с землей через высокоомное сопротивление. Десятимегаомное сопротивление на входе в осциллограф представляло часть общей изолирующей цепи сопротивления. Такая схема позволяла определять потенциал мишени по отклонению луча осциллографа.

Во время экспериментов ионный ток в пучке и электронный ток были равны и колебательные процессы отсутствовали, а потенциал мишени оставался постоянным и устанавливался положительным относительно потенциала электронного источника, как показано на фиг. 26, б. При повышении потенциала электронного источника потенциал мишени возрастал на ту же величину. Понижение потенциала электронного источника вызывает соответствующее уменьшение потенциала мишени.

Электронный источник располагался таким образом, чтобы электрические поля между плазмой и пуговичным катодом втягивали в ионный пучок электронный ток, равный ионному. Если источник немного удаляется

от пучка, то для сохранения равенства втягиваемого в пучок электронного тока ионному необходимо увеличение напряженности электрического поля между плазмой и источником. Действительно, потенциал мишени повышался при удалении источника от пучка, что указывало на возрастание потенциала плазмы.

При некоторых обстоятельствах появлялись колебания, связанные с временем пролета ионов, но эти обстоятельства создавались искусственно. В общем же пучок, составленный из ионов и электронов, является устойчивым.

Возникает вопрос, является ли стационарность пучка в этих экспериментах с плавающим потенциалом мишени доказательством того, что система, состоящая из ионного и электронного источников, будет устойчиво работать и в неограниченном пространстве? Для ответа рассмотрим аналогично предыдущим разделам механизм возможных процессов в данном эксперименте.

Работа с мишенью под плавающим потенциалом рассматривается как «двухкомпонентный» электронный процесс, т. е. предполагается что существуют две четко различающиеся группы электронов. Первую из них составляют захваченные электроны, которые обеспечивают нейтрализацию пространственного заряда и прохождение ионов через плазму. Захваченные электроны остаются в ионном пучке и благодаря малой энергии не могут достигать сетки, мишени или электронного источника. Вторая группа — это электроны, проходящие от их источника к мишени и нейтрализующие ток, т. е. обеспечивающие нулевой ток на мишени. Они имеют большую энергию и не захватываются ионным пучком. Таким образом, одна группа электронов обеспечивает нейтрализацию только пространственного заряда, а вторая — нейтрализацию только тока. Могут ли эти две группы электронов существовать в неограниченном пространстве? Непосредственно не очевидно, что захваченные электроны с малой энергией могут существовать в неограниченном пространстве, и поэтому необходимо провести дальнейшие исследования возможности распространения результатов захвата электронов в ограниченном пространстве лабораторной установки на захват электронов в неограниченном пространстве космоса.

СВЯЗЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Относительно теоретических работ по нейтрализации пучков можно сделать несколько кратких замечаний. В различных работах [7—10] использовалась модель, в которой предполагалось, что электронное облако имеет дрейфовую скорость вдоль оси ионного пучка, соизмеримую со скоростью ионов, а тепловые скорости электронов пренебрежимо малы или по крайней мере сравнимы со скоростью ионов. Некоторые из этих исследований включают рассмотрение электронов, движущихся как по ионному потоку, так и против него. Однако во всех этих работах (применительно к условиям пучка в ионном двигателе) выдвигается требование, чтобы энергия электронов не превышала нескольких миллизэлектронвольт. Эта энергия меньше тепловой энергии электронов, эмиттируемых с горячего катода. Эксперименты показывают, что даже в хорошо нейтрализованном ионном пучке существуют разности потенциала, составляющие по величине значительную часть ускоряющего потенциала ионов (по крайней мере десятки вольт). По-видимому, при более реалистическом подходе к теоретической задаче о распространении ионно-электронных пучков в лабораторных установках следует учитывать, что электронные скорости на несколько порядков больше

скорости ионов; необходимо также обратить внимание на захват электронов в потенциальных «ямах», более глубоких, чем тепловая энергия электронов. Следует четко разграничивать упругие и неупругие взаимодействия электронов с ионами и атомами в ионном пучке и учитывать оба вида взаимодействия электронов с электромагнитным полем.

ВЫВОДЫ

В предыдущих разделах описан ряд экспериментов. Рассмотрено поведение стационарных пучков с униполярными характеристиками потока. В этих пучках наблюдались эффекты радиального расширения пучка и явления, связанные с образованием виртуального источника. Показано, что такие униполярные пучки могут существовать, однако условия, необходимые для исключения влияния захватываемых электронов на поля пространственного заряда, таковы, что кажется маловероятным в лабораторных испытаниях исключить накопление этих электронов при широких интенсивных пучках высокоэнергетических ионов, т. е. для пучков, необходимых в ионном двигателе.

Захват электронов ионным пучком изучался на импульсных пучках. Непосредственно после включения наблюдалось образование виртуального эмиттера в неискаженном униполярном пучке. Во время этого периода происходили колебания ионного тока, частота которых зависит от величины отношения $(V_0^{1/2}/x_0)$. Предполагалось, что эти колебания связаны с колебаниями положения в пространстве и суммарного заряда виртуального эмиттера, являющегося облаком пространственного заряда. После этого начального периода накопление захваченных электронов приводит к постепенному увеличению ионного тока на мишени и в конечной стадии накопления — к радиальному сжатию пучка. Время, необходимое для захвата электронов в количестве, достаточном для обеспечения полного прохождения ионного пучка, составляет ~ 1 мсек.

Прохождение ионного пучка через облако захваченных электронов сопровождалось колебательными явлениями. Плазма, состоящая из пролетающих ионов и захваченных в области ионного пучка электронов, обладает колебательной неустойчивостью. Измеренная частота колебаний зависит от величины отношения $(V_0^{1/2}/x_1)$. Одновременно с появлением колебаний ионный пучок начинает светиться. Были рассмотрены размеры и форма светящейся области. Спектрографический анализ свечения показал присутствие в спектре линий Cs I и Cs II.

Был проведен анализ энергии ионов, поступающих на мишень. При отсутствии колебательных процессов в пучке эти ионы были практически моноэнергетичны. Наличие колебаний в пучке приводит к расширению спектра по энергии. Некоторые ионы имеют энергию, большую исходной, другие — меньшую. В одних случаях средний уровень энергии уменьшается, в других — не отличается от энергии пучка при отсутствии колебаний.

Для исследования ионного пучка и анализа колебаний использовалось зондирование электронным лучом. Предложен механизм, объясняющий колебания, свечение пучка, дисперсию и уменьшение энергии ионов, а также наблюдаемые отклонения зондирующего электронного луча.

Предпринимались попытки обнаружить колебания с электронной плазменной частотой. Такие высокочастотные колебания не были найдены в пучке при наличии колебаний, связанных с временем пролета ионов. Однако была обнаружена релаксационная модуляция колебаний и предложен механизм для ее объяснения.

В экспериментах с мишенью, находящейся под «плавающим» потенциалом, наблюдался стационарный пучок из ионов и электронов при отсут-

ствии колебательных процессов любого вида. Для объяснения результатов наблюдений предложен механизм процесса, названный «двухкомпонентным» электронным процессом.

Эксперименты, рассмотренные в данной работе, качественно характеризуют процессы, которые, несмотря на сложность, допускают логически обоснованные объяснения. Но следует учитывать, что действительные условия работы этих ионных и электронных пучков будут весьма отдаленно напоминать условия данных экспериментов. Поэтому эти эксперименты нужно рассматривать не с точки зрения изучения отдельных явлений в лабораторных условиях. Они должны быть использованы для решения определенного круга вопросов, связанных с поведением широких пучков при работе двигателя в реальных условиях. Во всех описываемых в настоящей работе экспериментах главную роль играли процессы накопления захваченных вторичных электронов или предотвращения их накопления.

Эти электроны следует рассматривать как неизбежный фактор при экспериментах в лабораторных условиях с широкими пучками. Даже когда искусственно вводятся дополнительные электроны, наиболее вероятно объяснение поведения всего пучка взаимодействием между ионами и всеми электронами, как захваченными, так и искусственно вводимыми. Доминирующая роль в нейтрализации пространственного заряда при этом принадлежит захваченным электронам. Образование этих захваченных отрицательных частиц, их накопление и существование в области, через которую должны пройти ионы, непосредственно связано с наличием в окружающем пространстве атомов остаточного газа и ограниченностью размеров области, в которой должны накапливаться захваченные электроны. Будут ли эти условия сохраняться и при почти полном вакууме космического пространства? Существуют ли скрытые, но важные для работы двигателя различия между ограниченными размерами лабораторных установок и безграничным пространством, в котором эти ионные пучки будут использоваться? Будут ли установившиеся колебания ионных пучков, возникающие при прохождении их через конечную область с захваченными электронами, оставаться ограниченными по амплитуде, если длина области будет увеличиваться до бесконечности, или же движение пучка станет хаотичным и пучок полностью распадется? Будет ли установившееся состояние без колебательных процессов для ионного и электронного пучков, попадающих на расположенную вблизи мишень с «плавающим» потенциалом, сохраняться при удалении мишени на все большее и большее расстояние? Все эти вопросы, которые возникли при проведении экспериментов в лабораторных условиях, должны быть не только выявлены, но и решены.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sellen J. M., Shelton H., «Space Charge Measurements in Expanding Ion Beams» ARS preprint 1160-60, May 1960.
2. Sellen J. M., Shelton H., «Neutralization Experiments on Broad Cesium Ion Beams», ARS preprint 1161-60, May 1960.
3. Sellen J. M., Shelton H., Langmuir D. B., «Electrostatic Propulsion Design Principles and Problems», Proc. 11th Intern. Astronaut. Congr., Stockholm, August 1960, Åhlén und Åkerlund, Stockholm, 1960.
4. Fay C. E., Samuel A. L., Shockley W., «On the Theory of Space Charge Between Parallel Plane Electrodes», *Bell Syst. Techn. J.*, 17, 49—79 (1938).
5. Speiser R. C., Dulgeroff C. R., «Cesium Ion Motor Research», Second Symposium on Advanced Propulsion Concepts, Boston, Massach., Oct. 7—8, 1959.

6. «Investigation of Ionized Gases and Acceleration Systems for Ion Propulsion», Rep. 150, Electro-Optical Systems, Pasadena, Calif., DA-04-495-ORD-1191, July 1960, Sec. 3, p. 80.
7. Geffen D., Stehle P., «Space Charge Neutralization in the Steady State», Rep. ERL-125, Ramo-Wooldridge Corp., Canoga Park, Calif., Aug. 1958.
8. Wachowski H., «Space Charge Neutralization in Ionic Propulsion... the Single Velocity Case», Rep. ERL-LM-171. Ramo-Wooldridge Corp., Canoga Park, Calif., Sept. 1958.
9. Kaufman H. R., «One Dimensional Analysis of Ion Rockets», NASA TND-261, March 1960.
10. Mirels H., Rosenbaum B. M., «Analysis of One-Dimensional Ion Rocket with Grid Neutralization», NASA TN D-266, March 1960.

Нейтрализация ионных пучков

Д. Е. Эттер, С. Л. Эйленберг, М. Р. Карри, Г. Р. Бруэр

Описываются эксперименты, в которых пространственный заряд цилиндрического пучка ионов цезия нейтрализуется электронами, вводимыми с периферии пучка. В ионной ускоряющей системе создается распределение потенциала, позволяющее захватывать электроны из внешнего источника и вводить их в выходящую ионную струю. За критерий нейтрализации принято отсутствие расхождения ионного пучка, вызываемого пространственным зарядом; профили плотности тока в различных сечениях пучка были измерены как для случаев с введенными электронами, так и без них. Предлагаются различные механизмы захвата электронов в ловушку, обеспечивающие электронный поток с такими скоростью и плотностью, которые необходимы для нейтрализации ионного пучка.

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрализация пространственного заряда ионного пучка представляет собой самую важную проблему из всех, связанных с разработкой ионных двигателей. Успешная нейтрализация исключает обратное взаимодействие ионного пучка с электродами двигателя, снижает степень радиального расхождения пучка и предотвращает накопление заряда на корпусе летательного аппарата. Нейтрализация позволяет также применять ионные пушки, перванс которых близок к предельным значениям.

В настоящей работе описывается метод введения электронов в ионный пучок с его периферии, исключающий проблему попадания пучка на электроды источника электронов. Введение электронов с периферии пучка в сочетании с искусственно создаваемым механизмом захвата электронов фактически позволяет получить регулируемый виртуальный источник электронов внутри ионного пучка, что можно эффективно использовать для нейтрализации положительного пространственного заряда.

Сначала дано качественное описание такой системы нейтрализации, затем приводится метод экспериментального исследования эффективности нейтрализации и полученные результаты. Вторая часть работы содержит результаты и выводы аналитического исследования упрощенной модели электронной ловушки, что помогает понять физические процессы, происходящие при введении электронов в ионный пучок.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Приводимые в настоящей работе данные получены при экспериментах с ионной пушкой и электродами, конфигурация которых была определена с помощью установки для моделирования траекторий частиц. Использование такой установки при конструировании ионных пушек описано в работе [1].

Система формирования пучка, состоящая из ионизатора и фокусирующего и ускоряющего электродов, геометрически подобна электронной пушке «Хьюз 25-В», которая уже достаточно хорошо изучена. Оптическая система

этой пушки при работе с ионным пучком такая же, как при работе с электронным пучком.

В качестве ионизатора использовался пористый вольфрам толщиной 0,1 см, за которым размещался источник цезия. По форме ионизатор представлял сферический сегмент диаметром 1,7 см. Измерения показали, что такая пушка обладает вполне удовлетворительными оптическими характеристиками. Она обеспечивает сходящийся пучок с ламинарным потоком, т. е. пучок, в котором траектории ионов не пересекаются. Минимальное сечение пучка диаметром ~0,58 см находится на расстоянии ~1,02 см от выходного сечения анода. Длинный «выхлоп» пушки обеспечивает достаточно места для установки электродов, эмиттирующих электроны, в области, где пучок либо еще сходится, либо имеет минимальный диаметр. Вычисленное и измеренное в опыте значение ионного перванса равно $2,79 \cdot 10^{-9}$. Число зарядов, попадающих на анод, соответствует не более 0,1% полного тока.

Процесс в такой пушке в первом приближении можно считать аналогичным процессу в простом диоде, где ионный пучок поступает в область, свободную от приложенных электрических полей. В этом случае расходящийся ионный пучок будет иметь примерно коническую форму, обусловленную объемным зарядом пучка. Поскольку перванс пучка значительно ниже предельного значения, такие явления, как, например, «закручивание» (поворот) пучка, исключаются.

Положительный заряд части пучка, расположенной за апертурой анода, индуцирует отрицательный отраженный заряд на лицевой поверхности анода. В результате возникает электрическое поле с осевой составляющей, которое ускоряет имеющиеся в пучке электроны до относительно высокой скорости в направлении потока ионов. Такая система рассматривалась как возможное средство нейтрализации ионного пучка. Предполагалось, что инжекция электронов, необходимых для нейтрализации в такой системе, будет эффективной, если расположить кольцевую катодную нить, эмиттирующую электроны, вокруг ионного пучка. Анализ такого устройства был проведен с помощью моделирующей установки. Однако оказалось, что сила, с которой отраженное поле действует на электроны, эмиттируемые кольцевым источником, направлена по границе пучка, причем таким образом, что из электронов создается оболочка, движущаяся вдоль оси пучка со скоростью, много большей, чем требуется для создания необходимого для нейтрализации пространственного заряда.

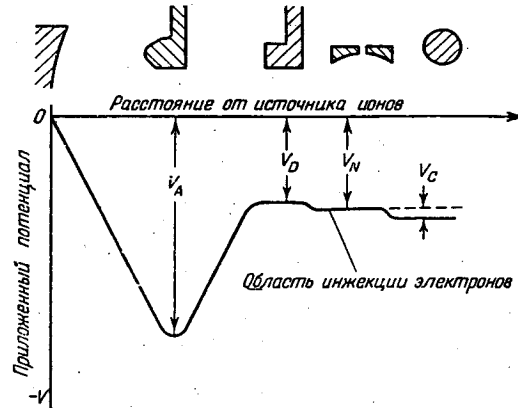
Следующая попытка была посвящена тому, чтобы уменьшить влияние отраженного поля заряда на движение эмиттируемых электронов путем ослабления осевой составляющей электрического поля в пучке.

Вблизи сужения ионный пучок окружался проводящим цилиндром. Такой электрод обуславливал появление радиальной составляющей отраженного поля, связанного с зарядом ионного пучка, благодаря чему ослаблялось продольное поле, которое чрезмерно ускоряло электроны. С помощью моделирующей установки было найдено, что скорость электронов при этом снижалась, но осевая скорость оставалась все еще слишком высокой для нейтрализации. Экспериментальная проверка структуры пучка показала, что электронная оболочка движется вдоль оси пучка с высокой скоростью и поэтому нет нейтрализации пространственного заряда. Применение ускорительно-замедлительной системы не дало какого-либо улучшения.

Следующий проверенный экспериментально принцип дал обнадеживающие результаты, поэтому он будет рассмотрен более подробно. Фактически делалась попытка создать в самом ионном пучке регулируемый виртуальный катод и использовать его в качестве источника электронов, подпитываемая электронами извне. Этот способ позволяет избежать применения

вводимых в пучок электродов. Принцип такой системы нейтрализации вытекал непосредственно из результатов исследований на моделирующей установке. Конфигурация электродов новой нейтрализующей камеры была определена на основании точных измерений, проведенных на моделирующей установке и электролитической ванне с имитацией пространственного заряда.

На фиг. 1 представлены величины потенциалов, приложенных в различных сечениях пучка, и показаны электроды, применявшиеся в этом методе замещения ионов с электронами. V_A — основное ускоряющее напряжение,



Фиг. 1. Ускорительно-замедлительная система с электронной ловушкой.

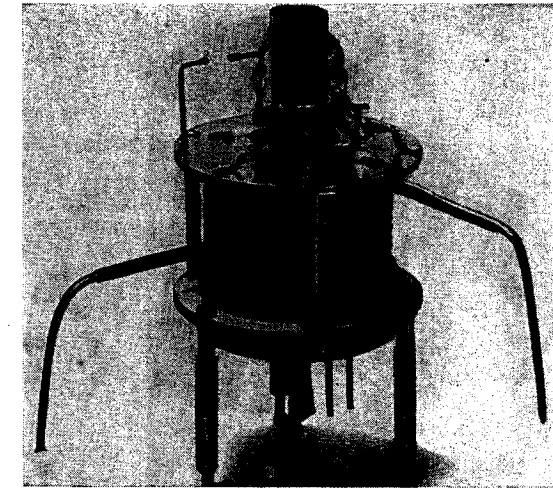
определяющее величину ионного тока, создаваемого ионизатором из пористого вольфрама. V_D — замедляющее напряжение, препятствующее переходу электронов в область ускорения и бомбардировке катода. Значение V_D выбрано на основании исследований, включающих определение величины предельной проводимости (переванса) и степени «провисания» приложенного поля в область ускорения.

Значения V_N и V_C соответствуют напряжениям, приложенным к двум следующим электродам, создающим ловушку для электронов на пути ионного пучка. Электроны поступают в область расположения нейтрализующего электрода, на который подан потенциал V_D . Эти электроны колеблются по всей длине ловушки со скоростями, соответствующими тепловой скорости эмиссии с электронного катода. В общем случае средняя скорость превышает скорость ионов в пучке. За счет регулирования потенциала электродов электроны могут вводиться в пучок ионов таким образом, что будут обладать некоторой средней скоростью направленного движения вдоль ионного потока. Эта компонента скорости равна или достаточно близка к скорости ионов, что необходимо для обеспечения нейтрализующего заряда в пучке.

Электронная ловушка, несмотря на внешнюю простоту, является достаточно сложным явлением. Нормальная ее работа зависит от многих параметров и, в частности, от таких, как потенциалы электродов, количество введенных в пучок электронов, их скорость, температура источника электронов и регулируемое напряжение V_C на выходе. При работе эти параметры сначала принимаются соответствующими значениям, определенным с помощью моделирующего устройства, а затем слегка подстраиваются до тех пор, пока параметры пучка и токов не покажут, что нейтрализация достигнута. Полученное таким образом в результате экспериментальных изме-

рений окончательное оптимальное распределение потенциалов оказалось очень близким к значениям, определенным при помощи электролитической ванны. Будучи однажды настроенной, система оставалась устойчивой.

На фиг. 2 показана одна из первых ионных пушек, оборудованных такой системой электродов. Разрез пушки и испытательной камеры дан на фиг. 3. В верхней части испытательной камеры установлен подвижной коллектор, используемый для измерения распределения плотности ионного тока в ионном пучке. Выше коллектора и по сторонам от ионного пучка установлены экраны, температура которых поддерживается близкой к температуре жидкого азота.



Фиг. 2. Модель ионного двигателя.

Ионы собираются на ряд концентрических колец, электроны — на цилиндрические перегородки, разделяющие кольца. Перед коллектором находится ячеистая сетка с малой лобовой площадью. Приложенные электрические потенциалы таковы, что происходит разделение ионов и электронов и предотвращается возвращение вторичных электронов в ионный пучок. При определении надлежащей конструкции электродов коллектора и значений потенциала, при которых было бы невозможно возвращение вторичных электронов в область дрейфа ионов, вновь была использована моделирующая установка.

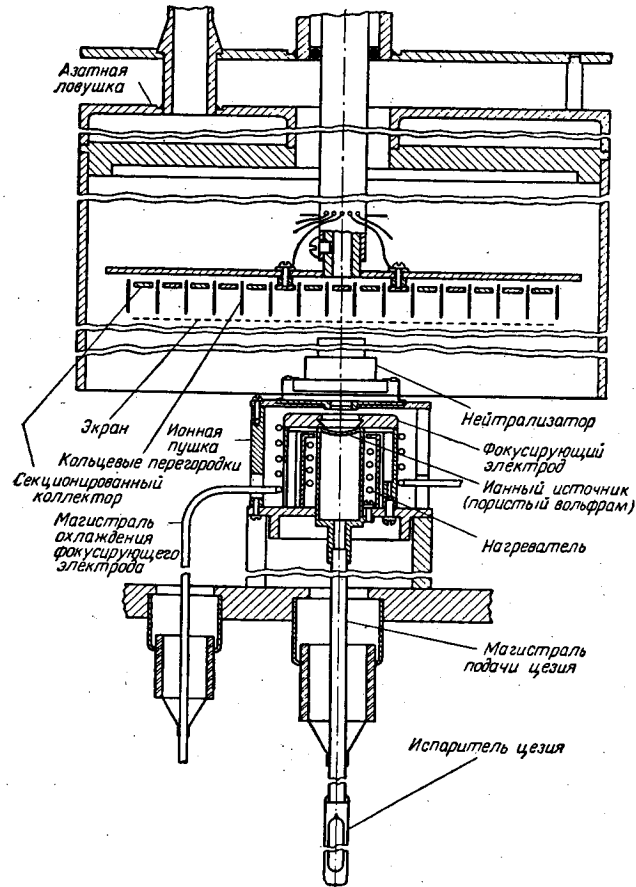
Типичные распределения плотности ионного тока в различных сечениях пучка при наличии нейтрализующих электронов и без них показаны на фиг. 4. Потенциалы электродов равны:

$$V_A = 250 \text{ в}; \quad V_D = 115 \text{ в}; \quad V_N = 110 \text{ в}; \quad V_C = 3 \text{ в}.$$

Полный ионный ток составлял 12,5 мка, а при наличии нейтрализации общий электронный и ионный ток коллектора фактически был равен нулю. Самое дальнее сечение пучка, для которого показано распределение плотности, находилось на расстоянии 21,8 см от плоскости ускоряющего электрода, а все остальные располагались с интервалом в 2,5 см. Приводимые данные соответствуют фиксированным значениям потенциалов и других

параметров; менялось лишь расстояние до коллектора. Давление остаточного газа в системе было порядка 10^{-7} мм рт. ст.

Когда электроны в пучок не вводились, его расхождение было обусловлено пространственным зарядом и наличием радиальных составляющих тепловой скорости ионов. Это расхождение пучка было рассчитано, и измеренные значения диаметра пучка хорошо согласовывались с расчетом до тех

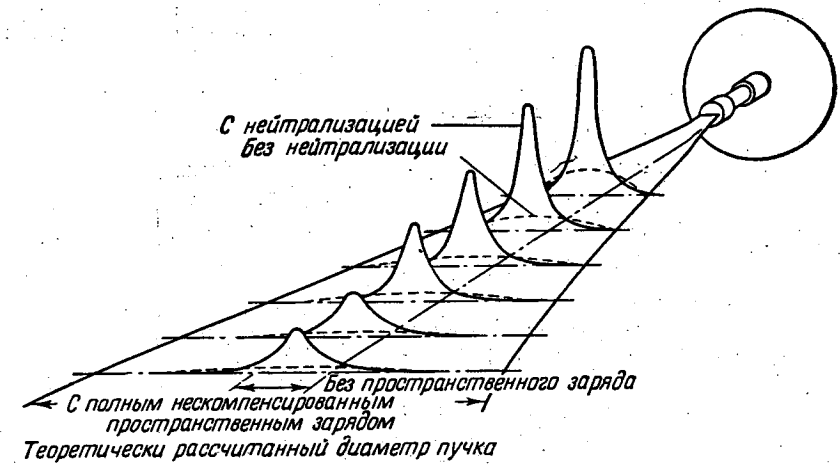


Фиг. 3. Камера для испытаний ионной пушки.

пор, пока диаметр пучка не становился больше диаметра секционированного коллектора. На еще больших расстояниях от пушки плотность в коллекторе уменьшалась, так как все большая и большая доля ионов пучка попадала на стенки камеры. Показанные плотности тока были получены путем проведения плавной кривой через точки, соответствующие средним значениям, подсчитанным для последовательно расположенных колец. Интервалы, на которых осреднялась плотность тока, составляли $\sim 0,8$ см.

Когда в пучок для нейтрализации вводились электроны, диаметр ионного пучка с расстоянием по оси изменялся незначительно. Это имело место

во всем диапазоне перемещения коллектора, следовательно, внешнее проявление положительного пространственного заряда было нейтрализовано эффективно. На фиг. 4 показан диаметр нейтрализованного пучка, подсчитанный с учетом расхождения пучка вследствие наличия поперечной составляющей



Фиг. 4. Распределения плотности ионного тока.

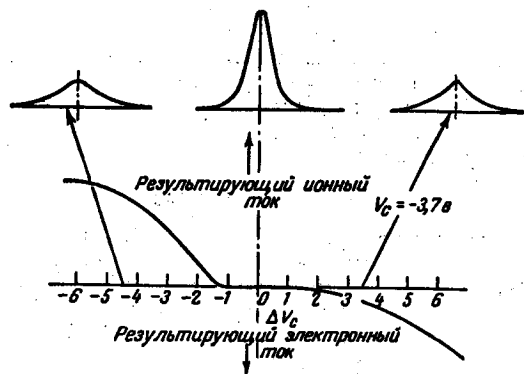
влияющей тепловых скоростей ионов; совпадение с измеренным значением диаметра хорошее. Однако разрешающая способность коллектора настолько низка¹⁾, что не позволяет провести детальное сравнение экспериментальных и теоретических результатов. Хотя пиковое значение плотности тока в центре пучка с увеличением расстояния от пушки быстро уменьшается, измеренный ионный ток (плотность, проинтегрированная по сечению пучка) остается постоянным.

Фиг. 5 иллюстрирует влияние отклонения V_C от оптимального значения, дающего наименьшее расхождение пучка. С увеличением отрицательного значения V_C увеличивается и потенциальный барьер, который должны преодолеть электроны, чтобы попасть в ионный пучок. При этом все меньше и меньше электронов попадает в пучок, общий ток коллектора становится положительным и ионный пучок расходится за счет увеличенного пространственного заряда. С другой стороны, когда потенциальный барьер становится меньше (положительное отклонение V_C), ухудшается захват электронов, на коллектор попадает больше электронов, чем ионов, и пучок снова расходится за счет положительного пространственного заряда. Это явление, вероятно, подобно явлению образования электронной оболочки, о котором упоминалось выше.

Вблизи оптимального значения V_C имеется область барьерного потенциала, для которой суммарный ток пучка остается нулевым, а распределение плотности ионного тока изменяется незначительно. Это показывает, что V_C не является обычным барьером, как предполагалось, и наличие заряда ионного пучка в ловушке и на выходе пучка влияет на движение электронов и ток. Действительно, если нет ионного пучка, электроны из ловушки не уходят. Возможно, что ионы, покидающие электронную

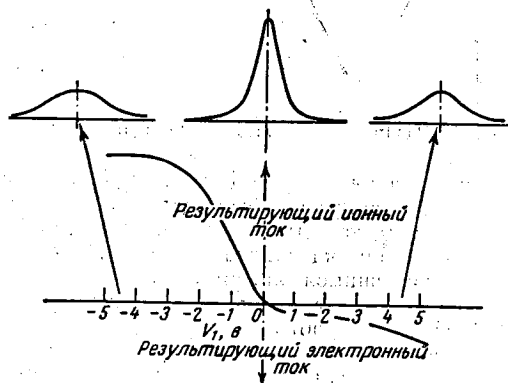
¹⁾ Ширина колец использованного секционированного коллектора слишком велика для пучка, исследованного в этой работе.— Прим. ред.

ловушку, образуют своеобразный диод, вытягивая тем самым необходимый электронный ток. Однако четко установлено, что переход ионного пучка от нейтрализованного к ненейтрализованному состоянию может быть осуществлен за счет относительно малого изменения барьерного потенциала.



Ф и г. 5. Распределения плотности ионного тока и зависимость полного тока пучка от ΔV_c .

В другом эксперименте, выполненном на ионном пучке с электронами, был применен потенциал между управляющим электродом, установленным на выходе пучка из двигателя, и окружающим пространством. Результаты этого эксперимента приведены на фиг. 6. Приложение поля, замедляющего



Ф и г. 6. Распределения плотности ионного тока и зависимость результирующего тока пучка от потенциала в области дрейфа.

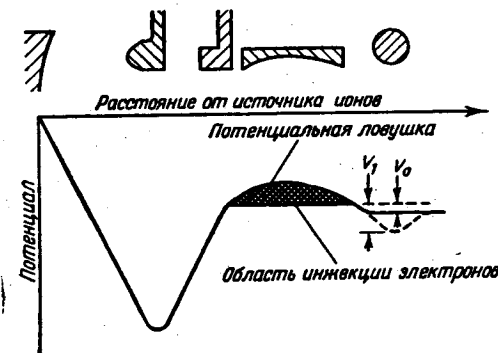
поток электронов от ионной пушки, приводит к тому, что пучок претерпевает полное расхождение, связанное с пространственным зарядом, и суммарный ток обуславливается только ионами цезия. Наложение поля, ускоряющего электроны, также вызывает расхождение пучка, а суммарный ток свидетельствует об избытке электронов. Этот эксперимент ясно показывает, что электроны уменьшают расхождение ионного пучка лишь при условии, что их скорость очень близка к скорости ионов, поскольку ускорение до более

высоких скоростей в области дрейфа (вызываемое продольным полем) резко ухудшает нейтрализацию. Кроме того, этот эксперимент является хорошим подтверждением того, что нейтрализация «в среднем» была достигнута.

Все предыдущее касалось описания эффективного метода введения электронов в пучок ионного двигателя и регулирования этого процесса. Кроме того, в лабораторных условиях были исследованы смешанные ионно-электронные пучки, которые имели нейтрализованный объемный заряд на длине, равной 40 начальным диаметрам пучка. Эти исследования будут продолжены, с тем чтобы более тщательно разобраться в происходящих процессах, проанализировать систему и распространить результаты на ионные пучки иных форм и более высоких плотностей тока.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Результаты экспериментальных исследований, описанных выше, показали, что при соответствующем выборе формы области, где улавливаются электроны, и правильном подборе потенциалов электроны могут уходить из ловушки в ионный пучок в количестве, необходимом для нейтрализации



Ф и г. 7. Распределение потенциала вдоль оси пучка.

поля пространственного заряда этого пучка. Однако электроны вводятся в ловушку с периферии, а покидают ее с торца; из-за потенциального барьера в конце ловушки ее покидают только электроны с наибольшей энергией. В этом разделе сделана попытка объяснить те физические процессы, которые приводят к наблюдавшимся явлениям в электронной ловушке.

Ниже использованы результаты ряда работ, с помощью которых легко понять механизм процесса в области захвата электронов, приводящего к нейтрализации пучка. Для выполнения своей задачи ловушка должна удовлетворять двум требованиям. Во-первых, электроны, вводимые в ловушку через боковую поверхность ионного пучка, должны быть отклонены на большой угол, так чтобы значительная часть их имела вектор скорости, направленный под углом 45° к оси пучка. Это приведет к образованию необходимого источника тепловых электронов, распределенных поперек ионного пучка как раз внутри ловушки. Во-вторых, должны существовать соответствующие разности потенциалов между ловушкой и внешним пучком, которые бы регулировали поток электронов так, чтобы осуществлялась нейтрализация заряда и тока пучка.

На фиг. 7 показаны основные компоненты системы: область ускорения ионов, замедляющая область, область ловушки, регулируемый потенциальный барьер и внешний пучок.

Ниже рассматриваются три механизма отклонения электронов и дан анализ параметров выходного потенциального барьера в зависимости от распределения электронов, температуры и удельного импульса ионного пучка.

Релаксация вводимых в пучок электронов

Электроны, втянутые в ионный пучок, претерпевают относительно мало столкновений с рассеянием на большие углы вследствие низкой плотности ионов в пучке. Однако последовательные дистантные взаимодействия с рассеивающими центрами, каждое из которых создает очень малое отклонение, могут дать заметное общее отклонение. Это приводит к релаксации (переходу от направленного распределения скоростей к статистическому) вследствие значительно большего сечения рассеяния на малые углы и влияния почти каждого рассеивающего центра, расположенного вблизи траектории. Два других возможных механизма отклонения, которые применительно к рассматриваемой задаче ранее не исследовались, следующие: рассеяние пространственным зарядом и рассеяние за счет возбуждения электростатических колебаний. Все три механизма рассматриваются ниже.

Столкновения с рассеянием на малые углы

Необходимо, чтобы отклонение инжектированных электронов происходило за время, равное или меньшее времени прохождения иона через ловушку. Если это условие удовлетворяется, каждый ион будет сопровождаться одним электроном.

Для вычисления времени отклонения t_D можно использовать несколько видоизмененное выражение, приведенное в работе [2]:

$$t_D = (8 \pi n \omega r_0^2 \ln \Lambda)^{-1},$$

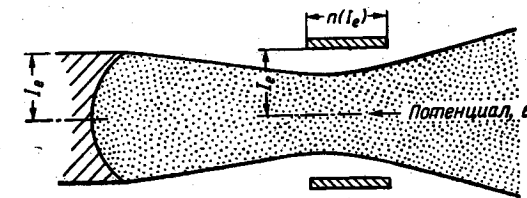
где n — плотность ионов; ω — средняя скорость электронов; r_0 — прицельный параметр при отклонении на 90° ; Λ — отношение порогового параметра r_m к прицельному параметру при отклонении на 90° . Пороговым параметром в работе [2] является дебаевский радиус экранирования. Однако поля пространственного заряда, втягивающие электроны в потенциальную ловушку, будут снижать экранирующее влияние в соответствии с обобщенной теорией Дебая — Хюккеля [3]. Видимо, наиболее реальное пороговое значение должно определяться по аналогии со значением, выбранным Чандрасекаром [4] при анализе «звездных» взаимодействий. Эта точка зрения приводит к выбору в качестве r_m межионных расстояний.

Для r_0 было получено значение $0,7 \cdot 10^{-9}$ см, хорошо согласующееся со структурой электронных оболочек для цезия. При этом значении будет иметь место отклонение более чем на 90° вследствие возрастания эффективного заряда иона при проникновении внутрь его электронных оболочек. Более рационально принять для r_0 значение 10^{-8} см. Для удельного импульса 7500 сек, падения потенциала ионного пучка от выходного потенциала на 10% и плотности частиц в пучке $5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ величина $t_D \approx 1$ мксек. Это в 10 ÷ 100 раз больше времени прохождения ионом потенциальной ловушки протяженностью ~10 и 1 мм соответственно. Путем соответствующего подбора параметров величина t_D может быть снижена до желаемого значения, например за счет снижения падения потенциала примерно в 3 раза. Однако эти оценки по порядку величины показывают, что механизм рассеяния на малые углы лишь с большой натяжкой может объяснить полное отклонение электронов, которое должно иметь место в ловушке.

Можно также рассматривать столкновения электронов друг с другом но величина t_D в этом случае окажется еще большей, поэтому такой механизм для объяснения наблюдаемого явления еще менее приемлем.

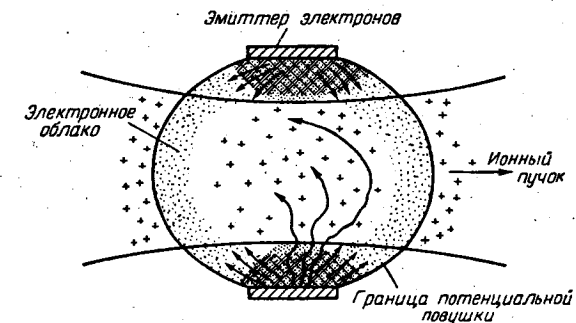
Рассеяние электронов пространственным зарядом

На фиг. 8 показаны относительное расположение и размеры эмиттера электронов по отношению к ионному пучку. Фиг. 9 дает представление о влиянии двух других механизмов на движение электронов через потенциальную ловушку. Первый из них относится к форме электрического поля



Фиг. 8. Сравнительные размеры электронного и ионного эмиттеров.

вблизи ограниченного пространственным зарядом эмиттера электронов, расположенного рядом с потенциальной ловушкой. Наличие отрицательного пространственного заряда вблизи эмиттера может создавать электрическое поле с компонентой, параллельной образующей ловушки. Кроме того, можно ожидать, что контурный интеграл электрического поля в окрестности образующей от плоскости эмиттера до выходной плоскости пучка будет равен



Фиг. 9. Рассеяние электронов пространственным зарядом и возникновение нарастающих электронных колебаний.

значению потенциала, составляющему около 10% от падения потенциала ионного пучка. Это означает, что электроны, приближающиеся к потенциалу образующей, где они движутся с более низкой скоростью, должны были бы фактически ускоряться в этом районе до энергий порядка величины названного интеграла. Исходя из типичных значений параметров, приведенных в предыдущем разделе, найдем, что время, необходимое для прохождения электрона от эмиттера до выходной апертуры, должно составлять около 10% от времени прохождения иона. Поэтому рассеяние пространственным зарядом — вполне реальный механизм отклонения электронов.

Колебание электронного пространственного заряда

Снова обращаясь к фиг. 9, видим, что в результате прохождения электронов через область положительного пространственного заряда должно происходить нарастание колебаний этого заряда, приводящее к рассеянию энергии. Условия такого нарастания могут быть получены из линеаризованных уравнения Пуассона, второго закона Ньютона и уравнения неразрывности. Если предположить, что все переменные величины содержат амплитудный коэффициент e^{ax} , то темп нарастания амплитуды a может быть определен из соотношения

$$a = \omega \omega_e / v_0 (1/\omega_i^2 - \omega^2)^{1/2},$$

где ω — частота электростатических колебаний; ω_e и ω_i — электронная и ионная плазменные частоты, а v_0 — скорость инжектированного электрона. Из этого уравнения следует, что волна будет расти по амплитуде только при частотах ниже плазменной ионной частоты; при равенстве этих частот a обращается в бесконечность. Это означает, что часть кинетической энергии электронов будет переходить в энергию колебания электронов (и меньшая часть в волновое движение ионов с малой амплитудой). Однако в действительности амплитуда, вероятно, будет расти лишь до момента, пока главная доля направленной энергии электронов не будет рассеяна. Такой вывод следует из двух соображений. Во-первых, анализ является одномерным и конечность ширины инжектированного пучка частиц будет, несомненно, приводить к рассеянию, ослабляющему волну. Во-вторых, поскольку анализ является линейным, он приложим только к малым возмущениям, и при амплитудах, близких к насыщению, эти выводы неприменимы. Однако потеря электронами даже нескольких процентов энергии поможет их захвату и рассеянию за очень короткое время.

Приведенные расчеты показывают, что механизм рассеяния на малые углы едва-едва способен обеспечить захват, в то время как два последних механизма могут быть вполне эффективными средствами рассеяния энергии электронов. Прежде чем переходить к следующей теме, следует заметить, что температура электронов в ловушке будет скорее всего несколько выше температуры эмиттера и достигать нескольких электронвольт на частицу. Расчеты также показывают, что электроны и ионы никогда не достигают теплового равновесия в ловушке вследствие того, что подсчитанное время релаксации энергии много меньше экстремальных значений t_D — времени релаксации скорости.

Образование нейтрального ионного пучка с тепловыми электронами

Рассматриваемые в настоящее время космические полеты аппаратов с ионными двигателями в большинстве случаев требуют значений удельного импульса в диапазоне 5000—20 000 *сек*. Нижний предел определяется малой эффективностью ионных источников с поверхностной ионизацией. Значение верхнего предела устанавливается несколько ниже значения, соответствующего наивысшим скоростям пучка на выходе, при которых энергия пучка превышает необходимую для осуществления полета. Этот диапазон значений удельного импульса соответствует скоростям ионов 50—200 *км/сек*. Энергия электронов с соответствующими скоростями должна составлять 0,00785—0,0314 *эв*. Электроны при комнатной температуре уже имеют энергию около 0,04 *эв*, т. е. несколько выше желаемой величины. Кроме того, скорости их имеют статистическое распределение по всем направлениям, так что охлаждения электронов было бы недостаточно для согла-

сования их скоростей со скоростью ионов. В этом случае необходима эффективная фильтрация по скоростям. Проблема согласования скоростей весьма сложна. Во-первых, требуется большое количество электронов, которое обеспечивают лишь источники при температуре около 1500° К. Из такого источника электроны выходят с энергией около 0,2 *эв*. Во-вторых, электроны должны быть «охлаждены» до средних энергий ниже ~0,03 *эв*, а затем сделаны моноэнергетическими и однонаправленными по движению. Если бы и была разработана техника фильтрации, то лишь малая доля общего числа электронов могла бы быть использована. А для повышения эффективности использования эмиттер электронов должен был бы иметь существенно немаксвелловское распределение. Такую систему трудно представить, а тем более осуществить.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе рассмотрены механизмы улавливания электронов, с тем чтобы попытаться объяснить полученные экспериментальные результаты. Следует подчеркнуть, что эти механизмы позволяют определить лишь порядки величин, и анализ является предварительным в том смысле, что не были получены точные решения или же идеализировались расчетные схемы.

Исходя из этого, можно сделать следующие выводы:

1. Диссипация энергии электронов в ловушке не может явиться следствием процессов рассеяния на большие углы. Однако рассеяние на малые углы в отдельных случаях должно рассматриваться как механизм такой диссипации.

2. Диссипация в поле пространственного заряда качественно представляется способной привести к улавливанию электронов.

3. Колебания электронного пространственного заряда, видимо, могут привести к необходимому рассеянию энергии, однако этот вопрос требует более внимательного теоретического анализа, особенно для случая ограниченных размеров рассматриваемой области.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brewer G. R., Etter J. E., Anderson J. R., «Design and Performance of Small Ion Engines», ARS preprint 1125-60, May 1960.
2. Spitzer L., Jr., «Physics of Fully Ionized Gases», Interscience Publishers, N. Y., 1956, pp. 55—93.
3. Haind, Owen, «Physical Chemistry of Electrolytic Solutions», Reinhold Publishing Corp., N. Y., 1958.
4. Chandrasekhar S., «Principles of Stellar Dynamics», Dover Publ., N. Y., 1960.

Нейтрализация ионных ракет

Г. Майрелс

ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей работы является рассмотрение двух одномерных моделей нейтрализации ионных ракет. В первой модели предполагается, что электроны, нейтрализующие выходящий ионный пучок, испускаются плоской сеткой по существу с нулевой скоростью и движутся в обе стороны: по направлению ионного пучка и против него. Эта модель уже рассматривалась в работе [1]. Во второй модели предполагается, что электроны, скорости которых подчиняются максвелловскому распределению, испускают ся в направлении пучка произвольным источником. Вторая модель отличается от предыдущей тем, что в ней учитываются тепловые эффекты, а геометрическая форма источника электронов является несущественной. Анализ обеих моделей показывает, что местоположение источника электронов вниз по потоку ионов не является определяющим для процесса нейтрализации.

Рассмотрено значение этих моделей применительно к трехмерной задаче нейтрализации ионной ракеты. Делается вывод, что тепловое движение электронов в проблеме нейтрализации ионной ракеты не существенно.

ОДНОМЕРНАЯ ЗАДАЧА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ

Пусть ускоряющая сетка (или замедляющая сетка ракеты с ускорительно-замедлительной системой) расположена в сечении $x=0$. Обозначим скорость ионов и плотность тока при $x=0$ через $(v_+)_0$ и j_+ соответственно. Потенциал при $x=0$ определяется как $V_0 = -(v_+)_0^2 / 2\eta$, где η — отношение заряда иона к его массе. Характеристическая длина ускоряющего промежутка L может быть определена на основании закона Чайлда

$$L^2 \equiv - \left(\frac{4}{9} \right) \epsilon_0 (v_+)_0 \frac{V_0}{j_+}$$

В рассматриваемых сейчас проектах электростатических ракетных двигателей величина L порядка 1 см. Введем безразмерные выражения для потенциала и расстояния

$$\varphi \equiv \frac{V}{V_0}, \quad \xi \equiv \frac{x}{L} \tag{1}$$

За исключением специально оговоренных случаев, обозначения повсюду те же, что и в работе [1]. Применяются единицы системы МКС.

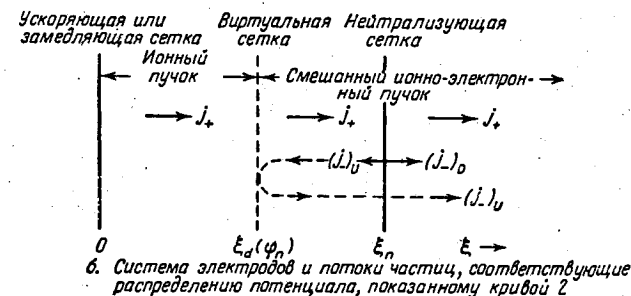
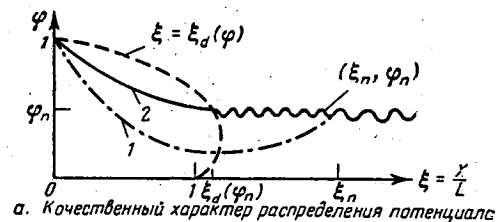
Первая модель

Первая модель показана на фиг. 1. Плоская нейтрализующая сетка, эмиттирующая электроны, расположена в точке ξ_n , потенциал которой

$\varphi_n \ll 1$. Если плоскость ξ_n не испускает электронов в направлении, противоположном потоку ионов, то изменение φ с расстоянием ξ при $0 < \xi < \xi_n$ должно иметь характер, представленный кривой 1 на фиг. 1, а. Минимум потенциала должен лежать где-то в сечении $\xi = \xi_d(\varphi)$, определяемом уравнением

$$\xi_d(\varphi) = (1 + 2\sqrt{\varphi}) \sqrt{1 - \sqrt{\varphi}} \tag{2}$$

(при условии, что $\xi_d(\varphi_n) < \xi_n$). Однако этот минимум потенциала будет привлекать электроны с нейтрализующей сетки, которые будут стремиться



Ф и г. 1. Распределение потенциала, система электродов и потоки частиц для первой модели.

заполнить потенциальную яму. В работе [1] было получено стационарное решение для установившегося процесса, когда поток электронов, эмиттируемых в сечении ξ_n , ограничен пространственным зарядом, а сами электроны имеют нулевую скорость. Это решение представлено фиг. 1, б и кривой 2 на фиг. 1, а. Электронный ток с нейтрализующей сетки имеет компоненту как направленную против ионного пучка $(j_-)_U$, так и по пучку $(j_-)_D$. Компонента, направленная против пучка, отражается при $\xi_d(\varphi_n)$ и меняет направление на противоположное. Для поддержания нейтральности двигателя необходимо, чтобы выполнялось равенство $j_+ = (j_-)_U + (j_-)_D$. Решениями задачи для различных областей, указанных на фиг. 1, будут следующие.

Для области $0 < \xi < \xi_d(\varphi_n)$ пучок состоит только из ионов, и изменение φ в зависимости от ξ определяется уравнением

$$\xi_d(\varphi_n) - \xi = (\sqrt{\varphi} + 2\sqrt{\varphi_n}) \sqrt{\sqrt{\varphi} - \sqrt{\varphi_n}} \tag{3}$$

Для области $\xi_d(\varphi_n) < \xi < \xi_n$, где движется смешанный ионно-электронный пучок, распределение потенциала имеет периодический характер изменения

с малой амплитудой и малой длиной волны и определяется выражениями

$$0 < \frac{\varphi_n - \varphi}{\varphi_n} \leq 4\delta\alpha^2; \quad \frac{\lambda}{L} = 3\sqrt{2} \pi \varphi_n^{3/4} \sqrt{\delta} \alpha. \quad (4)$$

Для однозарядных ионов величина δ является отношением масс электрона и иона m_-/m_+ , так что для ионов цезия

$$\delta \equiv \frac{m_-}{m_+} \approx 0(4 \cdot 10^{-6}). \quad (5)$$

Величина $\alpha \equiv 2(j_-)_{U/j_+}$ меняется в пределах от 0 до 2 при отсутствии рециркуляционных токов между $\xi_d(\varphi_n)$ и ξ_n . Отсюда следует, что периодическое изменение потенциала имеет очень малую амплитуду и длину волны. Ионы в этой области движутся по существу с одинаковой скоростью $(v_+)_{n-} = \sqrt{-2\eta V_n}$. Движение электронов носит периодический, волновой характер с длиной волны λ/L , на протяжении которой скорость электронов изменяется от нуля до величин порядка местной скорости ионов. (В пределе когда $\alpha \rightarrow 0$, средняя скорость электронов стремится к нулю. Этот случай соответствует виртуально-стационарным электронам между сечениями $\xi_d(\varphi_n)$ и ξ_n .) В области $\xi > \xi_n$ имеет место аналогичное волновое движение, которое определяется уравнением (4) с $\alpha=1$.

В работе [1] рассмотрен пучок, располагающийся вниз по потоку от плоскости $\xi=0$, т. е. на выходе некоторой ускорительно-замедлительной системы, и сделано следующее заключение: расстояние между ускоряющим электродом и нейтрализующей сеткой не влияет на тягу и удельный импульс ионной ракеты. В частности, когда пространство между этими электродами относительно велико, электроны движутся от нейтрализующей сетки навстречу пучку, чем исключается тенденция к перемене направления ионного потока или к чрезмерному расхождению пучка, которая имела бы место в отсутствие описанного явления¹⁾. Модель, рассмотренная в работе [1], показывает также, что смешанный электронно-ионный пучок находится по существу при постоянном потенциале φ_n (который в полете должен соответствовать потенциалу свободного пространства по отношению к ионному источнику) и что протяженность смешанного электронно-ионного пучка в направлении, противоположном потоку ионов, определяется точкой $\xi_d(\varphi_n)$. Эти заключения, по-видимому, подтверждаются последними экспериментальными данными, приведенными в работе [4]²⁾, хотя мелковолновая структура в этих экспериментах и не была обнаружена.

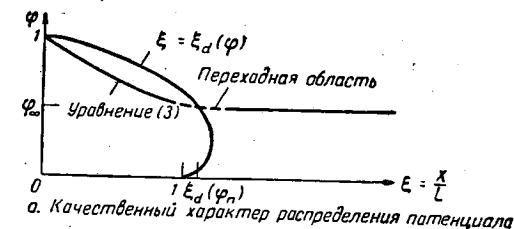
Вторая модель

В предыдущей модели для упрощения аналитического описания основных процессов в ионной ракете не учитывалось тепловое движение электронов. Желательно определить, в какой степени тепловое движение электронов влияет на нейтрализацию. Кроме того, одномерная плоская нейтрализующая сетка предыдущей модели непрактична для использования в реальной конструкции (вследствие бомбардировки ионами), а потому желательно также исключить (если это возможно) геометрию эмиттера электронов из числа факторов, влияющих на нейтрализацию. С этой целью была рассмо-

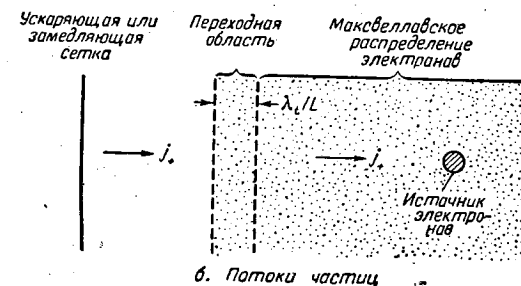
¹⁾ Раньше обычно считалось, что вводить нейтрализующие электроны следует настолько возможно ближе к ускоряющему электроду (или замедляющему электроду в случае ускорительно-замедлительной системы), с тем чтобы избежать возвращения пучка или его большого расхождения (см., например, работы [2, 3]).

²⁾ Конфигурация, исследованная в работе [4], подобна первой модели, за исключением того, что нейтрализующая сетка заменена мишенью и электронная эмиссия с мишени обуславливалась бомбардировкой этой мишени ионным пучком.

трена вторая модель. В этой модели предполагается, что электроны с максвелловским распределением испускаются произвольным (расположенным далеко вниз по потоку ионов) источником¹⁾ с потенциалом $\varphi_n \equiv \varphi_\infty$. Предполагается, что электроны образуют стационарное электронное облако со средней температурой T_e эв, с которым сталкивается ионный пучок. Рассматривается одномерный стационарный поток, т. е. все зависимые переменные являются функциями только x . Столкновения и рекомбинация ионов и электронов не учитывались. Модель показана на фиг. 2.



а. Качественный характер распределения потенциала



б. Потоки частиц

Ф и г. 2. Нейтрализация электронами, обладающими максвелловским распределением тепловых скоростей.

При $\xi \rightarrow \infty$ потенциал приближается к φ_∞ , а плотности электронов и ионов становятся одинаковыми и равными n_∞ . Плотность электронов, имеющих энергию, равную или большую, чем $(V_\infty - V)$, равна, таким образом, (для распределения Максвелла)

$$n_- = n_\infty e^{-\left(\frac{V_\infty - V}{T_e}\right)} = n_\infty e^{-\left(\frac{\varphi - \varphi_\infty}{e\varphi_\infty}\right)}, \quad (6)$$

где e — отношение температуры электронов (e) к конечной кинетической энергии ионов (e) и является малой величиной. Характерные значения $T_e \approx 0,2$ эв ($\sim 2000^\circ \text{K}$) и $-V_\infty \approx 2000$ эв (удельный импульс ~ 5000 сек для цезия) дают

$$e \equiv \frac{T_e}{-V_\infty} = 0(10^{-4}). \quad (7)$$

Локальная плотность электронов в некоторой точке пучка определяется местным значением потенциала φ и уравнением (6). Уравнение Пуас-

¹⁾ В работе [5], по-видимому, удавалось осуществить нейтрализацию ионного пучка эмиссией электронов от отдельной проволоки, помещенной в пучок на расстоянии ~ 25 см от ускорителя ионов.

сона для $\xi > 0$ в этом случае принимает вид

$$\frac{d^2\varphi}{d\xi^2} = \frac{4}{9} \frac{1}{\sqrt{\varphi_\infty}} \left[\sqrt{\frac{\varphi_\infty}{\varphi}} - e^{-\left(\frac{\varphi - \varphi_\infty}{\varepsilon\varphi_\infty}\right)} \right]. \quad (8)$$

Дважды интегрируя и используя граничные условия $(d\varphi/d\xi) \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow \infty$ и $\varphi = 1$ при $\xi = 0$, получим

$$\xi = \frac{3}{4} \int_{\varphi}^1 \frac{d\varphi}{\sqrt{\left(\sqrt{\varphi} - \sqrt{\varphi_\infty}\right) - \frac{\varepsilon\sqrt{\varphi_\infty}}{2} \left[1 - e^{-\left(\frac{\varphi - \varphi_\infty}{\varepsilon\varphi_\infty}\right)} \right]}}, \quad (9)$$

где $\xi \rightarrow \infty$ при $\varphi \rightarrow \varphi_\infty$. Для $\varepsilon\varphi_\infty/(\varphi - \varphi_\infty) \ll 1$ (т. е. для значений φ , не очень близких к φ_∞) членом, содержащим ε в уравнении (9), можно пренебречь. В этом случае интегрирование приводит к результату, идентичному уравнению (3). Ионный пучок ведет себя так же, как и в первой модели на небольших расстояниях вверх по потоку от точки $\xi = \xi_d(\varphi_n)$.

Исходя из уравнения (9), можно показать, что при $\xi = \xi_d$ имеется узкая переходная область протяженностью $\lambda_t \approx \sqrt{\varepsilon}L$, пересекая которую потенциал падает от $(\varphi - \varphi_\infty)/\varphi_\infty \approx 0$ (ε) до $(\varphi - \varphi_\infty)/\varphi_\infty \ll \varepsilon$, как показано пунктирной линией на фиг. 2, а. В то же время при переходе через эту область плотность электронов возрастает от почти нулевой до своего асимптотического значения n_∞ .

Таким образом, вторая модель обладает теми же основными свойствами, что и первая. В точках, более близких к источнику, чем $\xi_d(\varphi_n)$, пучок содержит только ионы и описывается уравнением (3). За точкой $\xi_d(\varphi_n)$ пучок содержит и электроны и ионы и по существу находится при постоянном потенциале, так как величина $|\varphi - \varphi_\infty|/\varphi_\infty$ имеет порядок $\delta \approx 4 \cdot 10^{-6}$ для первой модели и порядок $\varepsilon \approx 10^{-4}$ для второй. Поскольку величина ε для большинства экспериментальных исследований, вероятно, будет на один или два порядка больше δ , тепловое движение, которым пренебрегалось в первой модели, будет, по-видимому, предотвращать мелковолновое движение, свойственное этой модели. Вторая модель, таким образом, дает более реалистичное описание потока между источником и эмиттером электронов в ионном двигателе.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Область перехода во второй модели имеет протяженность порядка длины волны Дебая: $\lambda_D \equiv \sqrt{\varepsilon_0 T_e / q n_\infty} \equiv (3/2) \sqrt{\varepsilon \varphi_\infty^{3/4} L}$. Таким образом, область перехода является типичным плазменным слоем. Его толщина определяет, как далеко способен выйти электрон из внутренней области ионно-электронной плазмы. Малая разность потенциалов на границах переходной области определяет и малую разность потенциалов, необходимую для предотвращения утечки заметного количества электронов. Поток вблизи области перехода указывает на общую тенденцию плазмы оставаться при однородном потенциале и образовывать градиентный слой на своей внешней поверхности. Этот слой предотвращает утечку электронов в больших масштабах, которая в противном случае происходит вследствие более высоких тепловых скоростей электронов по сравнению с ионами.

Из сказанного можно представить себе следующий механизм процесса нейтрализации ионной ракеты в космосе. Эмиттер электронов может быть расположен относительно далеко от источника ионов, например на выходе

(или вблизи выхода) ионного пучка из двигателя. При пуске ионного двигателя плотность ионного тока можно постепенно увеличивать, чтобы избежать поворота образовавшегося пучка или его чрезмерного расширения, пока не будет достигнуто номинальное значение. Эмиттер электронов, работающий в режиме ограничения по пространственному заряду, будет испускать достаточное число электронов, так что в относительно короткое время (порядка нескольких секунд) образуется длинная, практически нейтральная, ионно-электронная струя. Ионы в этой струе будут двигаться с относительно постоянной скоростью и малым поперечным расхождением. Электроны, несмотря на их тепловые скорости, не будут покидать ионный пучок вследствие образования градиентного слоя на внешней поверхности ионно-электронного пучка. Такой слой образуется не только на боковой поверхности пучка, но и на его торце в начале пучка (как это следует из описания переходной области в модели 2). Если предположить, что рекомбинация ионов и электронов не происходит¹⁾, такой слой образуется и на лежащем вниз по потоку конце пучка. (При отсутствии рекомбинации нижний по потоку конец и замыкающий его слой движутся со скоростью, равной скорости ионов относительно ракеты.) Таким образом, градиентный слой полностью окружает электронно-ионный пучок. Толщина слоя будет, вероятно, порядка λ_D , а разность потенциалов на границах слоя — порядка $\Delta\varphi \approx \varepsilon\varphi_\infty$. Благодаря наличию такого слоя распределение тепловых скоростей электронов внутри ионно-электронного пучка будет стремиться к изотропному. Вверх по потоку от эмиттера электронов последние не будут иметь какой-либо средней скорости направленного движения, тогда как вниз по потоку средняя скорость электронов будет равна скорости ионов, а следовательно, здесь электронный и ионный токи будут равны.

Ранее указывалось [6], что для обычных значений температуры электронной эмиссии и скорости ионов наличие у электронов тепловой скорости будет приводить к тому, что электронный ток за эмиттером окажется во много раз больше ионного. На этом основании делался вывод, что требования нейтрализации (равенство плотностей электронов и ионов и равенство электронного и ионного токов) могут быть удовлетворены одновременно лишь в случае работы с низкотемпературными электронами. Впоследствии различными авторами делались попытки разработать электронные ловушки, позволяющие решить проблему, связанную с тепловыми скоростями электронов.

В данной работе показано, что наличие тепловых скоростей электронов не является проблемой для нейтрализации ионной ракеты. Такое различие связано, в частности, видимо, с тем, что в работе [6] пренебрегается рассмотрением тепловых скоростей электронов, направленных против потока ионов. Градиентный слой, окружающий ионно-электронный пучок, действует как стенка, отражающая электроны. Тепловое движение в этом случае не влияет на плотность. Во всех точках тепловые скорости, направленные по потоку ионов и навстречу ему, по существу равны вследствие отражений от переднего и заднего концов пучка. Следовательно, электронный ток в направлении пучка определяется не тепловым движением, а средней локальной скоростью электронов. Предполагается, что вблизи эмиттера

¹⁾ Предположение об отсутствии рекомбинации сделано лишь для упрощения анализа и не влияет на окончательные выводы о влиянии тепловых скоростей электронов на нейтрализацию. При рекомбинации протяженность электронно-ионного пучка вниз по потоку не будет безгранично увеличиваться, а будет достигнуто стационарное состояние, при котором плотности ионов и электронов экспоненциально уменьшаются с расстоянием от начала пучка. Отражение высокоскоростных электронов в концевой части пучка будет в этом случае происходить в весьма протяженной области, а не в тонком слое, лежащем в конце пучка, как это вытекает из рассмотрения потока рекомбинации.

электронов в плазме будет существовать небольшой перепад потенциала $\Delta\varphi \approx \delta\varphi_\infty$, сообщающий электронам среднюю скорость в направлении потока, равную скорости ионов.

Предложенный в настоящей работе механизм процесса нейтрализации ионной ракеты в космосе требует дальнейшей аналитической проверки. Кроме того, должна быть доказана динамическая устойчивость рассматриваемой системы в целом, что, вероятно, потребует проведения летных испытаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mirels H., Rosenbaum B. M., «Analysis of One-Dimensional Ion Rocket with Grid Neutralization», NASA TN D-266, March 1960.
2. Maiditch S. et al., «Ion Propulsion Systems — Experimental Studies», ARS preprint 928-59, 1959.
3. Childs J. H., Design of Ion Rockets and Test Facilities, IAS Paper № 59-103, 1959.
4. Sellen J. M., Shelton H., «Transient and Steady State Behavior in Cesium Ion Beams»; см. стр. 216 настоящей книги.
5. Kaufman H. R., Reader P. D., «Experimental Performance of Ion Rockets Employing Electron-Bombardment Ion Sources»; см. стр. 13 настоящей книги.
6. Ramo-Wooldridge Res. Lab., «Electrostatic Propulsion», *Proc. IRE*, 48, № 4 (Apr. 1960).

Современное состояние проблемы нейтрализации ионного пучка

Р. Н. Зейтц, Р. Шелтон, Э. Штулингер

Рассмотрены основные уравнения, описывающие движение потока заряженных частиц между параллельными пластинами. Применение этих уравнений при исследовании электростатических методов создания тяги позволяет определить требования к нейтрализации пространственного заряда. Дан ряд методов теоретического исследования нейтрализации путем смещения электронов и ионов в разных предположениях о распределении скоростей в пучке (равномерном, бoльцмановском) и о направлении ввода электронов в ионный пучок (с периферии или в продольном направлении). Хотя теоретические и экспериментальные исследования дают в общем обнадеживающие результаты, тем не менее из них же вытекает необходимость проведения в ближайшее время испытаний ионных двигателей в реальных условиях космоса.

I. ВВЕДЕНИЕ

Серьезность ограничивающего влияния пространственного заряда на пучок ионного двигателя впервые была отмечена, по-видимому, Л. Спитцером в 1952 г. С тех пор исследователи электростатических двигательных систем полагали, что после ускорения пучок ионов должен быть нейтрализован путем смещения положительно и отрицательно заряженных частиц. Количества тех и других должны быть равными во избежание накопления электрического заряда на летательном аппарате. В большинстве случаев предполагалось, что положительно заряженные пучки ионов должны быть нейтрализованы инжекцией электронов. Рассматривалась также нейтрализация путем смещения положительно и отрицательно заряженных ионов. Несмотря на простоту основного принципа, реализация его — получение нейтральной плазмы из положительно и отрицательно заряженных частиц — сопряжена с серьезными трудностями.

В работе дан общий обзор проблемы, описаны теоретические методы ее разрешения, анализируются имеющиеся экспериментальные данные и намечаются исследования, подлежащие проведению в будущем. Рассматриваются методы нейтрализации лишь положительно заряженных ионов электронами.

II. СВОЙСТВА ИОННОГО ПУЧКА

1. Основные уравнения

Перед тем как описывать характерные свойства потока заряженных частиц в вакууме, необходимо сформулировать исходные уравнения электрогидродинамики — уравнения движения иона с единичным зарядом и электронами.

трона и уравнения Максвелла для электромагнитного поля

$$\left. \begin{aligned} m_i \frac{dv_i}{dt} &= q(E + v_i \times B) \\ m_e \frac{dv_e}{dt} &= -q(E + v_e \times B), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot D &= \rho, & \nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot B &= 0, & \nabla \times H &= J + \frac{\partial D}{\partial t}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где m_i — масса иона; m_e — масса электрона; v_i — скорость иона; v_e — скорость электрона; E — напряженность электрического поля; B — магнитная индукция; q — единичный положительный заряд (равный по абсолютной величине заряду электрона); ρ — суммарная плотность заряда; ρ_i — плотность ионного заряда; ρ_e — плотность электронного заряда; J — плотность тока; D — электрическая индукция; H — напряженность магнитного поля.

Из уравнения Максвелла непосредственно вытекает уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot J + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (3)$$

Для рассматриваемых задач можно с удовлетворительным приближением принять магнитное поле равным нулю. Тогда, не определяя абсолютное значение электростатического потенциала ϕ , можно найти его из уравнения

$$E = -\nabla\phi. \quad (4)$$

Представляя величину D в виде

$$D = \epsilon_0 E, \quad (5)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная свободного пространства, и используя (4), можно преобразовать первое уравнение Максвелла в уравнение Пуассона

$$\nabla^2 \phi + \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0. \quad (6)$$

В ряде задач удобно пользоваться понятиями плотности ионов n_i и электронов n_e , тогда

$$\rho = q(n_i - n_e) \quad (7)$$

и

$$J = qv = q(n_i v_i - n_e v_e).$$

Выразив E через ϕ , можно проинтегрировать уравнения движения (1)

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} m v_i^2 + q\phi &= 0, \\ \frac{1}{2} m v_e^2 - q\phi &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Объединяя уравнение неразрывности, уравнение Пуассона и интегралы уравнения движения, найдем уравнение, описывающее поле скоростей в потоке, состоящем из частиц одного типа,

$$\nabla \cdot [v \nabla^2 v^2] + \frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 v^2] = 0. \quad (9)$$

Это уравнение в случае одномерного стационарного потока сводится в декартовых координатах к уравнению вида

$$\frac{d}{dx} \left[v \frac{d^2}{dx^2} v^2 \right] = 0, \quad (10)$$

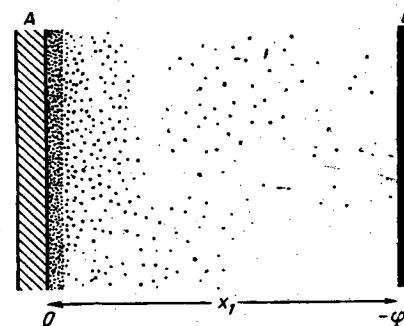
которое может быть представлено также в форме уравнения для электростатического потенциала

$$\frac{d}{dx} \left[\Phi^{1/2} \frac{d^2 \Phi}{dx^2} \right] = 0, \quad (11)$$

описывающего движение потока заряженных частиц между электродами. Если движение безвихревое, т. е. $\text{rot } v = 0$, то с помощью подстановки $v = -\nabla W$ уравнение (9) можно привести к одному скалярному уравнению для переменной W .

2. Распределение потенциала внутри пучка

Рассмотрим две пластины A и B (фиг. 1), из которых пластина A способна поставлять ионы в неограниченном количестве. Если к пластине B приложен потенциал ϕ_1 , то между пластинами возникает ионный ток, направленный от A к B . Плотность тока J зависит от отношения заряда к массе



Ф и г. 1. Ионный ток между двумя параллельными пластинами.

q/m , разности потенциалов ϕ_1 и расстояния x_1 между пластинами. Решение уравнения (11) для рассматриваемого случая дает величину максимального тока или тока насыщения, при котором напряженность поля у пластины A равна нулю:

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{m} \right)^{1/2} \frac{\phi_1^{3/2}}{x_1^2}. \quad (12)$$

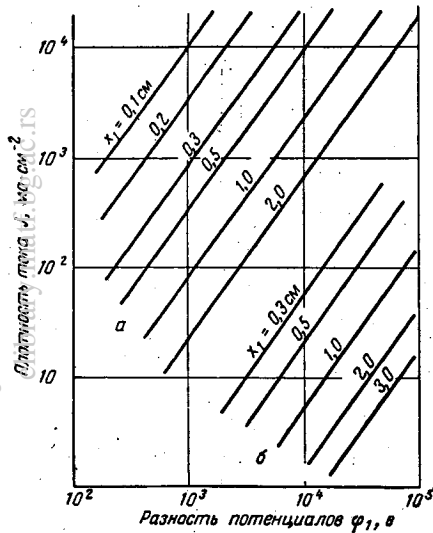
Это уравнение получено Чайлдом в 1911 г., Лангмюром в 1912 г. и Шоттки в 1914 г. Распределения потенциала, напряженности поля и плотности ионного заряда в зависимости от x описываются соотношениями

$$\phi(x) = 3x^{4/3} \left[\frac{3}{32} \frac{m}{q} \left(\frac{J}{\epsilon_0} \right)^2 \right]^{1/3}, \quad (13)$$

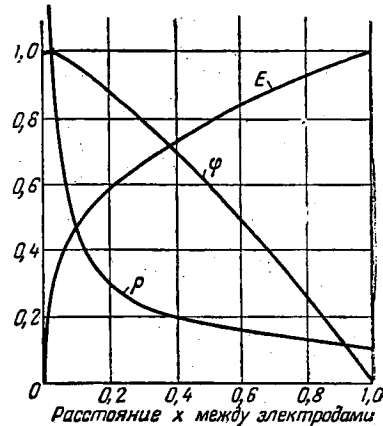
$$E(x) = x^{1/3} \left[6 \frac{m}{q} \left(\frac{J}{\epsilon_0} \right)^2 \right]^{1/3}, \quad (14)$$

$$\rho_i(x) = \frac{\epsilon_0}{3} x^{-2/3} \left[6 \frac{m}{q} \left(\frac{J}{\epsilon_0} \right)^2 \right]^{1/3}. \quad (15)$$

На фиг. 2 показана зависимость плотности тока от потенциала, вычисленная по формуле (12). Расстояние между пластинами x_1 , указанное для каждой кривой, играет здесь роль параметра. Графики построены для электронов (а) и ионов цезия с атомной массой 133 (б). Зависимости потенциала ϕ , напряженности поля E и плотности заряда ρ от x для ионов цезия показаны на фиг. 3.



Фиг. 2. Зависимость плотности тока от разности потенциалов и расстояния между электродами x_1 (закон Чайлда).



Фиг. 3. Зависимости потенциала ϕ , напряженности поля E и плотности заряда ρ от расстояния между электродами для тока, ограниченного объемным зарядом.

Уравнения (13)–(15) описывают движение ионов между электродами тяговой камеры двигателя. Рассмотрим теперь процесс распространения ионного пучка в пространстве после выхода его из двигателя со скоростью v , [см. уравнение (8)]. Предположим, что имеется третий электрод C , а электрод B выполнен в виде кольца, внутри которого проходит поток ионов. Рассмотрим изменение плотности тока на электроде C при постепенном изменении расстояния d между электродами B и C от нуля до бесконечности [1].

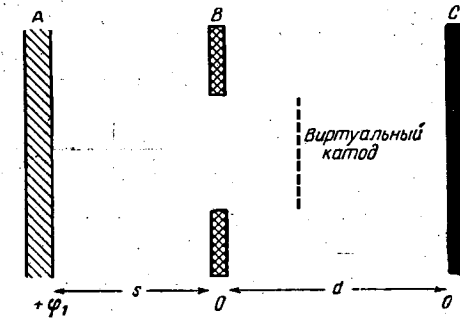
Примем, что ток J_0 , выходящий из электрода A (фиг. 4), равен току насыщения i , следовательно, определяется законом Чайлда

$$J_0 = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{m} \right)^{1/2} \frac{\phi^{3/2}}{s^2}$$

Электроды B и C находятся под нулевым потенциалом. Ионы, выходящие из электрода B , замедляются в поле своего пространственного заряда. При $d = 2s$ эти ионы остановятся в точке, расположенной посередине между B и C . Потенциал в этой точке ϕ_1 равен потенциалу в начале пучка (в плоскости A). В точке остановки ионов образуется «виртуальный анод», от которого ионы снова ускоряются в поле между виртуальным анодом и C ; в точке C скорость ионов равна их скорости в точке B и плотность тока равна J_0 .

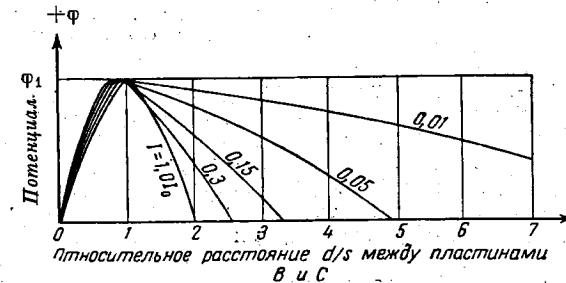
Более детальный анализ показывает, что при некоторых условиях возможны два устойчивых режима распространения ионного потока. Как показано в работе [1], полный ток J_0 будет распространяться на расстояние

$2s$ и при максимальном потенциале между B и C , меньшем ϕ_1 . В действительности плотность тока будет равной J_0 при увеличении d до величины, равной $\sqrt{2}s$, причем $\phi_{\text{макс}} < \phi_1$. При небольшом увеличении J_0 или d режим



Фиг. 4. Поток ионов между тремя параллельными пластинами. $s = \text{const}$; d изменяется в пределах $0 - \infty$. Между пластинами B и C образуется виртуальный катод.

скачкообразно изменяется и переходит к новому устойчивому состоянию, при котором имеет место несимметричное распределение потенциала между B и C и частичное отражение ионного тока к ускоряющему электроду. Максимальный потенциал $\phi_{\text{макс}}$ равен при этом ϕ_1 . Если теперь уменьшить расстояние d , то максимальный потенциал остается равным ϕ_1 . Распределение потенциала становится симметричным при $d = 2s$. Если теперь уменьшить



Фиг. 5. Ионный ток и распределение потенциала между параллельными эквипотенциальными пластинами ($\phi = 0$). Полный ток $I = 1,0 I_0$ проходит только при $d/s < 2,0$ (режим В [1]).

d до значений $d < 2s$, либо несколько уменьшить J_0 , то этот режим скачкообразно переходит на более устойчивый режим с $\phi > \phi_1$ и током на электрод C , равным полному ионному току.

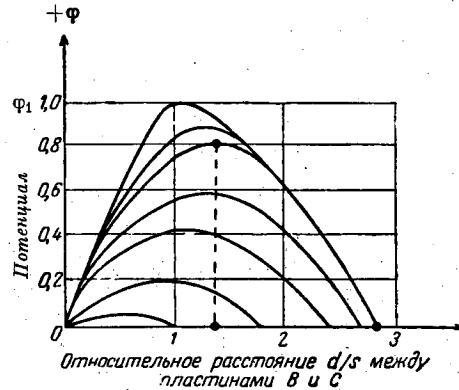
При $d > 2\sqrt{2}s$ с удалением C от B пик потенциального барьера $|\phi| = \phi_1$ приближается к B . При $d \rightarrow \infty$ плотность тока на коллекторе C уменьшается до нуля, а расстояние между B и виртуальным анодом с потенциалом ϕ_1 стремится к $0,707s$.

На фиг. 5 приведена зависимость между плотностью тока J на коллекторе C , распределением потенциала ϕ и расстоянием d между B и C . Распре-

деление потенциалов между *B* и *C* для режимов вплоть до соответствующих максимальному расстоянию $d = 2,82s$ показано на фиг. 6.

Графики фиг. 5 и 6 показывают, что ионные пучки, ограниченные пространственным зарядом, не могут быть выведены из ускоряющего устройства в космическое пространство, если внутри пучка на расстоянии порядка $2s$ от ускоряющего электрода не будет создана область с нулевым потенциалом. Это требование эквивалентно требованию полной нейтрализации пространственного заряда на расстояниях, больших $\sim 2s$. Это не означает, что нейтрализация должна происходить в пределах какой-либо узкой области пучка; процесс нейтрализации может начинаться непосредственно за выходящим электродом и заканчиваться где-то ниже по потоку. Однако пучок должен быть полностью нейтрализован на длине, не превышающей нескольких длин ускоряющего промежутка.

Конструирование ионного двигателя упрощается, и к. п. д. его оказывается выше при ускоряющем напряжении порядка нескольких тысяч



Ф и г. 6. Распределение потенциала между параллельными эквипотенциальными пластинами ($\varphi = 0$). Полный ток $I = 1,0 I_0$ проходит при $d/s < 2,82$ (режим C и D [1]).

вольт. С другой стороны, для получения оптимальных скоростей истечения, определяемых назначением летательного аппарата, необходимы меньшие значения ускоряющего напряжения. Из фиг. 6 видно, что оба эти требования совмещаются в так называемой ускорительно-замедлительной системе. В этой системе ускоряющий электрод находится под сравнительно высоким отрицательным потенциалом $\varphi_1 \approx 12\,000$ в по отношению к источнику ионов. Третий электрод *D* — замедляющий — имеет меньший потенциал ($\varphi_D \approx 2400$ в). Этот электрод замедляет ионы до нужной скорости истечения. Из фиг. 6 видно, что при надлежащем расположении замедляющего электрода в области значений $s/d = 1 \div 2,82$ и соответствующем выборе потенциала φ_D ($0 < \varphi_D < \varphi_1$) теоретически может быть достигнуто любое значение коэффициента торможения потока ионов при соблюдении условия прохождения полного тока J_0 .

3. Расширение пучка

В приведенном выше анализе предполагалось, что расширение ионного пучка не имеет места. При расширении пучка плотность тока падает вдоль струи. Расстояние *d*, до которого через пучок может быть еще проведен полный ток, пришедший к электроду *B*, при этом увеличивается.

Степень расширения будет функцией геометрического параметра

$$R = \frac{D}{s},$$

где *D* — диаметр пучка у ускоряющего электрода, *s* — расстояние между источником ионов и ускоряющим электродом. Параметр *R* связан с первансом пучка *P* соотношением

$$P = \frac{J}{\varphi^{3/2}} = \frac{\pi \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q_i}{m_i}} R^2. \quad (16)$$

Полная тяга ионного двигателя равна

$$F = \frac{2\pi \epsilon_0}{9} \varphi^2 R^2. \quad (17)$$

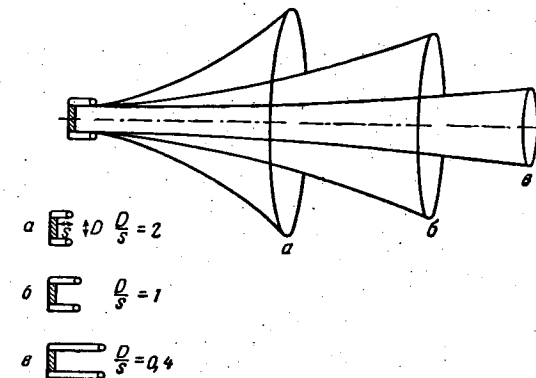
Из этого выражения следует, что величина параметра *R* для двигателя с тягой, измеряемой килограммами, должна быть порядка нескольких сотен. Укажем для сравнения, что для электронных пушек катодно-лучевых трубок $R \approx 0,02$. Получить величину $R > 1,0$ в отдельной ячейке ионного двигателя невозможно. Поэтому двигатель должен состоять из большого числа близко расположенных ячеек малого размера. В такой системе нельзя допускать расширения пучков, и их нейтрализация должна закончиться до того, как отдельные пучки пересекутся вследствие расширения.

Степень расширения ионного пучка легко подсчитывается при малых плотностях тока, т. е. в тех случаях, когда продольными полями можно пренебречь. Угол θ между границей пучка и его осью определяется при этом приближенным соотношением [2]

$$\theta \approx 0,24R \sqrt{\ln \frac{r}{r_0}}, \quad (18)$$

где r/r_0 — отношение радиуса расширившегося пучка к первоначальному его радиусу в том сечении, где определяется угол θ .

Уравнение (18) представлено на фиг. 7. Вплоть до значений $R \approx 1,0$ незначительность расширения пучка может снять необходимость в нейтрализации (при условии неограниченного свободного расширения). При $R > 1,0$ часть ионов будет возвращаться силами поля пространственного заряда.



Ф и г. 7. Расширение ионных пучков при отсутствии нейтрализации для различных значений параметра $R = D/s$.

Полная тяга двигателя с $R \approx 1,0$ и ускоряющим потенциалом $10\,000$ в составляет около 70 мГ. Если считать, что можно пренебречь силовым взаимодействием между летательным аппаратом и выходящей струей, то при указанной величине тяги нет необходимости в нейтрализации пучка. Очевидно,

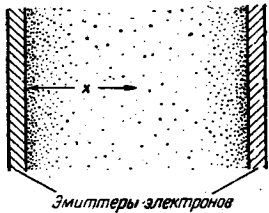
что для сохранения летательного аппарата электрически нейтральным должен испускаться электронный ток, равный по величине ионному.

Приведенные соображения показывают, что летные испытания ионных двигателей очень малых размеров могут привести к ошибочному выводу о достигнутой нейтрализации пучка, в то время как движение потока ионов оказалось возможным лишь за счет расширения заряженного пучка. Ошибка подобного рода не может произойти при $R \approx 5,0$. Целесообразно также при летных испытаниях производить непосредственные измерения расширения пучка и степени его нейтрализации.

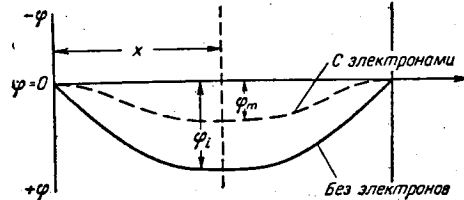
III. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ О НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ПУЧКА

1. Решения для стационарных режимов при однородном распределении начальных скоростей инжектируемых электронов

Выше было показано, что нейтрализация пространственного заряда должна завершаться на длине, не превышающей одной — двух длин ускоряющего промежутка. В противном случае будет происходить возврат части ионов, сопровождаемый потерей тяги и эрозией электродов. Возникает вопрос: нельзя ли вводить электроны с нагретых нитей, расположенных у границ струи? Представляется, что эти электроны могли бы втягиваться



Ф и г. 8. Эмиссия электронов в слой положительных зарядов.



Ф и г. 9. Распределение потенциалов в бесконечном плоском слое положительных зарядов при наличии и отсутствии нейтрализующих электронов.

в струю ее положительным зарядом и рекомбинировать с ионами. Однако можно показать [3], что средняя длина свободного пробега до рекомбинации в рассматриваемой разреженной плазме чрезвычайно велика. Средняя длина пробега для различного рода неупругих столкновений частиц значительно меньше и составляет около 1 км для электронов с представляющими интерес энергиями.

При скорости ионов в пучке 50 км/сек, плотности тока 10 ма/см² и инжекции электронов перпендикулярно ионному пучку вероятность столкновения составит около 10⁻⁵ на 1 см.

В связи с этим при однократном прохождении через пучок потеря энергии электронами невелика, и они могут колебаться вокруг пучка с очень малым затуханием. Для расчета максимальной кинетической энергии и скоростей электронов при их колебаниях предположим, что ионный пучок может быть заменен бесконечным плоским слоем с равномерно распределенным положительным зарядом. Предположим также, что электроны эмиттируются с границы ионного пучка с нулевой начальной скоростью «идеальным» эмиттером, плотность тока которого может быть бесконечно большой при бесконечно малой напряженности поля у поверхности (фиг. 8). На поверхности такого эмиттера при $x = 0$ (фиг. 9) и конечном значении тока и плотности заря-

дов внутри ионного потока напряженность поля равна нулю. Из соображений симметрии напряженность в центре ионного потока также равна нулю. Уравнения, описывающие движение электронов, могут быть получены из общих уравнений (3), (6) — (8). Эти уравнения могут быть применены и к электронно-ионной плазме (без учета столкновений частиц), если отдельно записать уравнения неразрывности для электронов и ионов. Приняв приближенно, что движутся только электроны, можно, применив уравнение (7), записать уравнения (3), (6) и (8) в следующей форме:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot n_e \mathbf{v}_e + \frac{\partial n_e}{\partial t} &= 0, \\ \nabla^2 \phi + \frac{q}{\epsilon_0} (n_i - n_e) &= 0, \\ \frac{1}{2} m v_e^2 - q \phi &= 0. \end{aligned}$$

Из этих уравнений находим

$$\Delta \cdot \left\{ \left[n_i + \frac{\epsilon_0 m}{2q^2} \nabla^2 v_e^2 \right] v_e \right\} + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\epsilon_0 m}{2q^2} \nabla^2 v_e^2 \right] = 0. \quad (19)$$

Это уравнение для одномерного стационарного потока в декартовых координатах принимает вид

$$\frac{d}{dx} \left\{ \left[n_i + \frac{\epsilon_0 m_e}{2q^2} \frac{d^2 v_e^2}{dx^2} \right] v_e \right\} = 0$$

или

$$\left[n_i + \frac{\epsilon_0 m_e}{2q^2} \nabla^2 v_e^2 \right] q v_e = J_e = \text{const.} \quad (20)$$

Оно справедливо как для поперечного, так и для продольного ввода электронов. Отличие при этом будет лишь в граничных условиях.

Из уравнения (20) находим

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{J_e}{\epsilon_0} \left(\frac{m_e}{2q\phi} \right)^{1/2} - \frac{q_i}{\epsilon_0}. \quad (21)$$

Если движение электронов перпендикулярно ионному пучку, постоянная J_e может быть (с учетом условия $\phi' = 0$ при $\phi = \phi_m$) выражена через q_i и потенциал ϕ_m в центре пучка. Решение получается при этом в виде

$$2 \arcsin \left(\frac{\phi}{\phi_m} \right)^{1/4} - 2 \left(\frac{\phi}{\phi_m} \right)^{1/4} \sqrt{1 - \left(\frac{\phi}{\phi_m} \right)^2} = \left(\frac{2q_i}{\epsilon_0 \phi_m} \right)^{1/2} x + C. \quad (22)$$

Так как $\phi = \phi' = 0$ при $x = 0$, $C = 2 \arcsin 0 = 2\pi l$, где l — целое число. Так как в точке $x = X$, где $\phi = \phi_m$, $\phi' = 0$,

$$2 \arcsin(1) = (2m + 1)\pi = \left(\frac{2q_i}{\epsilon_0 \phi_m} \right)^{1/2} X + 2\pi l.$$

Отсюда

$$\phi_m = \frac{4}{(2n + 1)^2 \pi^2} \phi_i,$$

где

$$\phi_i = \frac{q_i}{2\epsilon_0} X^2.$$

Величина ϕ_i равна разности потенциалов между границей и центром струи при отсутствии электронов. Наличие в решении «волновых чисел» l, m, n указывает на существование режимов более высокого порядка с любым

числом максимумов потенциала в поперечном сечении ионного пучка. Практически, по-видимому, в единичном пучке будут реализоваться только колебания низшего порядка ($n=0$), в то время как колебания высшего порядка могут возникать лишь в пучке, образованном из нескольких единичных пучков.

Общее решение для заданных граничных условий имеет вид

$$2 \arcsin \left(\frac{\Phi}{\Phi_m} \right)^{1/4} - 2 \left(\frac{\Phi}{\Phi_m} \right)^{1/4} \sqrt{1 - \left(\frac{\Phi}{\Phi_m} \right)^2} = (2n+1) \pi \frac{x}{X} + 2\pi l. \quad (23)$$

Эта зависимость представлена на графике фиг. 9 (она была получена рядом исследователей [4—7]). Кинетическая энергия электронов в центре пучка, согласно (23), оказывается весьма высокой. Так, например, при скорости ионного пучка 50 км/сек, его ширине 1 см, плотности тока 10 ма/см² и инжекции электронов с границы пучка разность потенциалов между границей и центром пучка составляет 916 в. В соответствии с полученным решением пучок нейтрализуется неполностью. Поэтому хотя и в меньшей степени, но отражение ионов и расширение границ пучка будут иметь место. При уменьшении ширины пучка до 1 мм разность потенциалов уменьшится с 916 до 9,16 в. Этот пример иллюстрирует преимущества с точки зрения процесса нейтрализации пучков малых размеров с низкой плотностью тока.

Из какого же источника электроны приобретают свою энергию? При ускорении ионов никакой работы над ними не совершается, если только они не попадают на ускоряющий электрод.

Ионы движутся в электростатическом поле ускоряющих электродов, однако токи на электроды или от них отсутствуют. Следовательно, в процессе ускорения полная энергия ионов сохраняется неизменной и равной их энергии у источника ионов. При ускорении потенциальная энергия ионов переходит в кинетическую. Однако при смещении ионов с электронами в области ускоряющего поля образовавшаяся здесь нейтральная струя плазмы уже не будет притягиваться к ускоряющим электродам и после выхода из электродов будет двигаться без потери скорости. Для того чтобы электроны вошли в центр ускоряющего поля, нужно ввести их из «заземленного» источника в область ускоряющих электродов, находящихся под отрицательным напряжением ~ 1650 в относительно источника. Если инжекция электронов вблизи ускоряющего электрода осуществляется за счет термоэлектронной эмиссии, то после того, как над ними совершена необходимая работа в 1650 эв, электроны будут втянуты в струю ионов силами пространственного заряда и ускорены этой струей в продольном направлении. Масса электронов настолько меньше массы ионов, что их кинетическая энергия при движении вместе с ионами со скоростью 50 км/сек составит всего 1/150 эв.

Электроны могут вводиться в струю с большой кинетической энергией; при этом будут происходить поперечные их колебания, аналогичные описанным выше. В любом случае суммарная «электрическая работа», которая должна быть совершена над каждым электроном при нейтрализации струи, равна работе, необходимой для подвода электронов к ускоряющему электроду, т. е. 1650 эв. Если эта работа затрачивается непосредственно у ускоряющего электрода, электроны будут втянуты в поток силами пространственного заряда. Если же значительная часть кинетической энергии затрачивается на колебания электронов, то кинетическая энергия ионов будет уменьшаться, ибо сумма энергии колебаний электронов и кинетической энергии ионов должна быть равна общей затрате энергии на разгон струи (1650 эв на пару ион — электрон).

Физический механизм перехода кинетической энергии ионов в энергию колебаний электронов описан ниже.

При частичной нейтрализации ионного пучка существуют электрические силы притяжения между положительными ионами в пучке и отрицательным дипольным зарядом изображения, наведенным на летательном аппарате. Наличие этих сил обуславливает торможение пучка и преобразование кинетической энергии положительно заряженных ионов в кинетическую энергию заряженных электронов. Этот процесс при анализе устойчивости процессов нейтрализации является основным, и мы еще к нему вернемся.

Если сказанное выше применить к процессу нейтрализации путем поперечного введения электронов, станет очевидно, что неполная нейтрализация в центре пучка ионного двигателя при полете в космическом пространстве приведет к наведению отрицательного заряда на кормовой части ракеты.

При этом создается поле, которое будет отталкивать электроны от ракеты. Очевидно, однако, что, если хотя бы в течение минуты электронный ток будет превосходить ионный ток, на корпусе возникнет положительный заряд. Осевое электрическое поле, вызывающее движение электронов от ракеты, при этом исчезнет.

Таким образом, в космическом пространстве при установившемся равновесном потенциале корпуса корабля продольные электрические поля должны быть много меньше поперечных, вследствие чего рассмотренная выше одномерная модель является достаточно реальной. Отметим, что нет никаких оснований считать всегда обеспеченным установление равновесного потенциала корпуса ракеты. Сочетание ионного пучка, который можно рассматривать как индуктивную нагрузку, с емкостью летательного аппарата может обусловить возникновение установившихся колебаний, при которых поток периодически возникает и прекращается. Эти процессы будут рассмотрены ниже в разделе, посвященном устойчивости.

Как показано выше, получение равной плотности электронов и ионов в каждой точке пучка при инжекции электронов в пучок с его границ представляет собой сложную задачу. Можно предположить, что для отдельных пучков идеально-равномерное смещение ионов и электронов не является необходимым, если допускается некоторое расширение пучка и колебания электронов в нем. При работе связки ионных двигателей электроны и ионы соседних пучков будут смешиваться и составной пучок в целом окажется нейтральным. Однако в такой системе возможно возникновение неустойчивых колебаний электронов, которые, в частности, могут привести к колебаниям электронов с большой энергией в пределах такого составного пучка. В этих условиях потенциал вблизи центра такого пучка может достичь значения ускоряющего потенциала, и тогда часть центральных пучков затормозится.

Поскольку выяснено, что введение электронов в струю с ее границы сопряжено со значительными трудностями, логично рассмотреть возможность использования сетки, эмиттирующей электроны и установленной перпендикулярно оси пучка. В этом случае электроны, введенные в центр струи, не приобретают значительных скоростей, как это наблюдается при инжекции с границы струи. Эмиттированные сеткой электроны движутся вверх и вниз по потоку параллельно ионам.

Рассматриваемая задача в простейшем случае сводится к определению стационарного одномерного процесса параллельного движения электронов и ионов при однородных скоростях инжектируемых электронов, невозможном ионном потоке и отсутствии столкновений между частицами. Несмотря на ряд упрощающих предположений, эта задача представляет несомненный интерес, ибо в ней четко выявляется ряд основных проблем нейтрализации пучка. В дальнейшем рассмотрении используется схема, показанная на фиг. 10.

В работе [8] предполагалось равенство ионного и электронного токов и отсутствие электрического тока у эмиттера

$$n_i v_i = n_e(0) v_e(0) \quad (24)$$

$$E(0) = 0. \quad (25)$$

Начало координат принималось совпадающим с положением эмиттера. Рассматривались решения уравнения

$$\frac{d^2 v_e^2}{dx^2} = \frac{2qJ}{\epsilon_0 m_e v_i} \left[\frac{v_i}{v_e} - 1 \right], \quad (26)$$

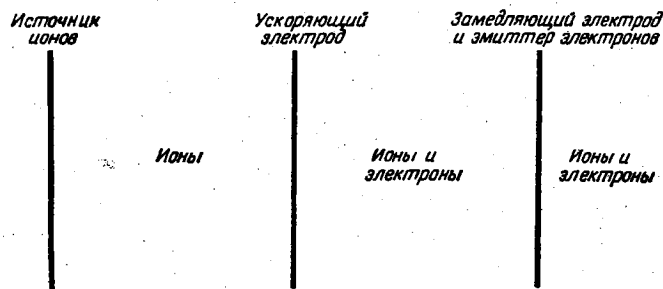
которое может быть получено из (20) при $J_i = J_e$.

Для $v_e(0) \leq 2v_i$ решение уравнения (26) выражается периодической функцией от x с длиной волны, не зависящей от v_e и равной

$$\lambda = \frac{v_i}{\frac{1}{2\pi} \left(\frac{q}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}}$$

Зависимость ϕ от x показана на фиг. 11.

Для пучка ионов цезия период функции распределения потенциала в 37 раз меньше длины ускоряющего промежутка (для ионного тока, ограниченного пространственным зарядом). Полученные периодические решения, являющиеся стационарными в системе координат, связанной с ракетой, соответствуют колебаниям с обычной для плазмы частотой в системе



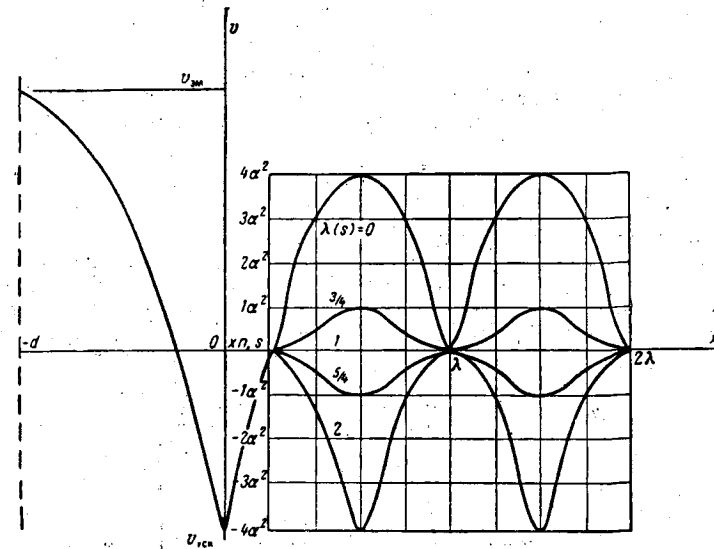
Фиг. 10. Схема для расчета одномерной модели.

координат, движущейся вместе с пучком. При $v_e(0) = v_i$ имеет место идеальная нейтрализация, при $v_e(0) > 2v_i$ еще возможна нейтрализация с частичным отражением электронного тока.

Несколько по-иному решается задача в работе [9], где уравнения (24) — (26) использовались для частного случая $v_e(0) = 0$; полученное решение исследовалось в области торможения ионного пучка (см. фиг. 10) и в области вниз по потоку от эмиттера. При этом принималось, что эмиссия осуществляется в обе стороны от эмиттера, расстояние от которого до ускоряющего электрода рассматривалось как параметр. Результаты расчетов для области за эмиттером согласуются с данными работы [8]. Однако в работе [9] получен новый важный вывод: после того как достигнут установившийся режим, расстояние между эмиттером и ускоряющим электродом перестает влиять на поведение ионного пучка. Это в свою очередь приводит к выводу о том, что электроны, скорость которых далеко за пределами двигателя доведена за счет столкновений до значений тепловых скоростей,

могут влиять на нейтрализацию пучка вблизи замедляющего электрода. Поэтому окончательная проверка нейтрализации пучка должна производиться на ракете, удаленной от Земли на большое расстояние.

В работе [10], посвященной рассмотрению той же задачи, граничные условия выбраны несколько иначе: электрическое поле у эмиттера полагалось отличным от нуля и стремилось к нулю на бесконечности; начальная скорость эмиттируемых электронов принималась равной нулю. При этих предположениях функция стационарного распределения потенциала



Фиг. 11. Распределение потенциала в одномерной модели при нейтрализации для ряда фиксированных начальных скоростей электронов. $\lambda_0 = v_e/v_i$.

оказывается аperiodической. Для идеальной нейтрализации на малых сравнительно с ускоряющим промежутком расстояниях от эмиттера получено асимптотическое решение.

Предыдущие результаты показывают, что решения, для которых справедливо равенство $J_e = J_i$, могут быть получены только при $v_e \leq 2v_i$. Это условие при $v_i = 50$ км/сек соответствует чрезвычайно малым значениям кинетической энергии электронов. Так, например, при термоэмиссии электронов с нити, имеющей температуру 2000° К, средняя тепловая скорость электронов равна 301 км/сек. Однако исследования, в которых начальная скорость электронов принимается равной нулю, не отвечают реальным условиям. В следующем разделе будут рассмотрены решения, учитывающие распределение начальных скоростей электронов.

2. Стационарные решения для инжекции электронов с заданным распределением начальных скоростей

Во всех рассмотренных выше исследованиях предполагалось, что электроны, эмиттируемые в ионный пучок, имеют нулевую начальную скорость и одинаковые начальные расстояния от пучка. Рассмотрим теперь более

общую задачу. Покажем при этом, что учет начального распределения скоростей электронов изменяет характер решения.

Начнем с уравнения Больцмана. Пусть $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ — функция распределения в фазовом пространстве для электронного облака, рассматриваемого в задаче о смещении электронов и ионов. Тогда

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{столк}}, \quad (27)$$

где \mathbf{v} — скорость; \mathbf{a} — ускорение; \mathbf{r} — положение.

Величина $\partial f / \partial t$ отражает изменения функции распределения вследствие изменения граничных условий и т. п.; $(\partial f / \partial t)_{\text{столк}}$ учитывает изменения функции f из-за столкновений; $\nabla_{\mathbf{r}}$ и $\nabla_{\mathbf{v}}$ — операторы градиента положения и скорости. В первом приближении пренебрежем членами, зависящими от времени, что упрощает решение и вводит заведомо более пессимистические условия, чем требуется. Столкновения частиц и другие неучитываемые изменения f во времени (например, колебания плазмы) улучшают процесс смещения ионов и электронов. Следовательно, если удастся создать в ионном пучке плазму с малой энергией без использования процессов столкновения, то наличие этих процессов будет лишь способствовать нейтрализации.

Подстановка qE/m вместо \mathbf{a} в уравнение (27) приводит к уравнению Власова

$$\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f - \frac{q}{m} \nabla \varphi \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0; \quad (28)$$

уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (29)$$

и уравнение движения

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -q \nabla \varphi \quad (30)$$

вытекают из уравнения Власова, если из него определить моменты нулевого и первого порядка в пространстве скоростей. Можно показать, что уравнение (28) удовлетворяет широкий класс функций полной энергии $E = \frac{1}{2} m v^2 + q\varphi$. Конкретный вид функции в каждом случае определяется граничными условиями задачи. Потенциал в любой точке определяется по уравнению Пуассона. При фиксированном распределении положительных зарядов в переменном распределении электронов это уравнение имеет вид

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q}{\epsilon_0} = \frac{n_0 q}{\epsilon_0}, \quad (31)$$

$$\int_{\mathbf{v}} f[\varphi(\mathbf{r}), \mathbf{v}] d\mathbf{v} - \frac{q_i}{\epsilon_0},$$

где n_0 — плотность электронов в некоторой характерной точке; функция f здесь нормирована своим значением в этой точке.

Легко видеть, что распределение потенциала может быть найдено теперь без использования уравнений неразрывности или движения отдельных частиц в потоке [см. уравнения (29), (30)]; как мы показали, эти уравнения содержатся в уравнении Власова. Физически это означает, что в любой заданной точке скорость частицы уже не может определяться однозначно. Уравнения (31) могут с успехом использоваться при решении ряда задач о движении заряженных частиц, особенно в одномерных случаях и системах координат, в которых переменные в уравнении Лапласа разделяются (например, в случае течения в области с параболическими эквипотенциалами). При этом уравнение (31) учитывает распределение тепловых скоростей частиц.

3. Одномерное распределение потенциала

Рассмотрим теперь несколько упрощенную форму уравнения (31); предположим, что потенциал изменяется лишь в одном измерении, хотя распределение скоростей частиц является трехмерным. Математический анализ такой модели значительно проще, чем в общем случае. Нетрудно видеть также, что одномерная модель, учитывающая начальное распределение скоростей электронов, ближе к многомерной, чем модель, в которой начальные скорости приняты равными нулю.

Уравнение (31) можно представить в виде

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} + \frac{m}{r} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{n_0 q}{\epsilon_0} \int_{\mathbf{v}} f[\varphi(\mathbf{r}), \mathbf{v}] d\mathbf{v} - \frac{q_i}{\epsilon_0}, \quad (32)$$

где $m=0, 1, 2$ для декартовых, цилиндрических и сферических координат соответственно.

Покажем метод решения уравнения (32) для случая поперечных колебаний электронов в бесконечном плоском слое равномерно распределенного положительного заряда, или, что эквивалентно, для конечного плоского слоя, в котором составляющие поля, параллельные плоскости слоя, пренебрежимо малы сравнительно с поперечными составляющими.

Насколько известно авторам, этот случай при исследованиях нейтрализации не рассматривался. Хотя сделанные допущения близки к принятым в разд. III, 1, полученные результаты оказываются существенно отличными. Представляется целесообразным разделить задачу о нейтрализации на две части: определение способа ввода электронов для получения плазмы с заданными характеристиками и изучение характеристик потока в пространстве после его нейтрализации. Основной проблемой нейтрализации считалось до сих пор создание микроскопически нейтральной плазмы с низкой энергией. Рассматриваемая ниже модель является более предпочтительной для решения этой задачи, чем модель в разд. III, 1.

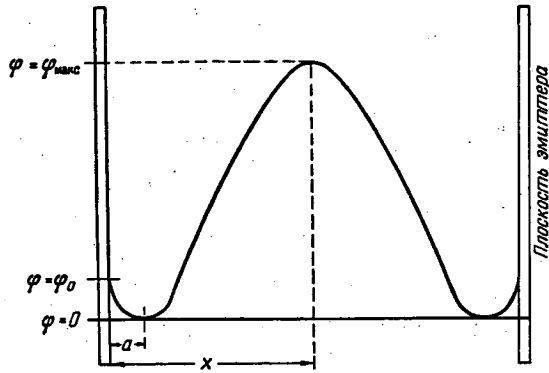
Предположим, что функция $f[\varphi(r), v]$ является больцмановским распределением и сводится к максвелловскому распределению у эмиттера. Уравнение (32) принимает вид

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{n_0 q}{\epsilon_0} \int_{\mathbf{v}} \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2} \frac{m_e v^2 + q(\varphi - \varphi_0)}{kT}} d\mathbf{v} - \frac{n_i q}{\epsilon_0}. \quad (33)$$

Одно из возможных решений для распределения потенциала, полученное при указанных условиях, показано на фиг. 12. Электроны вводятся в ионный поток с плоскости $x=0$, $\varphi = \varphi_0$, где они обладают максвелловским распределением скоростей. Потенциал уменьшается до нуля в плоскости $x=a$, где образуется виртуальный катод, а затем увеличивается при приближении к центру пучка. Электроны эмиттируются также в отрицательном направлении оси x катодом, расположенным с противоположной стороны на расстоянии $2X$. Предполагается, что все электроны, эмиттированные катодом с энергией, достаточной для преодоления потенциальных барьеров в точках a и $2X$ — a , полностью поглощаются при столкновении с противоположным катодом.

В уравнении (33) плотность электронов у эмиттера обозначена через n_0 . Так как составляющая электрического поля в направлении оси x не влияет на составляющие скорости v_2 и v_3 в направлении y и z , можно проинтегрировать компоненты v_2 и v_3 функции f . Для вычисления интеграла по v_1 , заметим, что преодолеть потенциальный барьер в точке $x=a$ смогут лишь те электроны, начальные скорости которых у эмиттера больше

$\sqrt{2q\phi_0/m_e}$. Распределение скоростей электронов в любой точке справа от точки $x = a$ будет включать все скорости, большие $\sqrt{2q\phi(x)/m_e}$. На плотность заряда в точке x влияют также электроны, эмиттированные противоположным



Фиг. 12. Возможное распределение потенциала в поперечном сечении для максвелловского распределения начальных скоростей электронов у эмиттера.

катодом при $x = 2X$ и распространяющиеся в отрицательном направлении оси x ; распределение скоростей этих электронов включает в себя скорости, меньшие $-\sqrt{2q\phi(x)/m_e}$. Таким образом, для интервала $a \leq x \leq 2X - a$ уравнение (33) принимает вид

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{n_0q}{\epsilon_0} \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{\frac{q(\phi-\phi_0)}{kT}} \times$$

$$\times \left[\int_{v_1 = \frac{2q\phi}{m_e}}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \frac{m_e v_1^2}{kT}} dv_1 - \int_{v_1 = -\left(\frac{2q\phi}{m_e}\right)^{1/2}}^{-\infty} e^{-\frac{1}{2} \frac{m_e v_1^2}{kT}} dv_1 \right] - \frac{n_i q}{\epsilon_0}$$

или

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{2n_0q}{\epsilon_0 \pi^{1/2}} e^{\frac{q(\phi-\phi_0)}{kT}} \int_{\left(\frac{2q\phi}{kT}\right)^{1/2}}^{\infty} e^{-t^2} dt - \frac{n_i q}{\epsilon_0} \quad (34)$$

Уравнение (34) с помощью подстановки

$$\Phi = \frac{2q\phi}{kT}; \quad \rho = \frac{x}{\lambda_D},$$

где радиус Дебая для ионов

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{n_i q^2}\right)^{1/2},$$

преобразуется к безразмерному виду

$$\frac{d^2\Phi_1}{d\rho^2} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{n_0}{n_i} e^{-\Phi_0} e^{\Phi_1} \int_{\Phi_1^{1/2}}^{\infty} e^{-u^2} du - 1, \quad (35)$$

$$(a \leq x \leq 2X - a).$$

Рассматривая область $0 \leq x \leq a$, видим, что в ней присутствуют электроны со всеми скоростями от 0 до ∞ , а также часть электронов, возвращенных виртуальным катодом, расположенным в точке a . Суммарный вклад в плотность заряда от электронов, эмиттированных с $x = 0$, равен

$$\frac{n_0q}{\pi^{1/2}} e^{\frac{q(\phi-\phi_0)}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-t^2} dt = \left(\frac{q\phi}{kT}\right)^{1/2}$$

На плотность заряда слева от $x = a$ влияют также электроны, эмиттированные катодом, расположенным в $x = 2X$. Скорости этих электронов лежат в диапазоне от $(-q\phi/kT)^{1/2}$ до $-\infty$. Следовательно, в области слева от точки $x = a$ присутствуют электроны всех скоростей, и плотность заряда равна

$$n(x) = n_0 e^{\frac{q(\phi-\phi_0)}{kT}}, \quad 0 \leq x \leq a.$$

Уравнение Пуассона в безразмерной форме принимает вид

$$\frac{d^2\Phi_2}{d\rho^2} = \frac{n_0}{n_i} e^{-\Phi_0} e^{\Phi_2} - 1, \quad (36)$$

$$0 \leq x \leq a, \quad (2x - a) \leq x \leq 2X.$$

Отметим, что плотность электронов у эмиттера n_0 входит в оба уравнения (35) и (36). Рассмотренный случай этим отличается от случая с равномерным распределением начальных скоростей, ибо, согласно (35) и (36), характер решений зависит от плотности тока эмиссии.

Уравнения (35) и (36) должны быть разрешены для следующих граничных условий: $\Phi_1(a) = \Phi_m$; $\Phi_1(R) = 0$; $\Phi_1(a) = \Phi_2(a) = 0$; $\Phi_1'(a) = \Phi_2'(a) = 0$; $\Phi_2(0) = \Phi_0$. Здесь $R = X/\lambda_D$, $a = a/\lambda_D$. Функция Φ_2 в (36) существует в любой области, где выполняются два условия:

- а) Φ' и Φ'' отрицательны;
 - б) потенциал является монотонно убывающей функцией
- либо
- а) Φ' и Φ'' положительны;
 - б) потенциал является монотонно возрастающей функцией.

Физически это означает, что функция Φ_2 характеризует любую область внутри пучка, в которой электроны, проходя через пучок, преодолевают барьер с большим отрицательным потенциалом, чем любой, встреченный ими ранее на своем пути. Первый интеграл уравнения (35) устанавливает связь между $(n_0/n_i) e^{-\Phi_0}$ и Φ_m

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\Phi}{d\rho}\right)^2 = 0 = \frac{2n_0}{\sqrt{\pi} n_i} e^{-\Phi_0} \left[e^{\Phi_m} \int_{\Phi_m^{1/2}}^{\infty} e^{-t^2} dt + \Phi_m^{1/2} - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right] - \Phi_m$$

и

$$\frac{n_0}{n_i} e^{-\Phi_0} = \frac{\frac{1}{2} \sqrt{\pi} \Phi_m}{e^{\Phi_m} \int_{\Phi_m^{1/2}}^{\infty} e^{-t^2} dt + \Phi_m^{1/2} - \frac{\sqrt{\pi}}{2}}$$

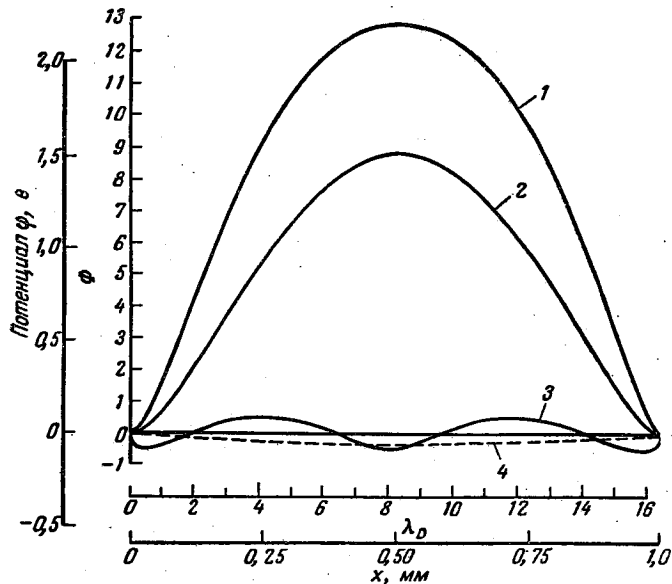
В практических расчетах удобно применять $(n_0/n_i) e^{-\Phi_0} = n(a)/n_i$ и затем интегрировать (35) или (36) в зависимости от рассматриваемой области до удовлетворения соответствующим граничным условиям.

Приведенные уравнения могут иметь 4 типа решений (фиг. 13). Решение 1 относится к случаю $n_0/n_i < 1,0$ и соответствует функции Φ_1 . Так как кривая распределения потенциала имеет положительную производную при $\rho = 0$,

общий отрицательный заряд между плоскостями двух эмиттеров меньше общего положительного заряда. Решения типа 1 для $n_0/n_i < 1$ еще менее эффективны для нейтрализации пучка, чем ранее полученные решения с нулевыми начальными скоростями (см. разд. III, 1).

При $n_0/n_i = 1$, кроме решения 1, которое остается применимым, возможно и другое решение, при котором потенциал равен нулю по всей ширине пучка. Однако, по-видимому, это решение неустойчиво и при малых возмущениях будет переходить в решение типа 1.

Решение 1 все еще может существовать и при $n_0/n_i > 1,0$. Кроме того, при $n_0/n_i > 1,0$ могут существовать также решения типа 2 — 4.



Ф и г. 13. Распределения потенциала в поперечном сечении при максвелловском распределении начальных скоростей электронов у эмиттера.

Тип 2, соответствующий функции Φ_1 , может существовать при определенных соотношениях между n_0/n_i и шириной пучка $2X$, т. е. при заданном n_0/n_i решение типа 2 имеет однозначно определенную длину волны. Так как в этом случае $\phi'(0) = 0$, то полный результирующий заряд между эмиттирующими плоскостями равен нулю. Решение 2 также может быть неустойчивым при малых изменениях n_0/n_i , приводящих к изменениям характеристической длины волны.

При заданной величине $2X$ решение 3 соответствует значениям n_0/n_i , несколько превышающим значения n_0/n_i для решения 2. Кривая, соответствующая решению 3, показана на фиг. 13 с двумя максимумами, чтобы подчеркнуть возможность существования решений более высокого порядка. Однако она может иметь и один максимум, как показано на фиг. 12.

В области слева от точки $q = a$ кривая соответствует функции Φ_1 , в средней части — функции Φ_2 . Слева от $q = a$ электроны преодолевают потенциальный барьер и имеют максвелловское распределение скоростей. Этот тип решений устойчив при условии, что отношение n_0/n_i не уменьшается

более чем в $e^{-\Phi_0}$ раз вследствие шумов или флуктуаций электрического поля у катода. Так как в точке $x = a$ напряженность электрического поля равна нулю, полный заряд между плоскостями $x = a$ и $x = 2X - a$ также равен нулю. Производная в точках $x = 0$ и $x = 2X$ отрицательная. Поэтому между эмиттирующими плоскостями суммарный отрицательный заряд должен быть больше положительного.

Решения 4 могут существовать для всех значений $n_0/n_i > 1$. Они устойчивы с точки зрения описанных выше эмиссионных критериев. Однако некоторые соображения показывают, что эти решения могут переходить в решения типа 1 или 3.

Из изложенного следует, что существуют три типа устойчивых решений: 1, 3 и 4. Однако решение 4 обладает ограниченной устойчивостью, следовательно, физически реализующимися будут, очевидно, решения 3 и 1. Возможно, решение 1 не применимо при всех значениях $n_0/n_i > 1,0$. Для любой величины X имеется максимальное значение n_0/n_i , до которого может существовать решение 1. Это можно пояснить следующим образом. Максимально возможное значение Φ_m равно его величине при отсутствии электронов в пучке, т. е. при $n_0/n_i = 0$. Это предельное значение потенциала равно $\Phi_i = \frac{1}{2} Q_i / \epsilon_0 X^2$. Если $n_0/n_i < 0$, то $\Phi_m < \Phi_i$. Определим с помощью (35) кривизну Φ_1 в точке $x = X$, $\Phi = \Phi_m$

$$\frac{d^2\Phi_1}{dx^2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0}{n_i} e^{\Phi_m} \int_{\Phi_m^{1/2}}^{\infty} e^{-t^2} dt - 1 \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0}{n_i} \frac{1}{\Phi_m^{1/2}} - 1.$$

При увеличении n_0/n_i , начиная с некоторого значения, это отношение становится больше $\Phi_m^{-1/2}$. В этом случае кривизна в центре пучка будет положительной, что свидетельствует о наличии минимума. Это противоречит предположениям, исходя из которых выведено уравнение (35). Следовательно, имеются предельные значения Φ_m и $n_0/n_i \leq \Phi_m^{-1/2}$, такие, что при n_0/n_i , превышающих предельное, решение 1 не может существовать. Так как $\Phi_m \leq \Phi_i$, то должно выполняться неравенство $n_0/n_i \geq \Phi_i^{-1/2}$ для всех решений типа 1. Для всех значений n_0/n_i , превышающих предельное, реализующиеся решения, очевидно, будут принадлежать к типу 3 или 4.

Поскольку значения $n_0/n_i > 1,0$ представляют специальный интерес, рассмотрим возможность получения необходимой плотности электронов на поверхностях реальных эмиттеров. Приближенно можно записать

$$n_0 = \frac{J}{\langle v_i \rangle} = \frac{AT^2 e^{-\frac{q\Phi_w}{kT}}}{\langle v_i \rangle},$$

где $A \approx 120 \text{ a/cm}^2 \cdot \text{K}^2$ — постоянная Ричардсона — Дэшмана; Φ_w — работа выхода эмиттера. При температуре 2000°K

$$n_0 \approx 2,16 \cdot 10^{20-2,52\Phi_w} \text{ электрон/см}^3.$$

Для примера, показанного на фиг. 13, $n_i = 2,5 \cdot 10^9 \text{ ион/см}^3$. При $\Phi_m = 4,0 \text{ e}$ величина n_0/n_i составляет около 7,2. Таким образом, значения $n_0/n_i > 1,0$ для существующих материалов эмиттеров легко достижимы.

Отметим, что средняя тепловая скорость электронов $\langle v_i \rangle$ при $T = 1000^\circ \text{K}$ равна примерно 98 км/сек , что почти в два раза превышает скорость ионов.

Рассмотренные выше решения для плазмы с малой энергией представляют особый интерес, если учитываются столкновения частиц. Кулоновское рассеяние, пропорциональное v_e^{-4} , должно играть существенную роль как диффузионный механизм при энергиях электронов, равных долям электрон-вольта.

Расчеты поперечных колебаний в цилиндрическом пучке можно произвести с помощью того же уравнения, записанного в цилиндрической системе координат:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{n_0 q}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2\pi k T} \right)^{1/2} \int_r^\infty e^{-\frac{1}{2} \frac{m_e v^2}{kT} + \frac{e\varphi}{kT}} dr - \frac{n_i q}{\epsilon_0}.$$

Распределение потенциала в цилиндрическом пучке несколько менее крутое, чем в плоском пучке той же ширины.

Из изложенных результатов можно сделать следующие выводы: пучок должен быть минимальной возможной ширины; плотность тока в пучке должна быть минимальной, а плотность тока электронной эмиссии должна быть выше плотности ионного тока. В идеальном случае пучки должны быть цилиндрическими.

Другой, представляющей несомненный интерес задачей является изучение эмиссии электронов в осевом направлении с сетки, расположенной перпендикулярно направлению пучка. В этом случае, однако, значительно труднее сформулировать граничные условия и уравнения (24) — (26) должны быть преобразованы. В работе [8] исследовалось распределение скоростей электронов в предположении, что скорости электронов, пересекающих эмиттер в направлении движения ионов, имеют бoльцмановское распределение. Это предположение приводит к выводу о невозможности образования стационарного распределения потенциала, если средняя тепловая скорость электронов превышает скорость ионов более чем в $\sqrt{2}$ раз. Отсюда не следует, однако, что такие электроны бесполезны. Возможно, нас удовлетворит решение проблемы нейтрализации, имеющее нестационарный или периодический характер в лабораторной системе отсчета. (Рассмотренные выше удовлетворительные решения были нестационарными в системе координат, движущейся с ионным потоком.) Во всяком случае, не будет ничего удивительного, если приемлемое для практики решение окажется нестационарным, хотя оно и обладает определенными недостатками с точки зрения ионной оптики.

4. Теория нестационарных режимов

Теоретический анализ нестационарных режимов значительно сложнее. Эти режимы, однако, открывают дополнительные возможности нейтрализации сравнительно со стационарными решениями. Кроме того, нестационарность способствует получению полностью нейтральной плазмы. Так же как и в стационарных процессах, в нестационарном случае должен выполняться закон сохранения энергии.

В работе [10], исходя из линеаризованных уравнений динамики смещения зарядов, показано, что при правильном способе смещения электронно-ионный поток остается однородным. Этот вывод можно было предвидеть, если учесть, что всякое разделение зарядов приводит к увеличению потенциальной энергии системы за счет уменьшения кинетической энергии в системе центра масс движущегося пучка.

В теории нестационарных режимов обычно рассматривают такие системы, для которых получаются разрешимые дифференциальные уравнения. Этот метод с успехом применяется в теории реакторов, при выборе координатных систем в механике и расчете электрических цепей. В работе [10] этот метод применен к исследованию поведения электронов и взаимодействия летательного аппарата с ионным пучком. В общем случае нет оснований ожидать существенного влияния электростатических колебаний с плазменной частотой на процесс нейтрализации. Так, например, было показано,

что стационарные потенциалы, полученные в работе [8] для случая ввода электронов в продольном направлении, в системе координат, связанной с пучком, колеблются с частотой плазмы, что, однако, никак не влияет на потенциал эмиттера. Это согласуется с общей теорией, утверждающей, что продольные электростатические возмущения в плазме не распространяются [11]. Вследствие трудностей теоретического анализа нестационарных режимов необходимы тщательные экспериментальные исследования ионных пучков, в которых особое внимание должно быть обращено на влияние стенок камеры и самого источника. Целесообразно при этом сравнить частоту колебаний пучка с собственной резонансной частотой электромагнитных колебаний в камере и определить флуктуации тока на стенках камеры посредством измерения магнитных полей, вызванных этими токами. Из элементарной теории колебаний известно, что для их существования необходим источник энергии; в системе должно быть обеспечено усиление колебаний, а между выходом и входом должна быть обратная связь с соответствующим сдвигом фаз. Эти жесткие требования показывают, что для получения хорошего осциллятора необходимо принять ряд специальных мер, а также что причиной наличия обратной связи может оказаться не ионный пучок, а вакуумная камера.

IV. СООБРАЖЕНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ИОННОГО ПУЧКА

Теоретические исследования, о которых говорилось выше, показывают, что проблема нейтрализации является весьма сложной. При упрощающих предположениях (рассмотрение одномерной задачи; предположение об исчезающе малых продольных составляющих поля и равенстве нулю начальных скоростей электронов) трудно судить о соответствии полученных результатов реальному процессу нейтрализации. При отсутствии упрощений задача становится трудно обозримой, что осложняет интерпретацию результатов. В связи с этим в последние годы проведен ряд экспериментов по различным способам нейтрализации. В большинстве из них электроны, полученные с помощью термоэмиссии, вводились в поток с нитей или поверхностей, расположенных в непосредственной близости от границ пучка. Эти эксперименты проводились не в идеальных условиях, однако их результаты позволяют сделать общий вывод: с ростом электронного тока степень нейтрализации увеличивается. Этот результат предсказан анализом одномерных моделей с поперечной подачей нейтрализующих электронов в пучок, особенно если учесть эффекты кулоновского рассеяния. Однако в настоящее время наше понимание экспериментальных и теоретических результатов изучения процесса нейтрализации является лишь приближенным и требует дополнительных исследований.

В некоторых опытах электроны вводились в ионный поток в осевом направлении с помощью эмиттирующих сеток, размещенных в пучке. Возможно также использование для нейтрализации явления перезарядки между ионами и атомами одного и того же вещества. При соответствующих условиях этот процесс может протекать с большой скоростью. Так, если пучок медленных атомов пересекает пучок быстро движущихся ионов, то часть атомов приобретает заряд ионов, и последние продолжают движение в виде нейтралов. Степень нейтрализации при этом может превышать 95%.

Наиболее прямое доказательство успешной нейтрализации пучка можно получить в эксперименте с однородным ионным пучком с большим значением параметра R и высокой плотностью тока. Этот пучок должен распространяться на расстояние, во много раз превышающее длину ускоряющего промежутка. Как показано выше, при отсутствии нейтрализации лишь небольшая часть ионов достигнет коллектора, а основное их число под действием сил

пространственного заряда возвратится к ускоряющему электроду. После того как установится такой режим работы, следует включить эмиттеры электронов. Если пучок при этом нейтрализуется, возвратный ток ионов исчезнет, и, поскольку на коллектор будут поступать ионы и электроны в равных количествах, ток на нем также упадет до нуля. Вследствие отсутствия тока на коллекторе величину потока частиц необходимо измерять калориметрическим путем.

Этот простой, но убедительный эксперимент до сих пор не был проведен. Даже эффект возврата ионного пучка в поле своего пространственного заряда демонстрировался лишь в отдельных случаях и с большими трудностями. Причиной этих неудач при попытках проверки нейтрализации пучка является наличие во всех опытах стенок камеры, деталей крепления, остаточных газов и других факторов, отсутствующих в космическом пространстве и приводящих к возникновению электронных потоков сразу после включения ионного пучка. Эти электроны диффундируют в ионный пучок и в меньшей мере частично нейтрализуют его. Поэтому на практике сравнительно легко получить ионные пучки, распространяющиеся на расстояния, во много раз большие, чем длина ускоряющего промежутка, даже при отсутствии специальной системы нейтрализации. Если в такой пучок вводятся электроны с нагреваемой нити, то ширина пучка заметно изменяется, но общий характер пучка остается в общем неизменным.

Дальнейшие экспериментальные исследования несомненно приблизят разрешение проблемы нейтрализации. Однако окончательная проверка нейтрализации, необходимой для работы ионного двигателя в космосе, может быть произведена только при испытаниях двигателя в реальных условиях. Конструкторы ионных двигателей указывают на необходимость проведения таких испытаний в ближайшее время.

Если будет показано, что из двигателя вытекает пучок ионов, нейтрализованный необходимым количеством электронов, и возврат ионов отсутствует, проблему нейтрализации пучка можно будет считать решенной. Большого внимания требуют такие проблемы, как эрозия и распыление электродов двигателя, возможность повторных запусков, генерация радиочастотных шумов; однако проблема нейтрализации является центральной проблемой создания двигателей. Летные испытания малоразмерных двигателей должны быть проведены в ближайшее время. Работоспособность системы нейтрализации может быть подтверждена или опровергнута при кратковременных полетах продолжительностью от 30 мин до 1 час. Полеты такой длительности могут быть осуществлены при вертикальных запусках многоступенчатых ракет. Очень важно, чтобы основные принципы нейтрализации были проверены на небольших двигателях до того, как будут затрачены усилия на создание двигателей большой мощности. В связи с этим настоятельно рекомендуется быстрее проведение летных испытаний наиболее перспективных систем нейтрализации.

Необходимо отметить, что устойчивая нейтрализация пучка небольшого двигателя не дает гарантии работоспособности системы нейтрализации для двигателя больших размеров. Это объясняется нелинейностью уравнений, описывающих движение потоков с пространственным зарядом, и уравнений динамики плазмы. Однако успешные испытания малых двигателей позволят с большей уверенностью вести разработку мощных ионных двигателей.

У. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В свете данной работы ясно, что имеются веские свидетельства как больших трудностей нейтрализации в космическом пространстве, так и возможности ее осуществления. Почти полностью неизвестен механизм дисси-

пации энергии в разреженной плазме, по крайней мере в части уменьшения электронной температуры. Непредвиденные неустойчивые режимы плазмы, обнаруживаемые в устройствах для ее удержания, предостерегают от упрощенных суждений о ее свойствах. Состоянию плазмы с максимальной энтропией отвечают равные температуры электронов и ионов. Поэтому все виды неустойчивости должны способствовать в конечном итоге установлению состояния с равными температурами частиц. Если даже будет осуществлена эффективная нейтрализация, остается неясным вопрос об электрической связи образующейся плазмы и колебаний в ней с ионной ракетой.

Несмотря на отмеченные трудности, простота нейтрализации в лабораторных условиях вселяет определенные надежды. Плазма космического пространства может способствовать нейтрализации, хотя эту возможность и нельзя считать решающей. Так как электрические силы между пучком и петельным аппаратом быстро уменьшаются с расстоянием, уже на коротком расстоянии пучок перестает взаимодействовать с аппаратом. Лишь возмущения в плазме, распространяющиеся вверх и вниз по потоку, могут служить возможными источниками помех. Отсутствие в реальных условиях симметричных границ пучка также может уменьшить проявления неустойчивости.

Эти соображения приводят к выводу о том, что окончательное суждение о трудностях, связанных с обеспечением нейтрализации, можно будет вынести только после испытаний в космосе. Однако очевидна также целесообразность теоретических и экспериментальных исследований, предшествующих летным испытаниям. Для уменьшения влияния стенок камеры и остаточных газов эксперименты целесообразно проводить в камерах больших размеров и при высоком вакууме. Ионно-оптическая система должна обеспечивать четкие границы пучка и минимальную вторичную эмиссию. Отдельные эксперименты должны проводиться при большой плотности тока в пучке. Для изучения эффектов захвата электронов, отмеченных в работе [8], целесообразно проводить эксперименты с импульсными режимами. Следует поддержать и рекомендации работы [10] исследовать ионные источники, находящиеся под плавающим потенциалом, который может заметно влиять на процесс нейтрализации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fay C. E., Samuel A. L., Shockley W., «On the Theory of Space Charge Between Parallel Plane Electrodes», *Bell Syst. Techn. J.*, 17, 49 (1938).
2. Ramo-Wooldrige Res. Lab. Rep., «Electrostatic Propulsion», RW-RL-155, Dec. 15, 1959.
3. Massey H. S. W., Burhop E. H. S., «Electronic and Ionic Impact Phenomena», Clarendon Press, Oxford Univ. Press, Oxford, 1936.
4. Gold L., Research Laboratory for Electronics, MIT, 1956.
5. Naiditch S. et. al., «Ion Propulsion Systems Experimental Studies», Amer. Rocket Soc. Mtg., Wash., D. C., Nov. 1959.
6. Stuhlinger E., Seitz R., «Electrostatic Propulsion Systems for Space Vehicles», *Advances in Space Science*, vol. II, pp. 264—350, Acad. Press, N. Y. (1960).
7. Sellen M., Thompson-Ramo-Wooldrige Corp., Canoga Park, Calif., частное сообщение.
8. Ramo-Wooldrige Res. Lab., «Electrostatic Propulsion», *Proc. IRE*, 48, № 4 (Apr. 1960).
9. Mirels H., Rosenbaum B., «Analysis of a One-Dimensional Ion Rocket with Grid Neutralization», NASA TN D-266, March 1960 (Lewis Res. Center, Cleveland).
10. Baldwin G. C., «Neutralization of Ion Beams for Propulsion by Electron Trap Formation», GE Rep. № 60GL129, June 24, 1960.
11. Chandrasekhar S., *Plasma Physics*, Univ. Chicago Press, 1960.

Г. МЕТОДИКА И ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Введение

М. Р. Карри

Главной задачей в области развития электростатических двигателей в настоящее время является создание реальных конструкций на основе разработанных теоретических положений. Эта задача должна быть решена в сжатые сроки. Завершение разработки энергетической установки SNAP 8 планируется на начало 1965 г. К этому сроку и должны быть созданы реальные конструкции ионных двигателей с тягой не менее 45 Г, с тем чтобы большие возможности таких двигателей могли быть использованы в первых межпланетных полетах летательных аппаратов с человеком на борту.

Решение указанной задачи потребует преодоления целого ряда больших трудностей. Часть из них возникает при разработке и изготовлении самого двигателя, который должен обладать малым весом и в то же время выдерживать ударные нагрузки, вибрации и термические напряжения. Эти требования диктуют необходимость нового подхода к конструированию. Поскольку коэффициент полезного действия двигателя является важнейшим его параметром, должны быть изысканы способы сведения к минимуму тепловых потерь. Для двигателей необходимы системы подачи, работающие при отсутствии гравитационных сил, и эмиттеры, которые обеспечивали бы почти 100%-ное использование рабочего тела. Для цезиевых ионных двигателей создание оптимальной конструкции пористого эмиттера и соединение его с системой подачи сопряжено с серьезными трудностями. Во всех случаях выбранная конструкция двигателя должна обладать высокой надежностью и большим ресурсом.

Ряд сложных проблем связан с изысканием методов достоверных измерений параметров и характеристик двигателя. В идеальном случае струя, вытекающая из ионного двигателя, является полностью ионизованной плазмой, все частицы которой движутся с одинаковой скоростью. В действительности струя может состоять из ионов и электронов, скорости которых распределены по какому-либо закону; возможно также наличие ряда дискретных диапазонов скоростей этих частиц. Струя движется в среде межпланетного газа, состоящей как из нейтральных, так и заряженных частиц. Для детальной оценки характеристик двигателя и их понимания недостаточно измерения таких параметров, как мощность, ток, тяга, контуры пучка и потенциал пространства. Должна быть исследована структура струи, т. е. отдельные составляющие ее компоненты, и установлена связь полученных данных с более общими характеристиками двигателя. Использование некоторых методов исследования требует проведения глубокого анализа, основанного на последних достижениях физики плазмы. Как показано в предыдущих разделах

книги, проблема интерпретации экспериментальных данных усложнена граничными условиями, налагаемыми конечными размерами вакуумных камер при лабораторных испытаниях. Наконец, разработанные приборы должны позволять проводить измерения параметров двигателя и управление им в реальных условиях полета в космосе.

В работах, помещенных в данном разделе, рассматриваются некоторые из перечисленных выше проблем. Эти работы показывают, что в методике исследований пучка и создании приборов достигнуты большие успехи. Работы, посвященные инженерным и технологическим проблемам, служат по крайней мере иллюстрацией некоторых направлений интенсивных исследований в этой области.

В настоящее время стало очевидным, что лабораторные эксперименты даже при использовании тонких методов исследования не могут ответить на ряд вопросов первостепенной важности. Для их разрешения необходимы испытания в космосе. Эти испытания позволят выяснить необходимую степень нейтрализации и определить соответствующую ей меру сложности системы нейтрализации, а также дадут возможность определить такие важные для проектирования двигателя параметры, как степень взаимного влияния близко расположенных пучков, влияние возможной неустойчивости пучка и электрических полей на тягу двигателя. Летные испытания в связи с изложенным должны рассматриваться как важнейшая органическая часть общей программы разработки двигателя. Очевидно, что испытания позволят также получить важные данные для решения инженерных проблем.

Две работы в данном разделе посвящены летным испытаниям. В них детально рассматривается выбор ракеты-носителя, оптимальных траекторий, дан анализ способов измерения тяги, требований к приборам и конструкции аппаратуры.

В целом излагаемые ниже материалы показывают все ускоряющийся прогресс в быстро развивающейся и актуальной отрасли техники — в разработке ионных двигателей.

Использование калориметра с нагретой нитью для измерения мощности ионного пучка

Л. В. Болдуин, В. А. Сэндборн

Теоретически и экспериментально исследована работа калориметрического зонда малых размеров ($0,001 \times 0,25 \text{ см}$), предназначенного для измерений локальной мощности в ионных пучках высоких энергий. Тонкая проволока калориметра нагревается электрическим током и подвергается бомбардировке ионами. Выходное напряжение пропорционально при этом изменению температуры (сопротивления) проволоки. Выделение мощности на проволоке вследствие ионной бомбардировки и джоулево тепло компенсируются отводом тепла теплопроводностью вдоль проволоки к ее охлаждаемым опорам. Результаты анализа для стационарного режима подтверждены экспериментом. Кратко обсуждаются систематические погрешности измерений. В виде пространственных профилей и контурных диаграмм линий равной удельной мощности¹⁾ представлены результаты измерений мощности в цезиевом ионном пучке с ускоряющим напряжением 12–20 кВ. Предварительные эксперименты показывают, что измеренные зондом профили плотности энергии характеризуются устойчивой повторяемостью. Суммарная мощность пучка, определенная интегрированием результатов измерений, удовлетворительно согласуется с данными, полученными при помощи калориметров больших размеров и с измеренной мощностью ионного источника. Расчет инерционности описываемого прибора также проверен экспериментально. Постоянная времени нагреваемых проволоки, использованных в данной работе, составляет 85 мсек. Теоретический анализ свидетельствует о возможности создания зондов малых размеров с постоянной времени около 2 мсек.

ВВЕДЕНИЕ

В работе описаны конструкция, тарировка и результаты применения зонда малых размеров, предназначенного для локальных измерений мощности в потоке ионов, движущихся с высокими скоростями. Детальное обследование ионного пучка может оказаться полезным для проверки работы элементов источника и ускорителя ионов. В частности, с помощью зонда можно исследовать изменение эмиссии ионов на поверхностных ионизаторах и фокусировку струи ионов электростатическими ускорителями. Еще более важной областью применения прибора является изучение нейтрализации пространственного заряда ионного пучка. Ввиду малых размеров зонда его применение целесообразно для измерений в пучке, где важно свести к минимуму взаимодействие пучка с измерительным прибором.

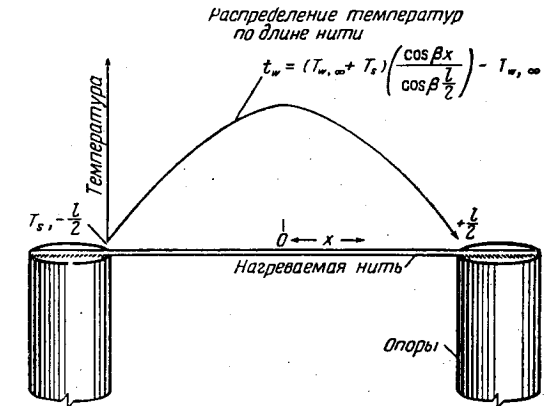
Калориметры с нагретой нитью используются нами при исследованиях ионных двигателей с февраля 1960 г. Ниже приводятся примеры проведенных измерений в цезиевом ионном пучке с общим током до 50 мА при ускоряющем напряжении 16 кВ. Описывается техника эксперимента, представлены его результаты и данные теоретического анализа.

¹⁾ Здесь под удельной мощностью подразумевается плотность мощности в пучке, вт/м^2 — Прим. ред.

ТЕОРИЯ КАЛОРИМЕТРА Стационарный режим

Для расчета калориметрического зонда должны быть точно известны площадь поперечного сечения зонда, предназначенного для исследования пучка, и степень преобразования кинетической энергии ионов в тепловую на поверхности проволоки зонда. Для создания зонда необходим надежный метод измерения теплового потока, дающий электрический сигнал, пропорциональный измеряемой энергии ионов.

Два первых требования являются общими для всех калориметров, предназначенных для измерений в ионных пучках. Эти зонды могут различаться методом измерения подводимой к ним мощности. Ниже приводятся



Ф и г. 1. Геометрия нагретой нити и распределение температур.

результаты расчета и тарировки, свидетельствующие о целесообразности измерения локальной мощности с помощью калориметра с нагретой нитью. В целях сокращения объема статьи в ней лишь вкратце рассматривается методика проведения замеров и преобразование энергии на поверхности проволоки.

Рассматриваемая задача сводится к исследованию стационарного режима тонкой проволоки, нагреваемой в вакууме электрическим током и помещенной в поток ионов с высокой энергией. Температура проволоки достигает $\sim 600^\circ \text{ К}$. На фиг. 1 показана используемая система координат. Длина проволоки превосходит ее диаметр более чем в 100 раз. Поэтому градиенты температур в радиальном и окружном направлениях по сравнению с осевым градиентом температуры пренебрежимо малы.

Баланс энергии для единицы длины проволоки в сечении с координатой x записывается уравнением

$$q_J + q_B = q_K. \quad (1)$$

Величина $q_J (\text{вт/м})$ представляет собой джоулево тепло. Она определяется протекающим током I (а) и локальным сопротивлением проволоки r (ом/м), зависящим от ее локальной температуры t_w К:

$$q_J = I^2 r = I^2 \frac{4\sigma}{\pi d^2} [1 + \alpha (t_w - 273)], \quad (2)$$

здесь σ — удельное сопротивление проволоки при 273° К , ом/м; d — диаметр проволоки, м; α — температурный коэффициент сопротивления, $1/^\circ \text{ К}$.

Величина q_B (вт/м) равна тепловыделению, вызванному преобразованием на поверхности проволоки кинетической энергии ионов в тепловую. Если положить удельную мощность в струе jV вдоль проволоки постоянной, величина q_B может быть представлена в зависимости от эффективного коэффициента аккомодации a_c уравнением

$$q_B = a_c djV, \quad (3)$$

где j — плотность ионного тока в струе, а/м²; V — напряжение, которым определяется скорость ионной струи, v .

Предполагаемое значение a_c лежит между 0,9 и 1,0; мы примем $a_c = 1,0$. Эффективность преобразования энергии ионов на поверхности обсуждается в работе [1]. В уравнении (3) принято, что потенциал проволоки равен локальному потенциалу плазмы. Однако погрешность результатов незначительна, если рабочий потенциал проволоки отличается от указанного на малую по сравнению с ускоряющим потенциалом струи величину [1].

Величина q_K (вт/м) равна потоку тепла, переносимого за счет теплопроводности по направлению к охлаждаемым опорам:

$$q_K = -\frac{\pi K d^2}{4} \frac{d^2 t_w}{dx^2}, \quad (4)$$

где K — коэффициент теплопроводности проволоки, вт/м·°К. Два дополнительных вида теплообмена — излучение и молекулярная теплопроводность в газе — будут рассмотрены ниже при анализе погрешностей зонда.

Сопоставление уравнений (1) — (4) дает дифференциальное уравнение для распределения температур вдоль проволоки

$$\frac{d^2 t_w}{dx^2} + \beta^2 t_w = -\beta_1^2, \quad (5)$$

где

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{4}{\pi d^2}\right)^2 \frac{\sigma a}{K} I^2}, \quad \text{м}^{-1},$$

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{a_c djV}{K(\pi d^2/4)} + \left(\frac{4}{\pi d^2}\right)^2 \frac{\sigma a}{K} \left(\frac{1}{a} - 273\right) I^2}, \quad \text{°К}^{1/2} \cdot \text{м}^{-1}.$$

Если в качестве граничных условий принято постоянство температур T_s на обеих опорах, уравнение (5) дает распределение температур вдоль проволоки по закону косинуса (см. фиг. 1). Средняя по длине проволоки температура T_w устанавливает связь между измеренным сопротивлением проволоки, протекающим током и подводимой от пучка мощностью

$$T_w = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{+l/2} t_w dx = (T_{w,\infty} + T_s) \left(\frac{\text{tg } \beta l/2}{\beta l/2} - 1 \right) + T_s, \quad (6)$$

где l — длина проволоки, м; $T_{w,\infty} = (\beta_1/\beta)^2$ — параметр, имеющий размерность температуры (°К).

Заменой величины $\text{tg } \beta l/2$ первыми двумя членами разложения в степенной ряд формула (6) приводится к значительно более простому приближенному выражению:

$$T_w - T_s \approx (T_{w,\infty} + T_s) \frac{1}{3} \left(\frac{\beta l}{2} \right)^2. \quad (7)$$

Погрешность этого выражения в процентах от точных значений, вычисленных по формуле (6), показана на фиг. 2а. Для $\beta l/2 < 9^\circ$ погрешность аппроксимации не превышает 1%. На фиг. 2б показана связь параметра $\beta l/2$ с величиной тока I для проволок из сплава 80% Pt — 20% Ir и для вольфрамовых проволок.

Связь измеренного падения напряжения на проволоке E и средней температуры [см. уравнение (7)] устанавливается законом Ома и температурным коэффициентом сопротивления и имеет вид

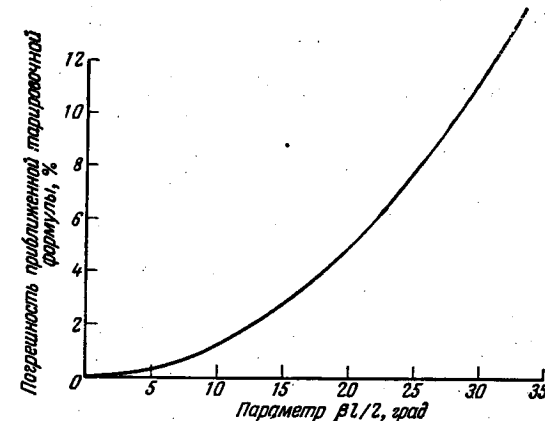
$$E = \left(\frac{I}{C} \right) jV + B; \quad (8)$$

где

$$\frac{1}{C} = \frac{4a_c \sigma a}{3\pi^2 K} \left(\frac{l}{d} \right)^3; \quad B = IR_s + \frac{IR_s}{a_c l} \frac{1}{dC} I^2;$$

R_s — сопротивление проволоки при температуре T_s , ом.

Типовой тарировочный график, построенный по уравнению (8), показан на фиг. 3. Так же как и для обычно используемых в аэродинамике анемометров с нагретой нитью, применяемый усилитель предназначается для работы при постоянной температуре либо при постоянном токе. В связи с этим



Ф и г. 2а. Зависимость погрешности приближенной тарировочной формулы от параметра $\beta l/2$.

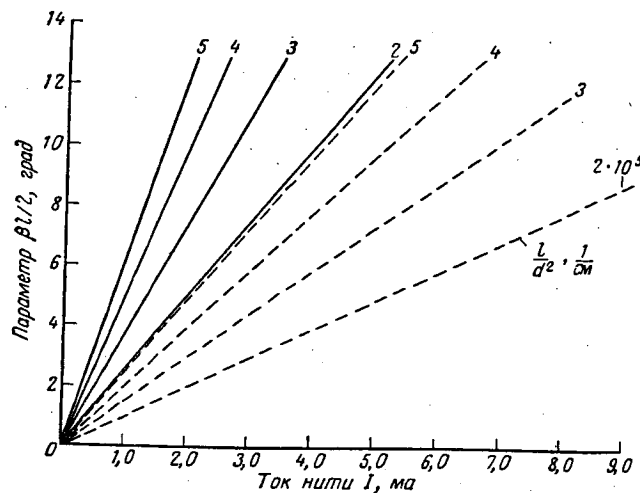
на графике нанесены линии с постоянными значениями тока и температуры (сопротивления). С помощью уравнения (8) возможен выбор параметров зонда для работы в ожидаемом диапазоне плотности энергии в пучке. Как следует из примера, приведенного на фиг. 2б, для конкретных условий работы может выбираться не только сила тока, но и длина проволоки, ее диаметр и материал.

Простейшим способом использования зонда в экспериментах является работа при постоянной силе тока.

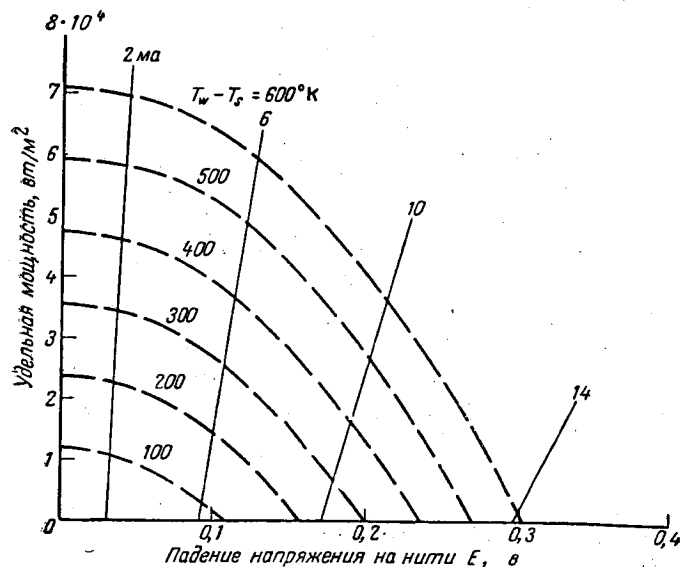
В этом случае, полагая $I = \text{const}$, чувствительность калориметра определяются углом наклона линий, построенных по уравнению (8):

$$\left. \frac{\Delta V}{\Delta E} \right|_{I=\text{const}} = \frac{C}{I} = \frac{3\pi^2 K}{4a_c \sigma a} \left(\frac{d}{l} \right)^3 \frac{1}{I}. \quad (8a)$$

Практически нет необходимости в определении независимых физических констант с точностью, вытекающей из требований анализа погрешностей уравнения (8а). Ежедневная тарировка зонда перед началом эксперимента и после него достаточно проста и фактически устраняет все систематические погрешности. Подобный установившийся порядок тарировки особенно



Ф и г. 26. Физический смысл параметра $\beta l/2$.
--- вольфрам; — платино-иридиевый сплав.

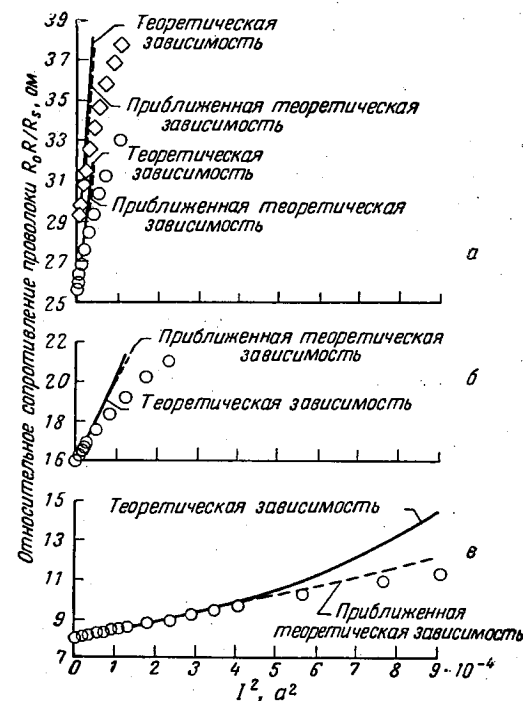


Ф и г. 3. Типичный тарифовочный график калориметра с нагретой нитью.
80% Pt — 20% Ir; $l = 0,508$ см; $d = 1,27 \cdot 10^{-3}$ см.

целесообразен для ознакомления оператора с правилами проведения эксперимента, когда предварительно строятся сетки тарифовочных кривых.

В ряде случаев проволока из определенного материала одного диаметра удовлетворяет требованиям эксперимента во всем ожидаемом диапазоне плотностей энергии. Нами выбрана проволока из сплава 80% Pt — 20% Ir

диаметром 0,001 см. Чувствительность прибора с этой проволокой удовлетворительна; как известно из имеющегося опыта работы с анемометрами, пайка ее к медным опорам не вызывает затруднений. Проволока поставляется промышленностью мотками длиной в несколько сотен футов. Поэтому первоначально определенные физические свойства проволоки могут использоваться



Ф и г. 4. Сопоставление расчетных и экспериментальных тарифовочных кривых.

$a = 7,90 \cdot 10^{-3} / ^\circ\text{K}$; $\sigma = 3,57 \cdot 10^{-7}$ см.м.; $K = 25,5$ вт/м.°К. $a \diamond l = 1,235$ см;
 $d = 0,00145$ см. $\circ l = 1,090$ см; $d = 0,00138$ см. $\diamond l = 0,744$ см; $d = 0,00145$ см.
 $\triangle l = 0,28$ см; $d = 0,00126$ см.

в течение ряда лет. Целесообразно для стабилизации физических свойств производить отжиг всех новых образцов проволоки при температуре 600—800° К в течение 15 мин. При первоначальной тарифовке серия образцов проволок помещается в печь с инертным газом при атмосферном давлении. В этих условиях при температуре 300—500° К измеряется температурный коэффициент сопротивления проволоки [2]. Далее через образцы различной длины в камере с высоким вакуумом пропускаются токи различной силы. Диаметр образцов определяется с помощью лабораторного микроскопа с большим увеличением, а длина — техническим микроскопом с верньером.

На фиг. 4 показана зависимость сопротивления от квадрата силы тока для проволоки разных размеров. Опытные данные сопоставлены с расчетной зависимостью по уравнению (8) для $jV = 0$

$$R = R_s + \left(\frac{R_s}{\alpha_c d l C} \right) I^2. \quad (9)$$

Результаты измерений позволяют определить σ и K . Член R_s равен сопротивлению при измеренной терморпарой температуре опор. Отсюда легко определяется величина удельного сопротивления σ при температуре 273°K

$$\sigma = \frac{\pi d^2 R_s}{4l} [1 + \alpha'(T_s - 273)]^{-1}. \quad (10)$$

Теплопроводность проволоки определяется по экспериментально найденному угловому коэффициенту для значений тока, близких к нулю:

$$K = \frac{R_s}{\text{Угловой коэффициент}} \frac{4\sigma\alpha}{3\pi^2} \left(\frac{l}{d^2}\right)^2. \quad (11)$$

Усредненные результаты описанных вычислений представлены на фиг. 4.

Отметим важные дополнительные свойства кривых фиг. 4. Для сравнения с приближенным решением [см. уравнение (7)] здесь сплошными линиями показаны кривые сопротивления, соответствующие температуре, рассчитанной по формуле (6). Расхождение между этими расчетными кривыми становится заметным при увеличении тока и длины проволоки (т. е. больших значениях величины $\beta l/2$). Изменение давления газа в вакуумной камере в 10 раз не сказывается на результатах измерений. Это подтверждает результаты расчетов, приведенных в работе [1] и свидетельствующих о пренебрежимо малом влиянии молекулярной теплопроводности в разреженном газе. Отклонение результатов измерений от расчета при больших токах обусловлено тепловым излучением, влияние которого в расчете не учитывалось. В работе [1] показано, что потери тепла излучением при $I=0$ равны

$$\frac{Q_R}{Q_K} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{SB} \varepsilon l^2}{K} T_s^3, \quad (12)$$

где Q_R — радиационный поток тепла, $вт$; Q_K — поток тепла теплопроводностью, $вт$; σ_{SB} — постоянная Стефана — Больцмана, $вт/м^2 \cdot ^\circ K^4$; ε — степень черноты.

Расхождение между экспериментальными данными и теорией, как и следует из уравнения (12), наблюдается при больших длинах. Для двух коротких проволок в широком диапазоне токов опытные данные удовлетворительно согласуются с расчетными, отличаясь от них небольшим систематическим отклонением. Этим подтверждаются более подробные расчеты, приведенные в работе [1] и показывающие возможность создания калориметра с пренебрежимо малой погрешностью, обусловленной излучением.

Повторные тарировки являются эффективным способом косвенного измерения диаметра проволоки. Бомбардировка поверхности проволоки ионами, имеющими большую энергию, приводит к систематическому изменению диаметра (а следовательно, и тарировки), зависящему от времени работы и энергии ионов. Тщательные оптические измерения диаметра проволоки до и после продолжительной работы в цезиевом 16-киловольтном ионном пучке показали, что изменение характеристик зонда связано с изменением диаметра проволоки; на физических свойствах материала пребывание в пучке ионов не сказывается [1]. Установленное изменение величин R_s и угла наклона зависимости R от I^2 [см. уравнение (9)] хорошо согласуется с измеренным уменьшением диаметра проволоки на 40%. Поскольку длина проволоки легко измеряется после соединения ее с опорами, а величины σ , α и K известны из первоначального определения свойств проволоки, то сопоставление R_s и угла наклона экспериментальных тарировочных кривых может служить способом проверки диаметра, обладающим высокой чувствительностью.

Переходные режимы

Калориметры с нагретой нитью предназначены в первую очередь для исследований стационарных режимов работы ионных двигателей. Однако и при этих исследованиях инерционность прибора является важным фактором; чтобы его показания отвечали установившемуся процессу, перемещение зонда в пучке должно осуществляться достаточно медленно. В будущем малая инерционность калориметра может оказаться полезной для исследований низкочастотных (от 0 до 10 000 $\mu\text{ц}$) пульсаций мощности струи.

Уравнение энергии для нестационарных режимов записывается в виде

$$\frac{\rho c}{K} \frac{\partial t_w}{\partial t} = \frac{\partial^2 t_w}{\partial x^2} + \beta^2 t_w + \beta_1^2, \quad (13)$$

где ρ — плотность материала проволоки, $\text{кг}/\text{м}^3$; c — его теплоемкость, $\text{дж}/\text{кг} \cdot ^\circ\text{K}$.

В работе [1] приведено решение уравнения (13) для ступенчатого изменения силы тока от I_0 до I . Начальные условия определяются из уравнения стационарного режима при токе I_0 , граничные условия — те же, что и для уравнения (5). Приближенное решение для такого переходного процесса имеет вид

$$T_w - T_s \approx (T_{w,\infty} + T_s) \left\{ \frac{\text{tg} \frac{\beta l}{2}}{\frac{\beta l}{2}} - 1 + \frac{8}{\pi^2} \left[\frac{1}{\left(\frac{\beta l}{\pi}\right)^2 - 1} - \frac{1}{\left(\frac{\beta_0 l}{\pi}\right)^2 - 1} \right] e^{-t/\tau_E} \right\}, \quad (14)$$

где эффективная постоянная времени равна

$$\tau_E = \left[\left(\frac{\pi}{\beta l}\right)^2 - 1 \right]^{-1} \tau.$$

Постоянная интегрирования τ в уравнении (14) равна

$$\tau = \frac{\rho c}{\sigma \alpha} \left(\frac{\pi d^2}{4}\right)^2 \frac{1}{I^2}, \text{ сек.}$$

Постоянная β_0 определяется выражением

$$\beta_0 = \sqrt{\left(\frac{4}{\pi d^2}\right)^2 \frac{\sigma \alpha}{K} I_0^2}, \text{ м}^{-1}.$$

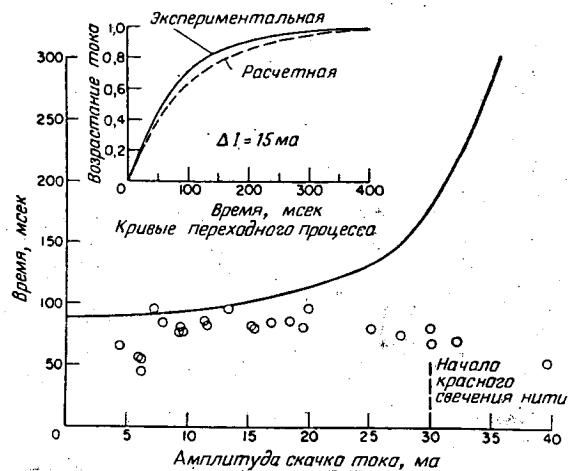
Погрешность приближенного выражения (14) для времени $t > 0,1\tau_E$ не превосходит 3%.

Выражение (14) представляет собой простую экспоненту, поэтому динамические характеристики зонда полностью определяются единственной постоянной времени τ_E . Для быстрых инженерных оценок целесообразно использовать значение постоянной времени τ_E при $I=0$

$$\tau_E|_{I=0} = \left(\frac{\rho c}{K}\right) \frac{l^2}{\pi^2}. \quad (15)$$

Инерционность нити определялась в нескольких опытах с начальной силой тока $I_0=0$. Результаты эксперимента приведены на фиг. 5. В опытах использовалась проволока длиной 0,28 см, тарировка которой на установившемся режиме показана на фиг. 4. Найденные значения постоянной времени хорошо согласуются с результатами расчета по уравнению (14) (в расчетах использовались значения ρc из справочника). При силе тока свыше 15 ма наблюдается отклонение опытных данных от расчетных, обусловленное тепловым излучением (см. также фиг. 4). На фиг. 5 сопоставляется расчетная кривая переходного процесса с экспериментальной, полученной по осциллограммам.

Вследствие плохой теплопроводности проволоки экспериментальные значения постоянной времени довольно велики. Однако расчеты показывают, что для вольфрамовой проволоки длиной 0,1 см постоянная времени составит около 1,6 мсек (что соответствует угловой частоте $f_c = 1/2\pi\tau_E \approx 100$ гц). Поэтому



Ф и г. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных значений постоянных времени.

$\rho = 2,16 \cdot 10^4$ кал/м³; $c = 134$ Дж/ккал⁰ К. Измеренное (○) и расчетное (—) время возрастания тока до 63% от установившегося.

при использовании усилителей с частотной коррекцией, подобных усилителям анемометров с нагретой нитью, частотная характеристика прибора может отвечать диапазону частот от 0 до 10 000 гц.

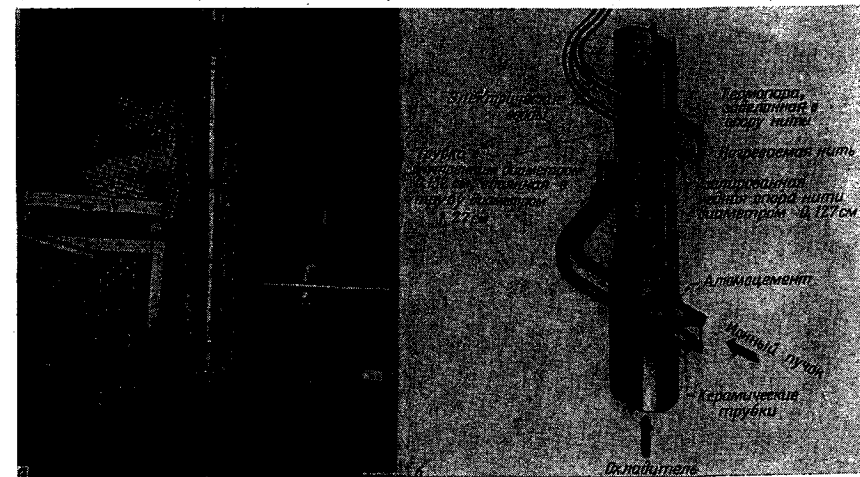
ПРИМЕНЕНИЕ КАЛОРИМЕТРА

Зонды и регистрация показаний

Типичные зонды, использованные для проверки изложенных выше теоретических принципов, показаны на фиг. 6. Конструктивная схема зонда показана на фиг. 6, б. Зонды охлаждаются водой и электрически изолируются от земли. Практические задачи разработки и эксплуатации зондов рассмотрены в работе [1]. Нет оснований считать, что созданные конструкции являются окончательными. Так, например, возможно изготовление корпусов зондов из непроводящих материалов.

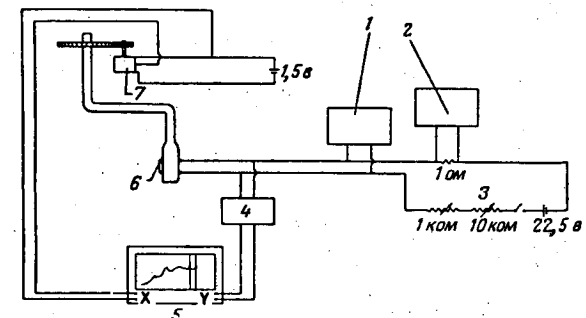
Во всех измерениях использовалась проволока диаметром 0,001 см и номинальной длиной 0,5 см из платино-иридиевого сплава. Опыт проводился при постоянной силе тока, протекающего по проволоке. Измерительный контур показан на фиг. 7. При не слишком значительных изменениях сопротивления проволоки этот контур поддерживает постоянную силу тока. Напряжение и сила тока на проволоке измеряются потенциометрами. Изменения напряжения проволоки при перемещениях ее в ионном пучке автоматически записываются координатным самописцем, ось абсцисс которого перемещается одновременно с зондом. Для упрощения проблем, связанных с охлаждением системы и распылением проволоки, скорость движения зонда

в ионном пучке выбрана сравнительно высокой (1 см/сек и выше). В опытах использовались гребенки зондов, позволившие сократить время пребывания в пучке каждого зонда.



Ф и г. 6. Элементы зондов с нагретой нитью.

а — качающийся (маятниковый) кронштейн гребенки зондов; б — конструкция гребенки

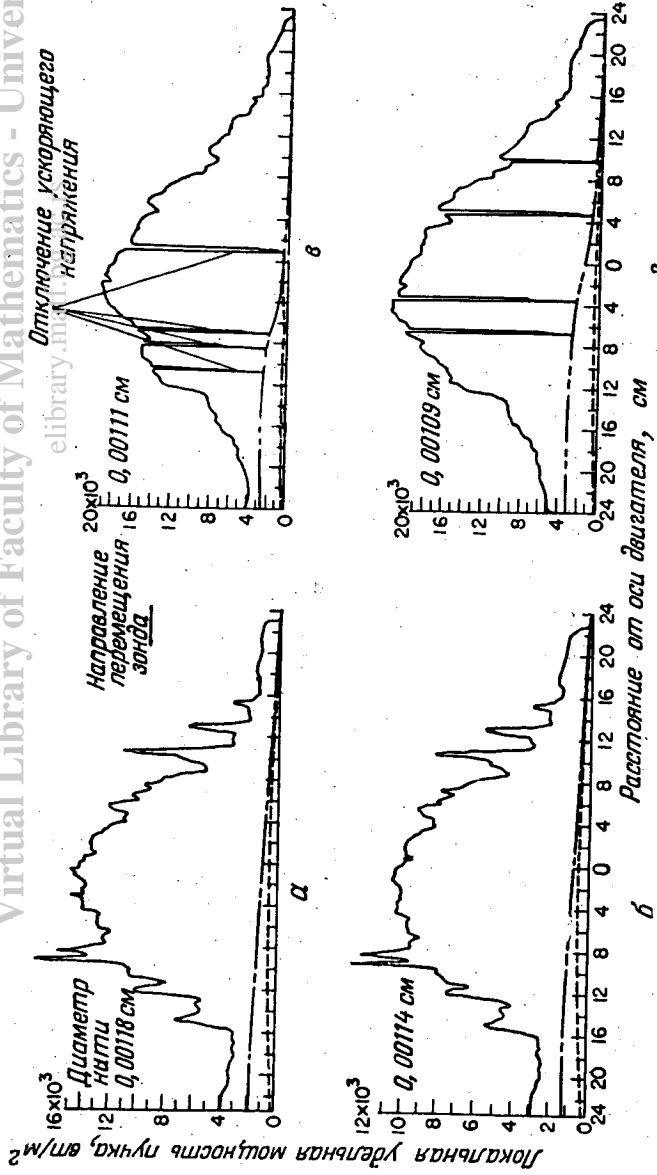


Ф и г. 7. Схема измерительных цепей зонда.

1 — потенциометр напряжения на нити; 2 — потенциометр тока нити; 3 — цепь подогрева нити; 4 — разделяющий усилитель; 5 — самописец; 6 — нагреваемая нить; 7 — линейное сопротивление.

Результаты и выводы

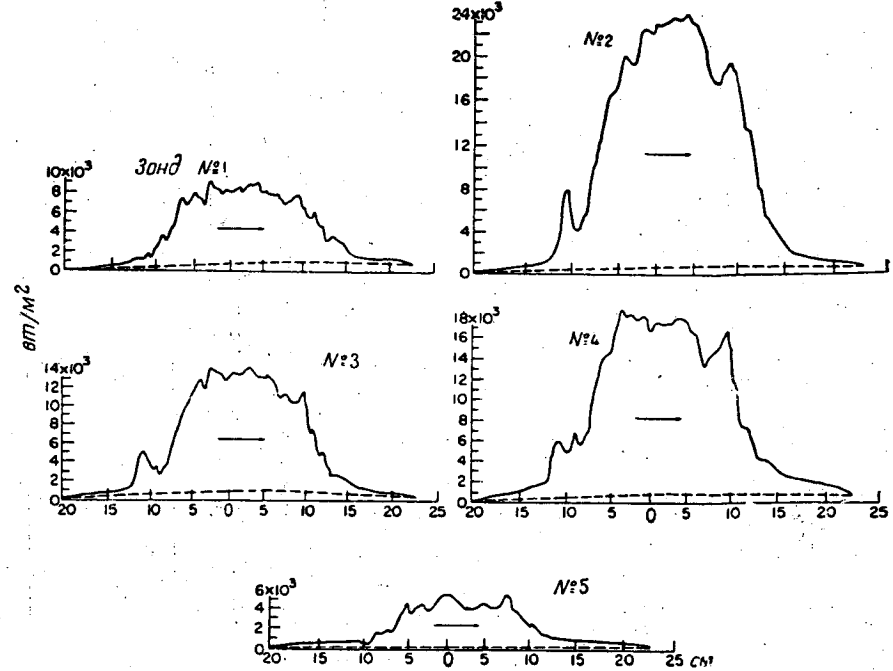
Некоторые типичные результаты измерений характеристик ионного пучка показаны на фиг. 8. Измерения производились на расстоянии около 46 см от усовершенствованного варианта ионного двигателя с пористым эмиттером, описанного в работе [3]. Во всех измерениях использовался один и тот же зонд, пересекавший пучок в фиксированном сечении. Нить находилась в пучке в течение 2 час; при этом отмечалось заметное ее распыление. Изменение диаметра нити, определенное по ее сопротивлению, показано на графиках фиг. 8.



Ф и г. 8. Типичные результаты измерений. Сдвиг нуля, обусловленный: --- излучением ионизатора; - - - нагревом опор; - - - результирующий сдвиг. Режим работы двигателя

Напряжение, кв	Ионный ток, $\mu\text{а}$
20	20
20	19
16	41
20	41

При фиксированных режимах работы двигателя обнаруживается устойчивая повторяемость местных пиков удельной мощности. Результаты измерений, показанные на фиг. 8, б, получены через 1 час после измерений, приведенных на фиг. 8, а. Сопоставление графиков указывает на почти полную идентичность распределения энергии ионов.



Ф и г. 9. Результаты измерений в ионном пучке при различных расстояниях зондов от горизонтальной оси пучка.

Энергия, обусловленная излучением сильно нагретых (1300°K) вольфрамовых ионизаторов, показана на графиках пунктирными линиями. Вследствие неодинакового охлаждения опор нити на фиг. 8, а и б наблюдается смещение нуля ординаты. Как излучение, так и величина смещения нуля из-за нагрева опоры должны вычитаться из общих показаний для определения плотности мощности в пучке.

На фиг. 8, в и г показан эффект выключения ускоряющего напряжения двигателя. Из этих графиков видно, что выходной сигнал прибора определяется электростатически ускоренными ионами. Быстрое отключение ускоряющего напряжения является удобным методом определения положения нуля в процессе проведения измерений.

Одновременные измерения удельной мощности в нескольких сечениях дают возможность построения контурных диаграмм линий равной удельной мощности ионного пучка. На фиг. 9 показаны результаты одновременных измерений в 5 сечениях. Зонды располагались на расстоянии $2,54 \text{ см}$ друг от друга. Зонд 3 устанавливался приблизительно на горизонтальной оси пучка. Пунктирные кривые показывают дрейф нуля, вызванный излучением

ионизатора и нагретом опоре. Эти измерения производились с качающимся маятниковым крошечным зондом, однако на оси абсцисс фиг. 9 даны действительные расстояния от оси пучка.

На фиг. 10 показаны линии равной удельной мощности пучка, причем видно, что зондовые измерения позволяют выявить структуру потока ионов.

С увеличением количества сечений, в которых производятся измерения, и уменьшением расстояния между ними контурные диаграммы, подобные приведенной на фиг. 10, становятся более подробными. Пунктиром показана область измерений с пониженной достоверностью. Локальные максимумы определяются геометрией двигателя. Полная мощность двигателя может быть определена интегрированием удельных мощностей, приведенных на контурной диаграмме. Для проведенных экспериментов расхождение измеренных мощностей двигателя с подсчитанными по контурным диаграммам составляет около $\pm 10\%$. Мощности двигателя, определенные по контурной диаграмме, хорошо согласуются с измерениями при помощи калориметрических зондов больших размеров. Определение мощности зондами с нагретой нитью связано с большим объемом вычислительных работ. Поэтому этот зонд неудобен для измерений суммарной мощности. Однако следует учитывать, что при кратковременных экспериментах время, необходимое для замера зондом с нагретой нитью, измеряется миллисекундами, в то время как для калориметрического зонда больших размеров требуются минуты.

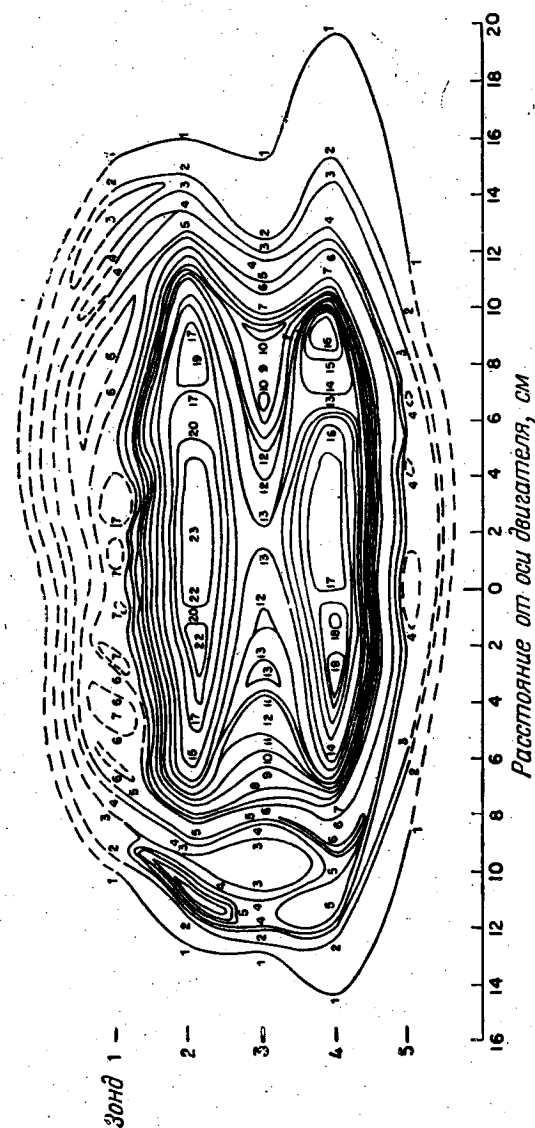
На фиг. 11, а и б показаны контурные диаграммы для двух сечений пучка. Измерения проводились при двух различных плотностях тока. На графиках указана мощность, определенная по измерениям параметров двигателя. В ограниченном числе проведенных экспериментов не наблюдается систематических изменений показаний зондов при изменении плотности тока. Однако измеренная мощность двигателя и интегральная (по контурной диаграмме) для фиг. 11, а отличаются более чем на 10% . С помощью контурных диаграмм, подобных показанным на фиг. 11, может быть исследовано расхождение ионного пучка. Из диаграммы видна связь (преемственность) некоторых локальных пиков удельной мощности в последовательно расположенных сечениях пучка.

Представленные материалы показывают возможность использования калориметров с нагретой нитью для исследования пучков ионных двигателей. Полученные результаты свидетельствуют о создании простого и удобного прибора для измерений локальных величин мощности в пучке и сравнения пучков различных двигателей. Дальнейшее развитие зондов и электронных схем регистрации несомненно приведет к увеличению точности измерений суммарной мощности и к использованию зондов при исследованиях нестационарных процессов в пучке.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1. Анализ чувствительности зонда при стационарных режимах работы устанавливает связь локальной удельной мощности в ионном пучке с падением напряжения на нити и током в измерительном контуре. Изменение сопротивления проволоки обусловлено преобразованием на ее поверхности кинетической энергии ионов в тепловую. Энергия ионов и джоулево тепло компенсируются отводом тепла по нити в направлении охлаждаемых опор.

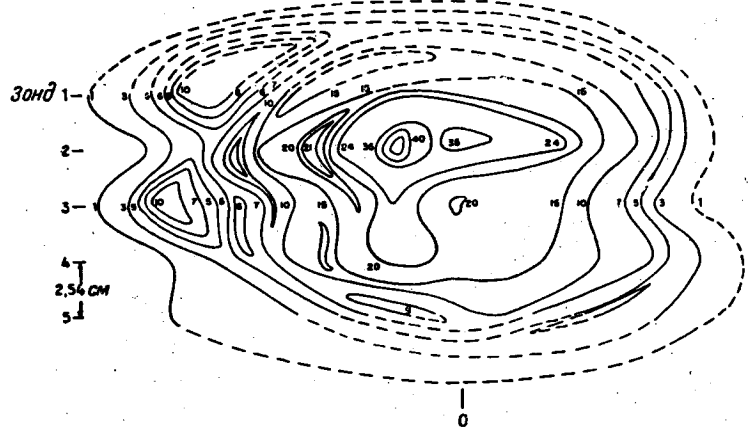
2. Расчетные характеристики зонда, работающего в вакууме вне ионного пучка, подтверждены экспериментально. Измерения сопротивлений нити вне пучка при различных значениях тока служат для тарировки зонда для работы в ионном пучке. При этом значение эффективного коэффициента accommodations предполагается известным. Полученные данные показывают,



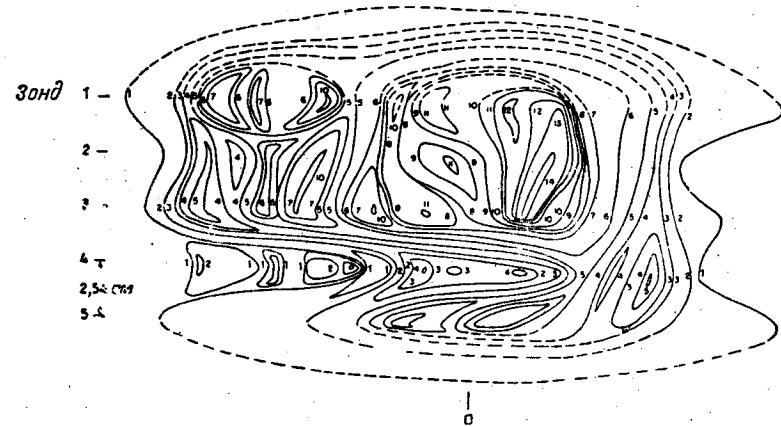
Ф и г. 10. Контурная диаграмма линий равной удельной мощности.

Цифра на диаграмме указывает величину удельной мощности на соответствующей линии, единице отвечает удельная мощность 1030 вт/м^2 . Центральная ось проходит через 0.

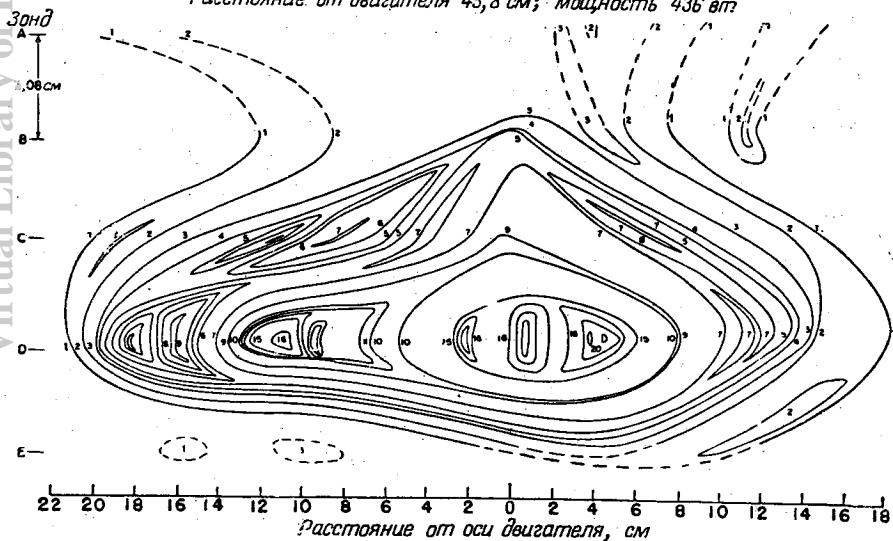
Расстояние от двигателя 20,97 см; мощность 455 вт



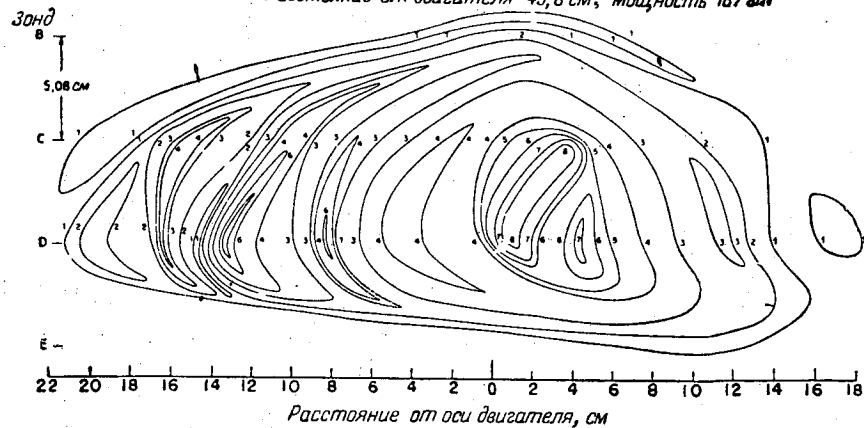
Расстояние от двигателя 20,97 см; мощность 209 вт



Расстояние от двигателя 45,8 см; мощность 436 вт



Расстояние от двигателя 45,8 см; мощность 167 вт



Ф и г. 11. Сравнение контурных диаграмм для двух сечений ионного пучка.
 а — ускоряющее напряжение 16 кв, электрическая мощность 640 вт. Единице соответствует удельная мощность 1030 вт/см².

Ф и г. 11. Сравнение контурных диаграмм для двух сечений ионного пучка.
 б — ускоряющее напряжение 16 кв, электрическая мощность 218 вт
 Единице соответствует удельная мощность 1030 вт/см².

что систематические погрешности, обусловленные тепловым излучением и молекулярной теплопроводностью в остаточном воздухе, могут быть сведены к пренебрежимо малой величине.

3. С помощью зонда с нагретой нитью проведены измерения в цезиевых ионных пучках с силой тока до 50 *ма* и ускоряющими напряжениями 12—20 *кв*. Соответствующий диапазон плотностей тока составляет 0,08—2,5 *а/м²*. В настоящее время не существует прибора сравнимых размеров для измерений локальных параметров в пучке ионов. Поэтому попытки определения точности зонда сравнительными измерениями сводятся к интегрированию показаний зонда и последующему сравнению с измерениями при помощи калориметрических зондов больших размеров или с измерениями потенциала источника и тока ионного двигателя. Предварительные опыты показывают:

а) измеренные распределения удельной мощности в струе обладают устойчивой повторяемостью;

б) результаты интегрирования показаний зонда удовлетворительно согласуются как с измерениями калориметрами больших размеров, так и с измерениями суммарной мощности по электрическим параметрам двигателя.

4. Дан анализ переходных процессов при скачкообразном изменении подводимой мощности. Экспериментальные данные согласуются с теоретическими. Характеристики переходных процессов по существу описываются уравнением первого порядка. Поэтому как расчетные, так и экспериментальные характеристики определяются одной постоянной времени. Так, например, постоянная времени вольфрамовой проволоки длиной 0,1 *см* равна 1,6 *мсек* (что соответствует угловой частоте около 100 *гц*).

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldwin L. V., Sandborn V. A., «Hot-Wire Calorimetry: Theory and Application to Ion Rocket Research», NASA TR, R-98, 1961, pp. 1—45.
2. Baldwin L. V., «Slip-Flow Heat Transfer from Cylinders in Subsonic Airstreams», NASA TN 4369, Sept. 1958.
3. Dangle E. E., Lockwood D. L., «NASA Experimental Research with Ion Rockets», ARS preprint 1126-60, May 1960.

Методы диагностики ионного пучка

Л. Р. Галлахер, Ф. Баркатта, М. П. Эрстин, А. Т. Форрестер,
Д. Мэрлоу, Р. К. Спейсер, Д. Тилек, Р. С. Г. Томс

Измерения параметров ионного пучка чрезвычайно важны для оценки характеристик ионного двигателя. В связи со специфическими свойствами пучка для его исследования необходимы специальные приборы. К числу важнейших измеряемых параметров относятся: ионный ток, мощность пучка, тяга, траектории ионов, распределение потенциала и заряда в пучке. Целью данной работы является обсуждение методики уже проводившихся или подготавливаемых измерений.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие ионных двигателей, как и любой другой отрасли техники, должно базироваться на надежных измерениях. Ряд параметров (например, потребляемая мощность) измеряется обычными сравнительно простыми способами. Пучок ионов, однако, обладает специфическими свойствами, и для его исследований необходимы специальные приборы.

ИЗМЕРЕНИЕ ТОКА

Вследствие эмиссии вторичных электронов с поверхности, подвергаемой бомбардировке ионами с большой энергией, ток, регистрируемый коллектором, может существенно превышать фактический ионный ток. Вторичная эмиссия может быть предотвращена соответствующими магнитными либо электрическими полями. Можно также использовать способ улавливания ионов цилиндром Фарадея. В любом случае целесообразно проверить достоверность измерений, сопоставив их с измерениями других связанных величин, таких, например, как мощность или тяга пучка.

Наиболее простым коллектором является плоская пластина, находящаяся под положительным потенциалом относительно сетки с хорошей проницаемостью, сквозь которую проходят ионы. При этом влияние вторичных электронов легко установить из вольтамперной характеристики. Ток, измеряемый при отсутствии разности потенциалов между сеткой и коллектором, может превосходить истинное значение ионного тока приблизительно в 4 раза. Если судить по описанным ниже методам измерений, довольно верные значения тока можно получить при увеличении разности потенциалов до излома характеристики, свидетельствующего о подавлении вторичной электронной эмиссии. Однако этот излом недостаточно четок для точного определения потенциала смещения.

Применение обычного цилиндра Фарадея нецелесообразно при исследованиях пучка с диаметром, соизмеримым с размерами камеры, в которой испытывается ионный двигатель. Такие же результаты, как при использовании цилиндра Фарадея, были получены при измерениях с помощью плоского коллектора, на поверхности которого устанавливалась ячеистая решетка из тонкого металла. Фронтальная поверхность решетки, перпендикулярная

пучку ионов, весьма мала (около 1,5% полной площади). Глубина каждой ячейки в 4—10 раз больше ее ширины. В отличие от обычного плоского коллектора, ток которого при малых значениях потенциала смещения в первый момент после включения сильно изменяется, ток коллектора с решеткой (при энергии ионов 7 кэв) изменяется в пределах всего 1%. При выбранном соответствующим образом потенциале сетки значения токов надежно измеряются с точностью до 1%.

Применение напряжения смещения связано с использованием сеток. Обычно перед коллектором устанавливаются по меньшей мере две плоские параллельные сетки. Первая по движению пучка сетка постоянно заземлена, поэтому пучок пересекает область, где внешние поля отсутствуют. Вторая сетка находится под потенциалом, необходимым для подавления вторичной электронной эмиссии. (Эти сетки подобны экранирующей и антидинаatronной сеткам обычного пентода.) Диаметр нитей применяющихся сеток 0,025—0,125 мм, шаг 6,35 мм, т. е. прозрачность их весьма высока, так как фронтальная площадь нитей много меньше фронтальной площади всей сетки. Сетки подвержены эрозии в ионном пучке и требуют периодической замены. Возможно, что более рациональным способом подавления вторичной эмиссии является использование магнитных полей. Однако для коллекторов больших размеров этот способ, очевидно, менее удобен и поэтому не применяется.

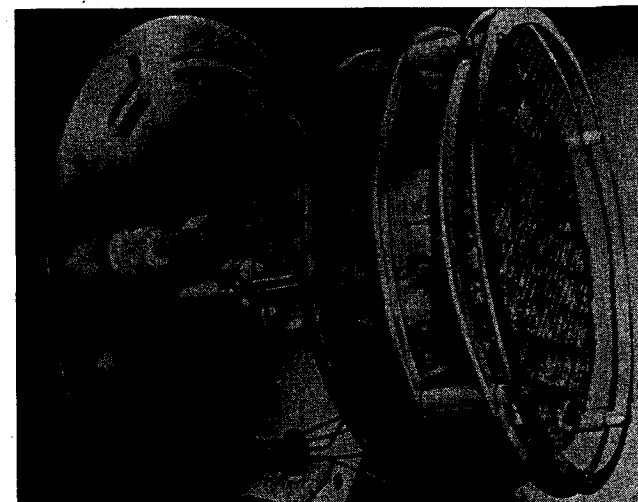
ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ ПУЧКА

При ударе ионов о нейтральную поверхность их энергия преобразуется в тепловую. Распыление поверхности и вторичные электроны слабо влияют на процесс этого преобразования. Если принять, что энергия каждого иона определяется разностью потенциалов между ионизатором и коллектором, делением мощности пучка на указанную разность потенциалов можно определить величину ионного тока.

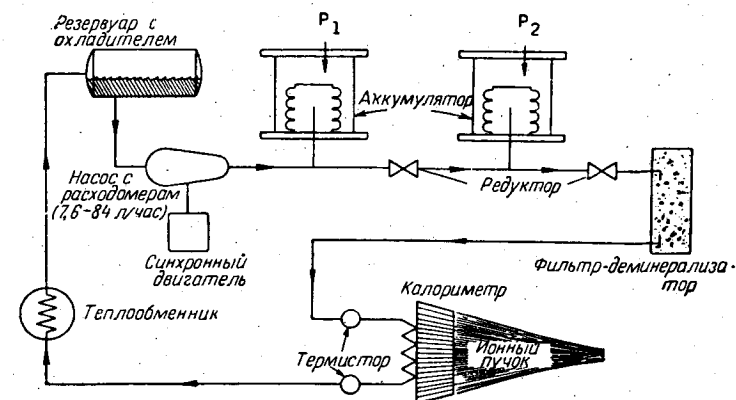
В калориметрах, использованных нами, мощность измеряется по нагреву охлаждающей воды. Коллекторы служат для измерения не только мощности, но и тока, поэтому они снабжены пространственной решеткой, что устраняет возможность заметных потерь мощности с вторичными частицами. Для уменьшения потерь мощности излучением и снижения инерционности необходимо применять очень тонкие материалы с высокой теплопроводностью. При калибровке прибора можно непосредственно измерять абсолютные значения расхода воды и ее температуры. Однако измерения более удобны, если применяется специальный калибрующий нагреватель, припаянный к калориметру. В качестве датчиков температуры используются платиновые термометры сопротивления. Были также опробованы термисторы. Их чувствительность оказалась более высокой, но в силу стабильности и линейности характеристик предпочтение было отдано термометрам сопротивления.

Калориметр диаметром 280 мм представлен на фиг. 1; насосная система с рециркуляцией теплоносителя — на фиг. 2. Замкнутая система была выбрана из-за колебаний давления в магистралях водоснабжения. Благодаря наличию аккумуляторов пульсации давления от насоса, равные 3,5 атм, снижаются до величины, меньшей 0,002 атм. Расход воды может изменяться в пределах 7,6—84 л/час. Погрешность измерения расхода не превышает 0,4%. В теплообменнике, охлаждаемом водопроводной водой, от теплоносителя отводится тепло, сообщенное ему пучком ионов.

При расходе воды 66 л/час коллектор улавливает изменения мощности в 0,5 вт. Постоянная времени коллектора при таком расходе равна 8 сек. Как чувствительность, так и постоянная времени обратно пропорциональны



Ф и г. 1. Калориметрический коллектор диаметром ~ 300 мм.



Ф и г. 2. Схема насосной системы калориметра.

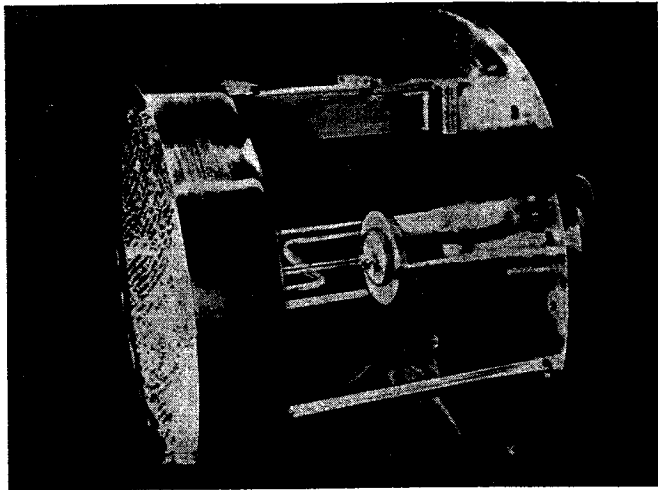
расходу, поэтому при больших мощностях постоянная времени может быть уменьшена до 4 сек. Расхождение в величинах мощности, определяемых с помощью калориметра и по ускоряющему напряжению и ионному току на тот же коллектор, обычно не более 2%.

КОЛЛЕКТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЯГИ

Сила F , с которой пучок ионов действует на коллектор, равна

$$F = I \sqrt{\frac{2m}{e} V},$$

где I — ток; V — ускоряющий потенциал; e — заряд и m — масса иона. Измерение этой силы дает другой способ определения ионного тока, который можно сопоставить с прямыми измерениями тока и мощности, и позволяет уточнить природу частиц, образующих пучок.

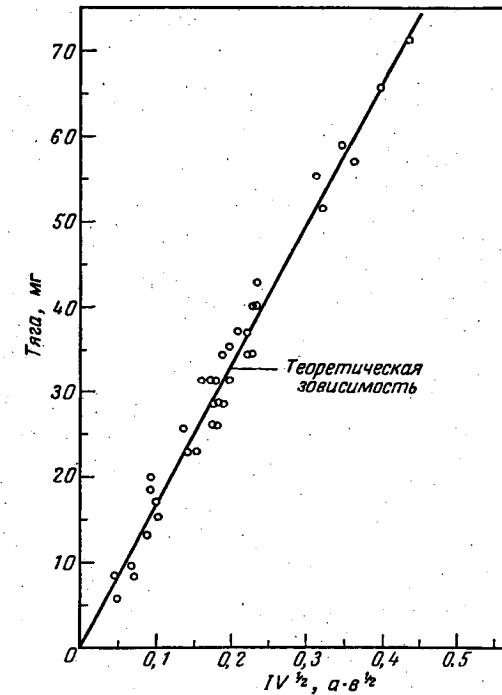


Ф и г. 3. Общий вид коллектора для измерения тяги и тока.

Коллектор для измерения тяги (фиг. 3) состоит из пространственной решетки и трубчатого кварцевого стержня. Маятниковая подвеска коллектора за кварцевый стержень осуществлена с помощью четырех вольфрамовых лент. Для демпфирования колебаний применен медный цилиндр, помещенный в поле постоянного магнита. К кварцевому стержню прикреплено визирное стекло с делениями. Смещение коллектора под действием пучка, проецируемое за опорный фланец, наблюдается через визирное стекло в микроскоп. Для уменьшения влияния на подвеску электростатических сил и определения эффективности подавления решеткой вторичной электронной эмиссии в коллекторе применены три сетки.

Описанный прибор обладает рядом достоинств. Эксплуатация его много проще, чем эксплуатация калориметра, а инерционность — заметно меньше. Постоянная времени коллектора для измерения тяги меньше 1 сек. С помощью коллектора определяются абсолютные значения измеряемой величины. Коэффициент пропорциональности между силой и смещением калориметра

легко рассчитывается по известным массе прибора и геометрии опор (либо по массе и периоду колебаний). Чувствительность прибора, ограниченная в настоящее время точностью отсчета и ценой делений оптической системы, равна приблизительно 0,003 Г, однако разброс показаний прибора много



Ф и г. 4. Результаты измерения тяги.

$$F = 1,69 \cdot 10^2 I V^{1/2} \text{ мГ.}$$

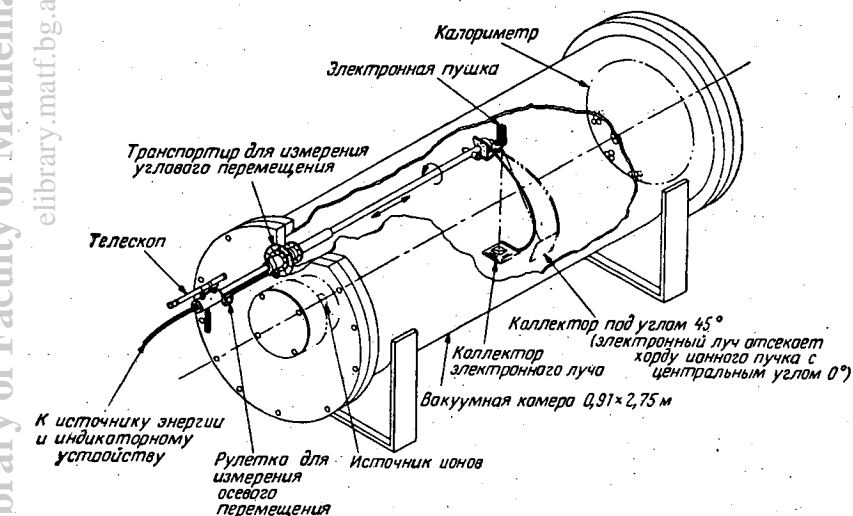
меньше этой величины. Предполагается, что использование высокочувствительной электрической системы отсчета позволит повысить чувствительность самого прибора до 0,00045 Г и выше. Как видно из фиг. 4, экспериментальные данные согласуются с расчетной чувствительностью в пределах точности отсчета.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЧКА

Из числа различных зондов для исследований плазмы зонды Лангмюра или их разновидности наиболее удобны для измерения потенциала в пучке, электронной температуры и плотности заряда. Однако то обстоятельство, что в пучке ионного двигателя движение ионов носит практически полностью направленный характер, ограничивает применимость зондов этого типа.

Наиболее целесообразным способом исследования потенциала и распределения заряда в пучке ионного двигателя представляется применение

электронного луча. Эти измерения позволяют оценить степень совершенства нейтрализации пучка. На фиг. 5 показана система измерений, предназначенная для большой вакуумной камеры. Электронная пушка трубки стандартного осциллографа и секционированный коллектор смонтированы соосно друг другу на конце вала. При вращении последнего электронный луч может направляться на любой участок ионного пучка. Для возвращения электронного луча в центр коллектора после включения ионного двигателя должна производиться регулировка потенциала на отклоняющих электродах электронной пушки.



Ф и г. 5. Система зондирования пучка ионов электронным лучом.

Описанным устройством измеряются интегральные значения параметров вдоль электронного луча. Принципиально возможно при большом числе измерений в различных направлениях определить распределение зарядов в пучке. На практике с помощью электронного луча можно быстро оценить результирующий заряд пучка; этот метод широко использовался и в нашей лаборатории.

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ И ВИЗУАЛЬНЫЕ СПОСОБЫ НАБЛЮДЕНИЯ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ

Для экспериментального изучения фокусирующих ускоряющих систем с малым рассеянием¹⁾ необходимы надежные способы визуального определения траекторий ионов как внутри ускорительно-замедлительной системы, так и в пучке за ней. Токи рассеяния измеряются просто, однако их определения не всегда достаточно для оценки характеристик фокусирования. В лучшем случае в этих измерениях определяется доля ионов, попадающих на электроды, но не их траектории. Более того, поскольку трудно отличить эти ионы от вторичных электронов, эмиттируемых ускорителем, результаты измерений не являются достоверными. Любое зондовое измерение тока

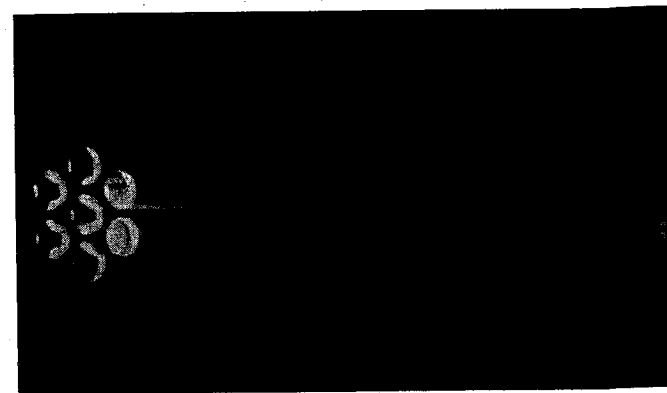
¹⁾ Здесь имеется в виду малость доли ионов, попадающих на электроды системы.—
Прим. ред.

в ускорительно-замедлительной области (и в меньшей степени в квазицентральной пучке) нарушает распределение потенциалов и, следовательно, деформирует траектории ионов в исследуемой области.

Полезным дополнением к измерению токов рассеяния является фотографирование или визуальное наблюдение свечения пучка ионов. Свечение обычно имеет характерный голубой цвет. Интенсивность свечения, по-видимому, пропорциональна произведению ионного тока на давление газа в точке возникновения свечения.

Условия визуализации ионного потока

При достаточно малых давлениях видимого свечения пучка щелочных ионов не наблюдается. Однако при повышении давления за счет дросселирования линии вакуумной откачки приблизительно до $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. на фоне рассеиваемого или отраженного света нагретого ионизатора становится заметным голубое свечение. Это свечение фотографировалось как на черно-белую, так и на цветную пленку. При давлении $4 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.



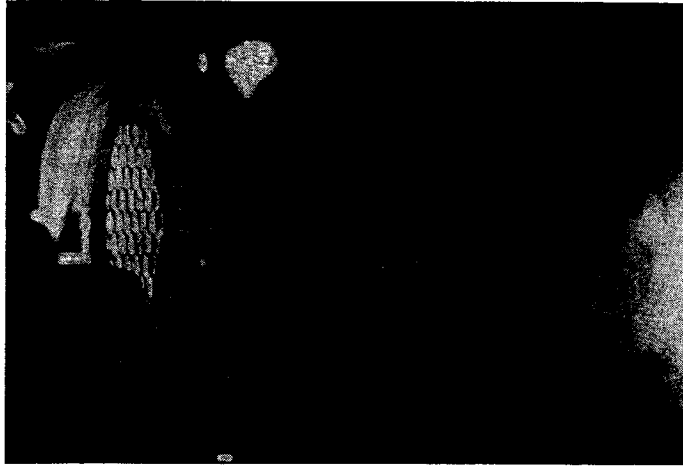
Ф и г. 6. 7-пучковый ионный двигатель в работе.

и ионном токе 2—5 ма время экспозиции в зависимости от пленки, фильтров и других условий фотографирования менялось в пределах 4—12 мин. Использованный при фотографировании темно-синий фильтр (прозрачность 50% при длине волны 4400 Å и 1% при 3800 и 5300 Å) уменьшает эффект подсветки поля зрения нагретым ионизатором и нейтрализующими сетками.

На фиг. 6 показана типичная фотография пучков ионов. Можно предположить, что возникающее свечение, причины которого не вполне выяснены, способно изменить траектории ионов. Поэтому наблюдаемые траектории могут не совпадать с траекториями в глубоком вакууме. Однако опыты показали, что рабочие напряжения, токи и светящееся пятно на коллекторе в месте падения ионного пучка при увеличении давления не изменяются. Можно полагать, что это свидетельствует о неизменности траекторий при возрастании давления до $4 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

Подобные наблюдения позволяют судить не только о фокусирующих качествах ускоряющих электродов. Тщательное изучение кривизны границ пучка дает возможность оценить плотности объемного заряда пучков с ламинарным движением ионов. В совокупности с измерениями ионного тока это

позволяет получить данные о степени нейтрализации пучка. Точность такой оценки зависит от ряда факторов: длины пучка, четкости его границ на фотографиях и т. д. Однако чисто качественно можно утверждать, что описанный метод обладает большой чувствительностью в определении отклонений от нейтральности при больших значениях $I/V^{3/2}$. Ряд фотографий, сделанных



Фиг. 7. Многопучковый ионный двигатель, работающий при отсутствии нейтрализации.

при первом же $I/V^{3/2} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ а/с}^{3/2}$, свидетельствует, что степень нейтрализации превышает 98%. На фиг. 7 показан двигатель с 61 пучком, работающий в условиях отсутствия нейтрализации. Кривизна границы пучка согласуется с расчетной, определенной с помощью простых соотношений для течения с объемным зарядом при использованных в опыте величинах токов и напряжений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка способов исследования цезиевого пучка ионов привела к созданию нескольких сравнительно простых и весьма удобных приборов. Эти приборы, по-видимому, достаточны для сравнительно детального анализа процессов в пучке. Некоторые параметры и явления не могут быть исследованы с помощью описанных приборов, и для соответствующих экспериментов разрабатываются новые приборы. Но в основном исследовании ионных двигателей в настоящее время обеспечены необходимыми средствами измерений.

Исследования нейтрализации пространственного заряда ионного пучка инжекцией электронов

Д. Мур, Ф. Кинзи

В работе описываются две конструкции зондов, нашедших применение при исследовании смешанных пучков ионов и электронов.

Один из них — экранированный чашкообразный зонд — применяется для измерения плотности ионного тока и распределения энергии ионов; второй — термоэмиссионный зонд — для определения пространственного потенциала относительно стенок камеры (земли).

Рассматриваются методика работы с этими зондами и возможные источники ошибок измерений.

Приводится предварительный анализ нейтрализации пучка инжекцией электронов. Описываются лабораторные опыты по нейтрализации пространственного заряда и измерению пространственного потенциала в пучке.

Отмечается наличие значительного числа электронов с малыми энергиями, улавливаемых пучком даже без непосредственной инжекции их.

ЗОНДЫ

Для исследования ионных пучков большой интенсивности необходимы специальные зонды. Большинство устройств, применяемых для зондирования статической плазмы или ионного пучка небольшой интенсивности, в случае использования их для зондирования интенсивных ионных пучков дают трудно интерпретируемые либо ненадежные данные.

Наличие ионов больших энергий и отличный от максвелловского спектр энергий электронов ограничивает применение обычных дисковых, цилиндрических или сферических зондов.

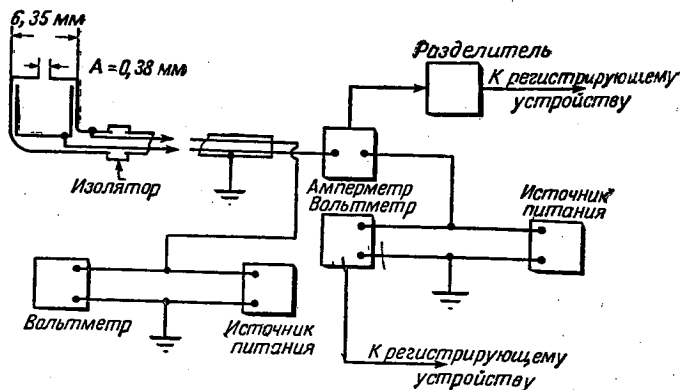
Для защиты «чашки», собирающей поток ионов, от электронов необходим экран. Его потенциал оказывает большое влияние на процесс фокусирования ионов в чашку зонда.

Конструкция экранированного чашечного зонда, показанного на фиг. 1, была выполнена исходя из следующих требований:

- 1) получить точные зависимости задерживающего потенциала, связанного с распределением энергии ионов в смешанном ионно-электронном пучке;
- 2) получить с достаточной точностью локальные значения плотности потока ионов по всему пучку;
- 3) насколько возможно, исключить воздействие зонда на пучок;
- 4) получать указанные выше данные в наиболее удобной для интерпретации форме. Ошибка измерений не должна накапливаться из-за необходимости вычитания одних показаний из других.

Для предотвращения попадания электронов в приемное отверстие при замерах экран поддерживается под отрицательным по сравнению с любым возможным источником электронов потенциалом. В большинстве случаев он составляет -10 в по отношению к заземленным стенкам камеры. Из этого условия вытекает, что потенциал экрана имеет по отношению к пространственному потенциалу отрицательную величину. Это является источником ошибок из-за фокусирующего влияния поля экрана на пучок ионов.

На фиг. 2 показана кажущаяся плотность тока ионов (полученная делением величины ионного тока, попадающего в чашку, на площадь приемного отверстия) в функции потенциала экрана. Ясно, что отклонение траекторий ионов не будет иметь места только при равенстве потенциала экрана пространственному потенциалу. Экстраполяцией кривой, показанной на фиг. 2, до точки, в которой потенциал экрана равен пространственному (метод определения последнего будет описан ниже), можно получить истинное значение плотности тока ионов. Кривые, подобные изображенной на фиг. 2,

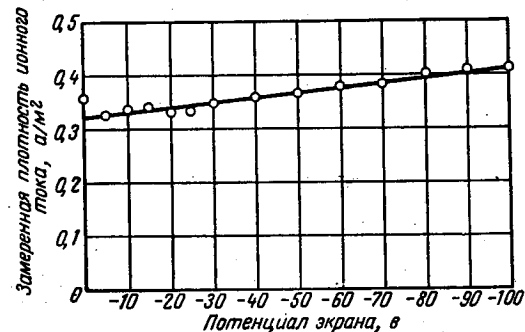


Ф и г. 1. Схема экранированного чашечного зонда.

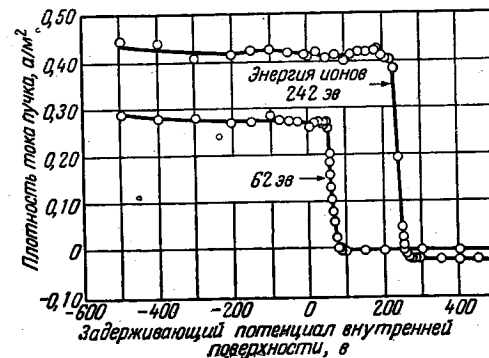
должны строиться для каждого сочетания плотности тока и энергии ионов. При разности между потенциалом экрана и локальным пространственным потенциалом менее 50% потенциала, соответствующего кинетической энергии ионов (в электронвольтах), ошибки замеров не превышают 10%.

Помимо того, что экран препятствует проникновению электронов внутрь чашки, при замере задерживающего потенциала он ограничивает область положительного поля внутренностью чашки. Дефокусировка ионов перед попаданием во входное отверстие пренебрежимо мала даже при высоком задерживающем потенциале. Это видно по малому наклону типичной зависимости плотности тока ионов от задерживающего потенциала (фиг. 3). Для сравнения на фиг. 4 показаны аналогичные зависимости для простого дискового зонда. Дисковый зонд и аналогичные типы зондов без экранов обладают несколькими основными источниками ошибок. Они отталкивают или притягивают ионы в зависимости от знака их потенциала по отношению к пространственному. Если потенциал зондов относительно источника электронов, нейтрализующих пучков, или относительно пространственного потенциала положителен, они притягивают электроны. Эти обстоятельства вызывают ошибки при измерении плотности ионного тока и приводят к искажению пучка, отталкивая нейтрализующие электроны. Далее, ионы вызывают вторичную эмиссию электронов с зонда, вследствие чего замеряются ошибочно высокие плотности ионного тока. Кривые, показанные на фиг. 4, сняты ранее остальных кривых, приведенных в данной работе, и получены при существенно меньших плотностях тока ионов. При возрастании плотности ионного тока форма этих кривых может несколько измениться, но главные источники ошибок при этом остаются.

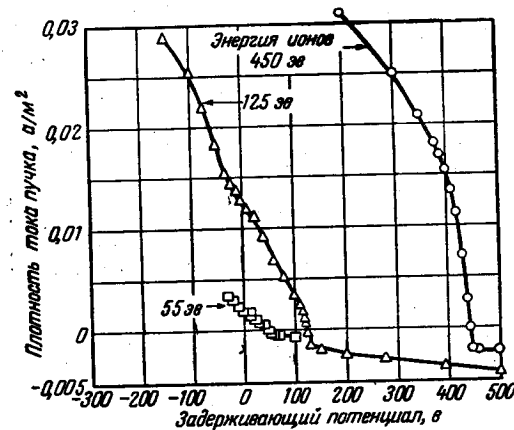
Небольшая ошибка в результатах, подобных приведенным на фиг. 3, обусловленная проникновением поля за входное отверстие, может быть



Ф и г. 2. Зависимость измеренной плотности ионного тока от потенциала экрана. Энергия ионов 63 эв.



Ф и г. 3. Значения задерживающего потенциала, полученные при использовании экранированного чашечного зонда.

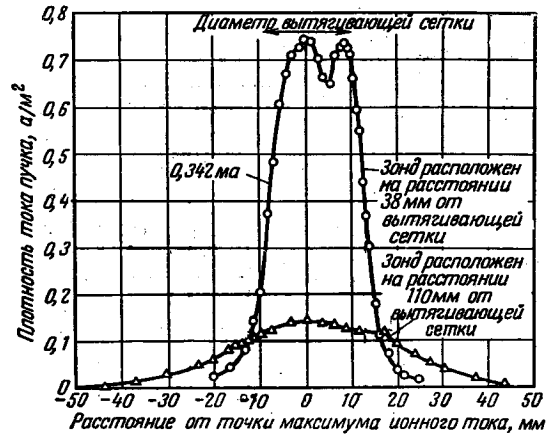


Ф и г. 4. Значения задерживающего потенциала, полученные при использовании плоского дискового зонда.

подсчитана при помощи уравнений из работы [4]. Истинная плотность ионного тока J_c выражается через кажущуюся или замеренную плотность J_a следующей формулой:

$$J_c = J_a \left[1 - 0,075 \frac{r}{d} \frac{V_0 - V_r}{V_i - V_0} \right].$$

Эта формула выведена для двух параллельных плоских пластин, разделенных расстоянием d . В одной из пластин имеется отверстие радиусом r . Пучок заряженных частиц с энергией V_i (эв) падает перпендикулярно пластине с отверстием. К этой пластине и коллекторной пластине приложены потенциалы V_0 и V_r соответственно. Величина J_a/J_c показывает отношение числа



Ф и г. 5. Распределение плотности ионного тока по сечению пучка. Энергия ионов 62 эв. В пучок ионов добавляются электроны, эмиттируемые нитью накала.

частиц, прошедших через отверстие, к числу частиц, которые прошли бы при отсутствии влияния на траектории частиц поля, обусловленного разностью потенциалов между пластинами. Применительно к нашему случаю J_a — плотность тока в пучке, подсчитанная по площади отверстия и току коллектора, J_c — истинная плотность тока.

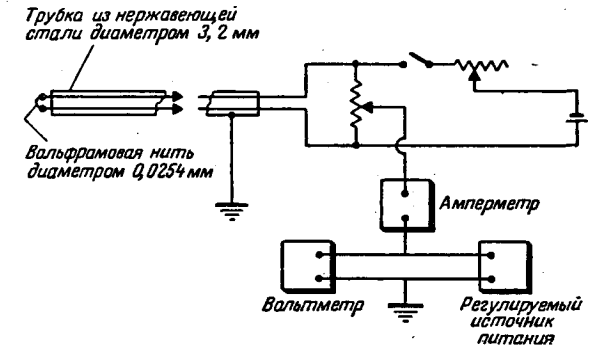
Рассматриваемый зонд состоит не из двух параллельных пластин, а из пластины с чашкой. Величину d для этого случая следует считать геометрическим фактором и подсчитывать для каждого зонда с помощью данных, полученных при экспериментах с задерживающим потенциалом.

Как при измерениях распределения скорости, так и при определении только плотности ионного тока коллектор должен иметь относительно экрана положительный потенциал по крайней мере 10 в. Это предотвращает перетягивание вторичных электронов от коллектора к экрану, а следовательно, устраняет искажение результатов измерений ионного тока.

На фиг. 5 представлено типичное распределение плотности ионного тока по сечению пучка. Оно получено при помощи экранированного зонда для пучка ионов с инжекцией электронов. Измерения производились в сечениях, отстоящих от ускоряющей сетки источника на 38 и 110 мм. Кривые, подобные приведенным, полезны для представления общей конфигурации пучка.

Для определения локального пространственного потенциала при работе в высоком вакууме или зоне с высокими плотностями потока ионов и (или)

электронов применялся термоэмиссионный зонд (фиг. 6). Нить накала диаметром 0,0254 мм смонтирована на конце штанги зонда, имеющей диаметр 3,2 мм. Нить попеременно нагревается и охлаждается при размыкании контактов в цепи аккумулятора. При нагретой нити накала идет процесс термоэлектронной эмиссии. Эмиттированные электроны возвращаются к нити, если пространственный потенциал в ее окрестности отрицателен относительно потенциала нити. Изменение тока зонда при нагреве нити показывает, что его потенциал относительно пространственного потенциала отрицателен. Регулированием потенциала зонда можно подобрать такую его положительную величину, что флуктуация тока, вызываемая электронной эмиссией, станет четко различимой. Практически система достаточно чувствительна для измерения пространственного потенциала с точностью около 0,5 в.



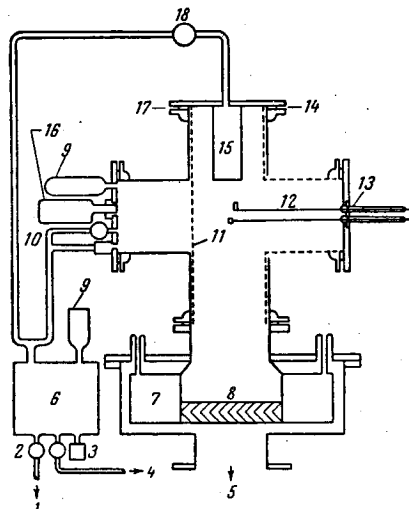
Ф и г. 6. Схема зонда, измеряющего пространственный потенциал.

В проведенных экспериментах при приближении потенциала зонда к пространственному ток на зонд не превышал по абсолютной величине 1 мка. Этот ток настолько мал, что его влиянием на пучки, изучавшиеся до сих пор, можно пренебречь (см. приложение).

Главным источником ошибок в описанном устройстве является падение напряжения по длине нити накала при ее подогреве. Общее падение напряжения на нити (из вольфрама) составляет около 1 в и может быть в случае необходимости снижено. Съем тока на зонд может быть произведен с середины нити. Подключение потенциометра к центру нити накала, как показано на фиг. 6, приведет к уменьшению изменений напряжения в центре нити почти до 0, а на концах — примерно до $\pm 0,5$ в. Из-за охлаждения концов нити накала за счет теплопроводности изменение напряжения эмиттирующей части нити по обе стороны от центра, вероятно, составляет около $\pm 0,2$ в. При измерениях зондом в среде, имеющей очень большую плотность электронов с энергией менее 1 эв (как, например, в ртутной разрядной трубке), изменение потенциала концов нити на $1/2$ в может вызвать возрастание бомбардирующего электронного тока до величины, превосходящей общий эмиссионный ток. Чтобы выявить возможные ошибки измерений за счет указанного явления, для холодной нити определяется зависимость тока от напряжения во всем вызывающем сомнения диапазоне величин пространственного потенциала. Если отношение эмиссионного тока зонда к падению напряжения нити накала меньше, чем изменение тока холодного зонда на 1 в изменения потенциала, зонд следует считать ненадежным. До сих пор, однако, в проводимых экспериментах по нейтрализации пучка эта проблема не возникала.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ПУЧКА

Стенд, на котором исследуется источник ионов (фиг. 7), оборудован типичной вакуумной системой, включающей диффузионный насос диаметром 152 мм. Пучок заключен в крестообразную стеклянную камеру диаметром 152 мм, снабженную экраном. Экран выполнен из нержавеющей стали и заземлен. Испытуемый источник помещается в вершине креста так, что ионный пучок направлен вниз. Зонды смонтированы на шаровых шарнирах, укрепленных на плоском фланце правого плеча креста, так, чтобы обеспечивалась возможность зондирования пучка в любом направлении. Вакуумный манометр и балластная емкость для измерения расхода газа смонтированы на фланце левого плеча креста.



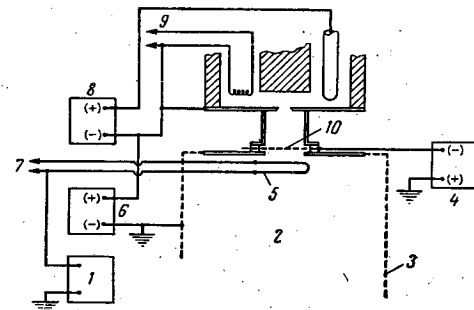
Фиг. 7. Схема установки для испытания источника и зонда (электрические цепи не показаны).

1 — к баллону с газом; 2 — клапаны отбора; 3 — клапан; 4 — к вспомогательному насосу; 5 — к диффузионному насосу; 6 — балластная емкость; 7 — емкость с жидким азотом; 8 — охлаждаемая ловушка; 9 — термопарный вакуумметр; 10 — клапаны; 11 — заземленная сетка из нержавеющей стали; 12 — зонды; 13 — держатели зондов; 14 — здесь может устанавливаться дополнительный патрубок высотой 152,4 мм для увеличения расстояния от зондов до источника; 15 — источник ионов; 16 — ионизационный вакуумметр; 17 — тефлоновая прокладка; 18 — клапан отбора.

В настоящее время в экспериментах по нейтрализации применяется капиллярный дуговой источник, снабженный ускорительно-замедлительной экстракционной системой сеточного типа (фиг. 8). Вольфрамовая проволока, образующая петлю вокруг пучка непосредственно за сеткой, обеспечивает инжектирование электронов. Хотя общий ионный ток капиллярного дугового источника мал, первенас системы вытягивающих сеток достаточно высок. При небольших энергиях ионов и применении инжекции электронов может быть получен пучок, эффективная относительная ширина которого больше 10 [2]. Во всех экспериментах в качестве рабочего тела использовался аргон.

На фиг. 9 и 10 приведено распределение по сечению пучка плотности ионного тока и пространственного потенциала для энергии ионов 62 эв при инжекции электронов и без нее. Кроме того, по результатам измерений плотности ионного тока вычислен пространственный потенциал в пучке

с энергией ионов 62 эв при отсутствии электронов. Расчеты проводились для цилиндрического пучка с равномерным распределением плотности потока по сечению. Общий ток пучка I находился интегрированием экспериментальной кривой плотности тока. Радиус интегрирования r_b определялся из экспериментальных данных. Радиус заземленной экранирующей сетки ионной камеры r_c равнялся 76 мм. Изменением скорости ионов под воздействием



Фиг. 8. Капиллярный дуговой источник и система нейтрализации.

1 — источник для поддержания потенциала на нити накала, эмиттирующей электроны; 2 — вакуумная камера; 3 — заземленная экранирующая сетка; 4 — источник для поддержания потенциала на вытягивающей сетке; 5 — нить накала нейтрализатора; 6 — источник питания катоды; 7 — к источнику питания нити накала нейтрализатора; 8 — источник питания дуги; 9 — к источнику питания нити накала дугового источника; 10 — сетка.



Фиг. 9. Распределение плотности ионного тока по сечению пучка.

$R = 9,5$; энергия ионов 62 эв. Зонд расположен на расстоянии 38,1 мм от вытягивающей сетки. 1 — с инжекцией электронов в пучок с нити накала, общий ток пучка 0,31 ма; 2 — без инжекции электронов в пучок, общий ток пучка 0,34 ма.

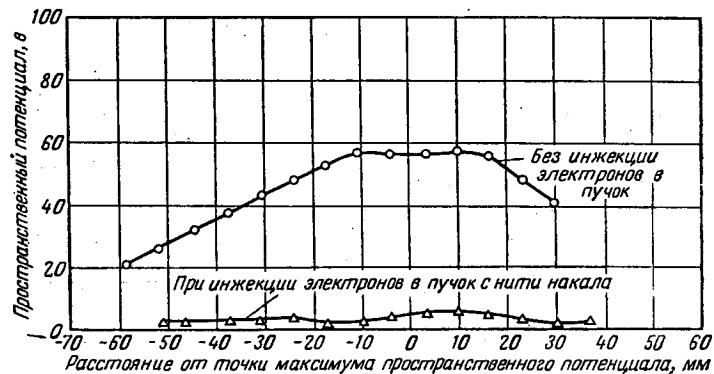
пространственного потенциала пренебрегалось. Теоретическое распределение этого потенциала при таких условиях имеет вид

$$\varphi = V_0 \frac{R^2}{36} \ln \left(\frac{r_c}{r} \right)^2, \quad r_b \leq r \leq r_c,$$

$$\varphi = V_0 \frac{R^2}{36} \left[\ln \left(\frac{r_c}{r_b} \right)^2 + 1 - \left(\frac{r}{r_b} \right)^2 \right], \quad 0 \leq r \leq r_b;$$

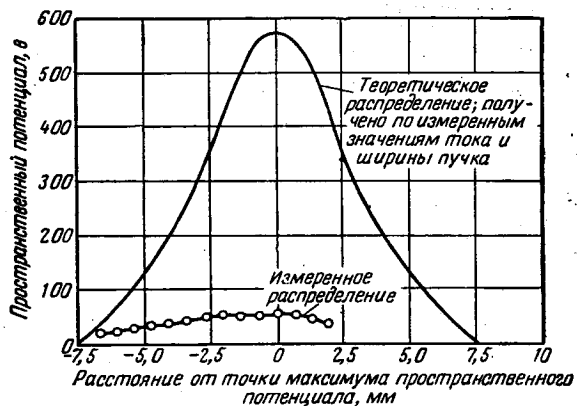
здесь φ — пространственный потенциал относительно стенок камеры (земли); V_0 — энергия ионов, эв; R — эффективная относительная ширина пучка

$$R^2 = \frac{91}{\pi \epsilon_0} \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/2} \frac{I}{V_0^{3/2}}.$$



Ф и г. 10. Распределение пространственного потенциала по сечению пучка. Энергия ионов 62 эв. Зонд расположен на расстоянии 38,1 мм от вытягивающей сетки.

На фиг. 11 для сравнения нанесены измеренные и вычисленные с помощью описанной упрощенной модели значения пространственного потенциала. Видна степень нейтрализации ионного потока даже без инжекции электронов.

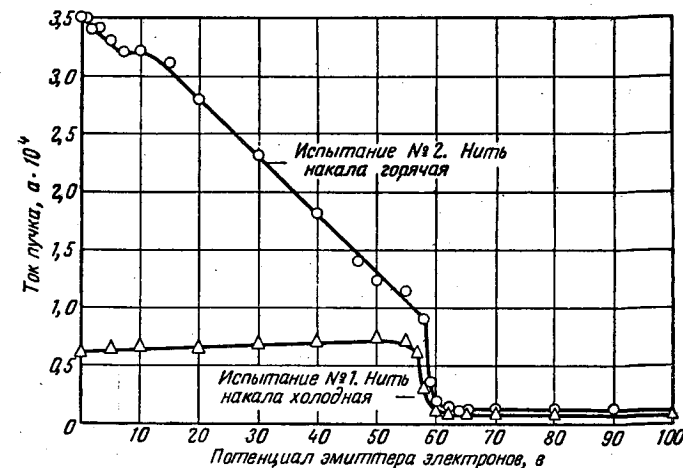


Ф и г. 11. Распределение пространственного потенциала по сечению пучка. Энергия ионов 63 эв. Зонд расположен на расстоянии 38,1 мм от вытягивающей сетки.

Дополнительные данные о влиянии увеличения или уменьшения количества электронов на нейтрализацию пучка приведены на фиг. 12. В качестве коллектора использовалась помещенная на расстоянии 102 мм от вытягивающей сетки вниз по потоку пластина диаметром 102 мм. Для предотвращения попадания на коллектор электронов и регистрации только ионного тока эта пластина поддерживалась под отрицательным потенциалом ~10 в. Вольфрамовая нить диаметром 0,25 мм, подогреваемая от снабженного фильтром источника постоянного тока, была натянута по диаметру пучка за сеткой на расстоянии 6,4 мм. Падение напряжения на нити составляло

около 4 в, энергия ионов пучка около 60 эв. Испытание № 1 проводилось с холодной нитью, № 2 — с ее подогревом. В обоих испытаниях при регистрации тока нити накала и потока ионов, попадающих на коллектор, потенциал нити (замеренный между отрицательной клеммой нити и землей) изменялся от 0 до +100 в. На фиг. 12 показана зависимость тока коллектора от потенциала нити накала.

При испытании № 1 (с холодной нитью) ионный ток оставался почти постоянным до тех пор, пока потенциал нити не достигал примерно +55 в. Между +55 и +60 в наблюдалось резкое падение ионного тока. При потенциале свыше +60 в величина тока мала и практически постоянна. Этот



Ф и г. 12. Зависимость ионного тока от потенциала эмиттера электронов. Энергия ионов 60 эв.

результат может быть объяснен следующим образом. При потенциале нити накала, существенно отрицательном по сравнению с пространственным потенциалом пучка, ее влияние незначительно и ионный ток остается таким же, как и при отсутствии нити. При приближении потенциала нити к пространственному потенциалу пучка (~58 в, как видно из фиг. 10 для аналогичного пучка) она начинает вытягивать электроны из пучка. Вначале захватываются электроны больших энергий. Благодаря этому понижается плотность электронов, что вызывает повышение пространственного потенциала до более высоких положительных значений. Поток электронов на нить уменьшается до тех пор, пока не наступит новое равновесное состояние. Этот процесс продолжается до того момента, пока пространственный потенциал не достигнет величины, эквивалентной энергии ионов, когда подходящие к нити ионы отражаются обратно к вытягивающей сетке. Это ограничивает как плотность ионного тока, так и дальнейшее возрастание пространственного потенциала. Нить накала при этом находится под положительным потенциалом, превышающим пространственный потенциал в пучке, и вытягивает оставшиеся электроны.

Резкое падение ионного тока при достижении потенциалом нити величины пространственного потенциала (общее падение происходит в интервале ~5 в) показывает, что большинство электронов должно обладать кинетической энергией, меньшей 5 эв. В противном случае нить по-прежнему вытяги-

вала бы электроны и ионный ток продолжал бы падать, поскольку нить все еще оставалась бы существенно отрицательной по отношению к пространственному потенциалу. Эффект введения электронов в поток с горячей нити накала виден из результатов испытания № 2 (см. фиг. 12). Как предварительные данные о поведении пространственного потенциала в указанных условиях (см. фиг. 10), так и небольшие токи нити, зарегистрированные в процессе эксперимента ($I_f = 2 \cdot 10^{-5}$ а при потенциале нити $+10$ в и более), свидетельствуют о том, что пространственный потенциал в месте расположения нити следует за величиной потенциала самой нити. Ионный ток коллектора плавно снижается, поскольку потенциал нити, а следовательно, и пространственный потенциал становятся положительными. Как только пространственный потенциал достигает величины, эквивалентной энергии ионов пучка, ионный ток резко падает, что имело место и при испытании № 1. После этого падения (при потенциале свыше 60 в) ионный ток остается постоянным и приблизительно равным величине, наблюдавшейся при испытании № 1. Это явление, по-видимому, происходит из-за того, что оставшиеся электроны удаляются и более не могут быть эмиттированы вследствие превышения потенциалом нити накала величины пространственного потенциала. Из результатов испытания № 2 видно, как изменяется ионный ток в зависимости от степени его нейтрализации (от почти полностью нейтрализованного пучка до пучка, практически состоящего из одних ионов).

Для регистрации возможных колебаний в пучке ток коллектора был выведен на осциллограф. Были обнаружены колебания с амплитудой в пределах 0—25% величины постоянной составляющей с частотой 200—300 кгц. Колебания были прослежены по пучку вплоть до капиллярного дугового источника. Установлено, что колебания вызваны самим источником, в котором, помимо указанных, отмечены колебания небольшой амплитуды с частотой 60 гц. В пределах исследованного диапазона (порядка 10 Мгц) не было обнаружено никаких других источников колебаний. Были проведены испытания с источником питания, имевшим устройство для снижения амплитуды колебаний ниже 5% от величины постоянной составляющей тока. Включение конденсатора в цепь дуги при неизменности других элементов установки увеличивало амплитуду колебаний до 15% от уровня постоянной составляющей и на 4% возрастали токи как нити накала, так и коллектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для измерения плотности ионного тока, распределения энергии и пространственного потенциала в плотном ионном пучке как с электронами, так и без них был разработан и испытан ряд зондов. Эти зонды были использованы для изучения пучка ионов с инжекцией электронов и без инжекции. Исследовались пучки ионов с относительной шириной R вплоть до 10 и были сняты поля по поперечному сечению пучков. С помощью подогреваемой нити проводились измерения пространственного потенциала центральной части пучка. Построены зависимости тока пучка от величины пространственного потенциала.

Изменение потенциала при холодной нити указывает на значительную нейтрализацию пучка электронами малых энергий даже без инжектируемых электронов.

Были обнаружены колебания в пучке, причиной которых оказался источник ионов. Но до сих пор не было зарегистрировано ни одного случая, когда колебания зарождались бы в самом пучке.

Приложение

На холодную нить накала, находящуюся под потенциалом, равным пространственному потенциалу в смешанном ионно-электронном потоке, будут попадать как ионы, так и электроны. Если плотность электронов составляет заметную долю плотности ионов, на нити (благодаря сравнительно меньшей массе и большей скорости) будет собираться значительно больше электронов, чем ионов. Для источников и зондов, применявшихся в описываемых экспериментах, результирующий ток на зонд (разность токов электронов и ионов) изменялся от 10^{-7} до 10^{-9} а. Электронный ток, эмиттируемый горячей нитью, поддерживался на уровне около 20% от тока бомбардирующей нити электронов. Таким образом, всегда имелась небольшая утечка электронов из плазмы пучка (менее 10^{-7} а).

В области, хорошо улавливающей электроны, непрерывное добавление или изъятие электронов невозможно, и любая попытка сделать это приводит к искажению картины процесса. Однако исследуемый пучок не являлся идеальной ловушкой электронов. В область улавливания непрерывно поступали вторичные электроны, эмиттируемые благодаря столкновениям ионов со стенками камеры. Эти электроны теряли энергию на молекулах остаточного газа и улавливались пучком. Наряду с этим электроны могли покидать эту область благодаря передаче им энергии движущимися ионами или благодаря осцилляционным процессам. Рекомбинация ионов и электронов на поверхности изоляторов и объемная рекомбинация (сильно возрастающая вследствие присутствия загрязняющих газов, таких, как H_2O и O_2) также может вызвать утечку значительного количества электронов. В том случае, когда ток на зонд мал по сравнению с равновесным потоком электронов в улавливающую область или из нее, его влияние на пучок несущественно.

Влияние тока зонда на пучок может быть уточнено регистрацией пространственного потенциала или ионного тока пучка при изменении тока зонда. Максимальное наблюдаемое изменение при инжекции тока электронов 10^{-7} а составляло $\sim 10\%$ для пространственного потенциала и $\sim 5\%$ для общего ионного тока пучка. Подобные изменения наблюдались в пучке и при отсутствии инжекции электронов. Пучок, в который для нейтрализации преднамеренно инжектировались электроны, незначительно реагировал на добавление или изъятие электронного тока порядка 10^{-7} а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tonks L., Matt-Smith H. M., Langmuir I., «Flow of Ions Through a Small Orifice in a Charged Plate», *Phys. Rev.*, 28, 104—128 (July 1926).
2. Sellen J. M., Shelton H., «Space Charge Measurements in Expanding Ion Beams», ARS preprint 1160-60, May 1960.

Инженерные исследования электростатических двигательных устройств

И. Н. Петрик

Кратко описаны результаты аналитического и экспериментального изучения поверхностной ионизации цезия: Испытывались эмиттеры, изготовленные из спеченного пористого вольфрама, микроперфорированной платины и обработанного фотохимическим способом молибдена. Представлены результаты опытов по измерению ионизации. Показано соответствие измеренных ионных токов с их значениями, основанными на экспериментах по диффузии газов.

Инженерные аспекты исследования непосредственно применимы к разработке электростатических двигательных устройств. Эти исследования включают следующие проблемы: а) соединение эмиттера с корпусом, предотвращающее утечки нейтральных атомов; б) коррозия материалов в цезии; в) получение цезия непосредственно на летательном аппарате с целью упрощения хранения рабочего тела.

Коррозионные испытания показали устойчивость в течение длительного времени при высоких температурах таких материалов, как вольфрам, молибден, окись алюминия. Описан способ применения тугоплавкого металла для впайки эмиттера в молибденовый корпус. Исследования по п. "в" показали, что степень восстановления цезия кальцием из хлорида цезия достигает 89% теоретического значения.

На основе полученных экспериментальных результатов даны рекомендации по разработке компактного и надежного источника ионов для электростатического двигателя с большим ресурсом работы.

ВВЕДЕНИЕ

Непрерывный прогресс в разработке электростатических двигателей требует особого внимания к исследованию физических процессов генерации ионов, фокусировки, ускорения и нейтрализации пучка. До тех пор пока не будут найдены соответствующие технические решения, не могут быть созданы электростатические двигатели. В работе [1] показано, что перечисленные проблемы в настоящее время еще полностью не разрешены и необходимо их дальнейшее исследование. Даже после создания лабораторного образца электростатического двигателя с приемлемой тягой понадобится несколько лет для доведения его до рабочего состояния. Это подтверждается историей развития других двигательных систем; даже для двигателей с хорошо известными циклами (турбореактивный или ракетный) при создании новой конструкции может потребоваться около 5 лет для проведения полного объема расчетно-конструкторских проработок, исследований элементов двигателя, испытаний и разработки новых конструкций взамен неудачных. По общему мнению, для электростатических двигателей необходимо проведение инженерных исследований в различных областях. Вследствие чрезвычайно высоких температур эмиттера, длительности потребного ресурса, коррозионного воздействия рабочего тела и условий работы в космическом пространстве создание электростатического двигателя является задачей не менее сложной, чем создание двигателей указанных выше типов.

В данной работе в качестве примера необходимых исследований описаны некоторые этапы экспериментальной программы изучения поверхностной ионизации цезия. Непосредственной целью первого этапа являлось создание

надежного источника ионов для экспериментов по изучению ионизации. Одновременно исследовались проблемы, связанные с длительной работой источника в двигателе. Программа включала:

а. Разработку способа герметичного соединения эмиттера с источником паров рабочего тела, исключающего утечки нейтральных атомов. Исследовались порошковые и металлокерамические уплотнения, дуговая сварка, пайка и спекание эмиттера непосредственно в корпусе.

б. Коррозионные испытания, целью которых являлся выбор материалов, обладающих наибольшей стойкостью в атмосфере цезия. Испытывались материалы эмиттера (вольфрам, молибден, платина), конструкционные материалы (никель, нержавеющая сталь) электропроводные материалы (медь) и электроизоляционные материалы (окись алюминия).

в. Эксперименты по получению цезия непосредственно на летательном аппарате восстановлением соли цезия. Этот способ устраняет необходимость хранения жидкого цезия в запаянных ампулах.

Перед обсуждением инженерных исследований целесообразно привести краткое описание общей программы, типов ионных источников и результаты экспериментов. Более подробные сведения об экспериментальных результатах даны в работе [2]¹⁾, а об общей программе — в работе [3].

ОБЩАЯ ПРОГРАММА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Целью программы являлось экспериментальное исследование нескольких типов эмиттеров ионов цезия для получения максимальной плотности тока в пучке. В данной работе (см. также работы [2, 3]) испытывались эмиттеры из вольфрама, молибдена и платины. Была разработана методика определения размеров пор с помощью микрофотографирования в трех плоскостях. Проведены аналитические исследования расхода рабочего тела, времени жизни нейтральных атомов и ионов, степени ионизации и суммарных характеристик эмиттера. В экспериментах использовались эмиттеры с минимальными проходными сечениями для рабочего тела: образцы из пористого вольфрама, микроперфорированной платины и изготовленные фотохимическим способом молибденовые эмиттеры. Плетеные сетки не применялись из-за присущих им больших разбросов в размерах проходных сечений. Ниже приводятся основные данные эмиттеров ионов.

1. Пористый спеченный вольфрам.

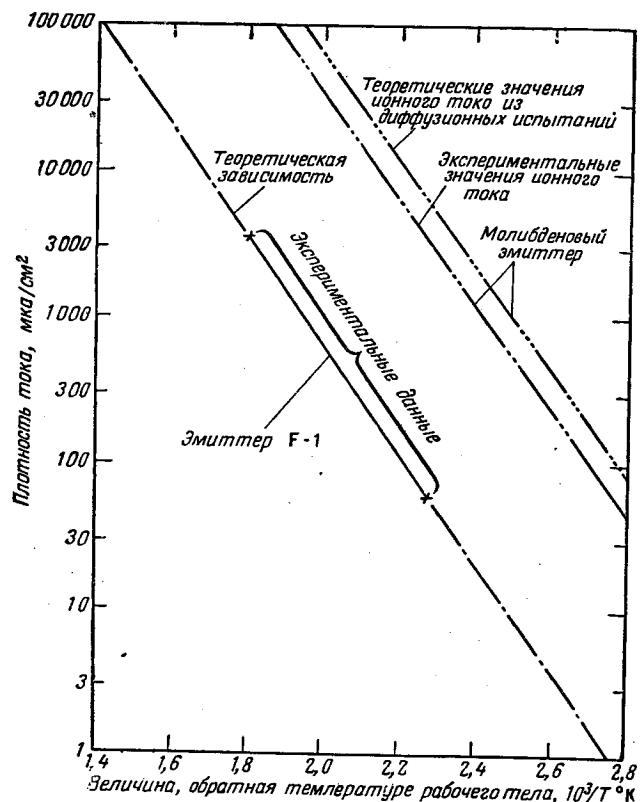
Образец	Толщина, мм	Размер зерен, мкм	Относительная плотность, %	Температура спекания, °К
F-1	1,27	4,0—5,0	58	1700
F-2	0,76	4,0—5,0	58	1700
C-1	2,65	6,0—7,0	52	1725
P-1	1,52	0,5—10,0	83	2675
P-2	1,02	0,5—10,0	83	2675
P-3	0,51	0,5—10,0	83	2675

2. Платиновый эмиттер. Форма платинового эмиттера подобна многофильерному прядильному элементу, используемому в текстильной промышленности для выработки вискозного шелка и искусственного волокна. В центральной части эмиттера диаметром ~12 мм расположено около 1000

¹⁾ См. стр. 355 настоящей книги. — Прим. ред.

отверстий диаметром 0,01 мм. Главным преимуществом этого эмиттера является возможность использования платины для всех элементов конструкции, соединяемых пайкой. Устранение утечек для этого эмиттера не представляло трудностей.

3. Молибденовый эмиттер. Этот эмиттер изготовлен фотохимическим способом. Его толщина 0,025 мм, диаметр отверстий 0,076 мм, расстояние



Ф и г. 1. Сравнение экспериментальных значений ионного тока с данными, полученными из диффузионных испытаний при температуре эмиттера 1500° К.

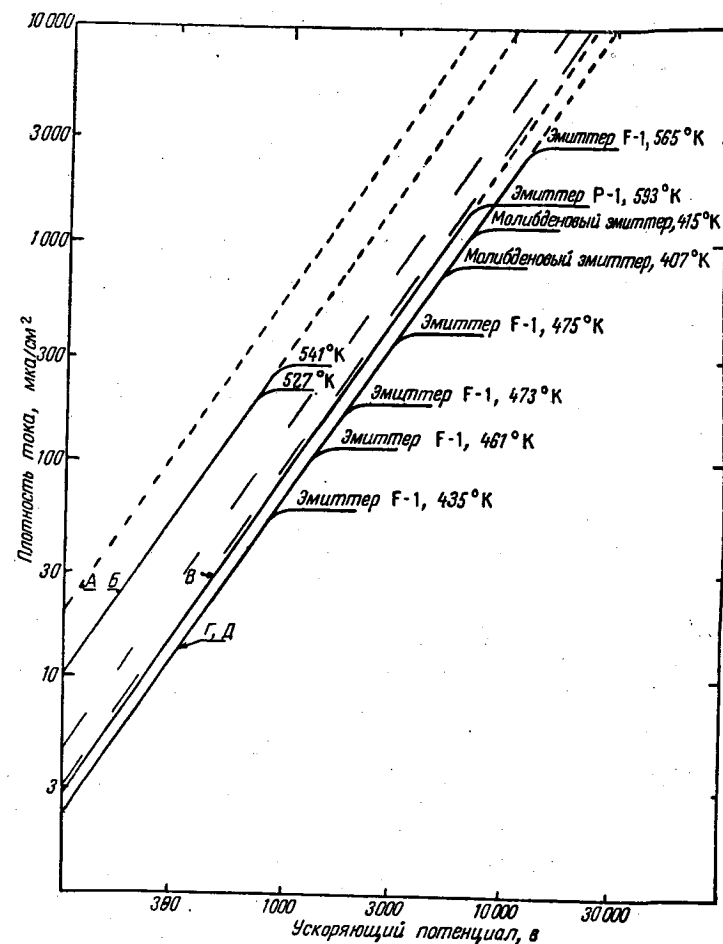
между центрами 0,25 мм. Предварительный теоретический анализ показал, что проходные сечения этого эмиттера для эффективной ионизации слишком велики. Однако более высокая прочность по сравнению со спеченным вольфрамом обусловила использование молибдена на ранних стадиях экспериментальной программы.

Каждый эмиттер присоединялся к системе подачи паров цезия и испытывался в ионной пушке [3]. Степень ионизации определялась по ионизации нейтральных атомов в ловушке Фарадея, использованной в качестве мишени. Измерения диффузионных расходов проводились на инертных газах при разных температурах эмиттера и различных давлениях. Полученные данные сопоставлялись с измеренными значениями ионного тока цезия. Ниже приведены основные результаты экспериментов.

Результаты

1. В экспериментах по диффузии расход изменялся пропорционально $T^{-1/2}$, где T — температура эмиттера.

2. Для некоторых пористых вольфрамовых эмиттеров отмечено явление старения: после выдержки эмиттера при повышенной температуре наблюдалось уменьшение расхода. Это связано с продолжающимся и при выдержке эмиттера спеканием вольфрама.



Ф и г. 2. Экспериментальные значения плотности ионного тока для различных эмиттеров.

А — теоретическая зависимость предельной плотности тока для $d = 5$ мм; Б — эмиттер Р-1 (механическая заделка, электроды из нержавеющей стали); В — эмиттер Р-1 (платиновая пайка, электроды из вольфрамовой проволоки); Г — молибденовый эмиттер (платиновая пайка, электроды из вольфрамовой проволоки); Д — эмиттер F-1 (платиновая пайка, электроды из вольфрамовой проволоки). На кривых указана температура паров цезия; межэлектродное расстояние $d = 5$ мм; поверхность эмиттера 1 см^2 ; рабочее тело Cs; температура эмиттера 1500° К.

3. Для пористого вольфрамового эмиттера измеренные значения ионного тока согласуются с величинами, рассчитанными на основании данных по диффузии инертных газов. Вследствие больших проходных сечений степень ионизации на молибденовом эмиттере меньше, чем на вольфрамовом. Поэтому измерения ионного тока на молибденовом эмиттере хуже согласуются с данными по диффузии. Типичные зависимости для молибденового эмиттера и эмиттера из пористого вольфрама F-1 показаны на фиг. 1.

4. Наклон вольтамперных характеристик для различных эмиттеров близок к теоретическим для предельной плотности тока. Однако измеренные значения меньше теоретических. Некоторые результаты приведены на фиг. 2.

5. Теоретический анализ пористых эмиттеров, как с цилиндрическими порами, так и со сферическими зернами (с учетом кривизны пор и контакта самих зерен), показывает преимущества материалов со сферическими зернами размером меньше микрона.

Как отмечалось выше, более подробные сведения по общей программе даны в приведенной литературе. Эта работа посвящена в основном инженерным аспектам исследований.

СОЕДИНЕНИЕ ЭМИТТЕРА С КОРПУСОМ

Для получения надежных данных по ионному источнику были затрачены большие усилия, направленные на полное устранение утечек рабочего тела по краям эмиттера. Хотя малые утечки могут и не повлиять существенно на работу эмиттера (при ограниченной концентрации рабочего тела на его поверхности), любые потери рабочего тела в двигателе нежелательны. В связи с этим были исследованы способы соединения пористого спеченного вольфрама с корпусом. Соединение предназначено для работы при температурах свыше 1700°K и не должно допускать утечек паров тлеющего металла. Исследованы 4 основных способа соединения:

- а) механическое соединение;
- б) пайка;
- в) сварка;
- г) спекание эмиттера непосредственно в корпусе.

Ниже описаны все эти способы соединения. Наилучшие результаты в настоящее время получены при пайке чистыми металлами. Однако перспективным и заслуживающим дальнейшего исследования является способ спекания в корпусе.

Механические соединения

Наиболее простым способом соединения является соединение при помощи зажимного устройства. Этот способ применяется в первых экспериментах по определению термической устойчивости вольфрамового эмиттера. Испытания показали, что из-за различия в коэффициентах температурного расширения при плотной затяжке в большинстве случаев образуются трещины. Кроме того, поверхность вольфрама недостаточно гладкая и не обеспечивает плотного контакта.

Модификация указанного способа используется в промышленных L-катадах. Крепление в этом случае осуществляется обжатием молибденового трубчатого держателя по периферии образца. При испытаниях таких эмиттеров отмечались утечки, обусловленные различием коэффициентов расширения при нагреве. Более того, после ~ 10 час работы в молибденовом держателе около эмиттера возникали продольные трещины. Ни одно из механических соединений не обеспечивало нужной герметичности. Поэтому в качестве следующего этапа исследовались соединения с помощью пайки.

Пайка

При пайке спеченного пористого вольфрама с твердым материалом возможна диффузия припоя в поры. Это может вызвать загрязнение и уменьшение работы выхода эмиттера. Однако, если окажется возможным уменьшение или устранение диффузии, пайка в контролируемых условиях может рассматриваться как рациональный способ соединения. Ниже в хронологическом порядке описаны эксперименты по отработке процесса пайки.

Никелевый припой. В первых опытах в качестве припоя использовался промышленный никель. Пайка производилась внутри герметичной трубки, в которой механическим вакуум-насосом поддерживалось давление около 10^{-3} мм. Образцы нагревались индукционными токами с помощью высоко-частотных катушек, расположенных вокруг трубки. Припой в виде порошка насыпали у края сверления в нижней части молибденовой чашечки, служившей корпусом эмиттера. Сверление накрывалось пористой вольфрамовой пластиной диаметром 19 мм. В течение 5—10 мин медленно увеличивалась мощность нагрева; после расплавления припоя эмиттер соединялся с корпусом.

Использовались эмиттеры толщиной 0,76; 1,27 и 2,64 мм. Пайка тонких эмиттеров оказалась наиболее трудной, так как, несмотря на очень медленное (до 1 час) контролируемое охлаждение, в эмиттерах часто образовывались трещины. Другая трудность связана с короблением эмиттеров, приводящим к неравномерной пайке по краям. В ряде случаев в отдельных точках припой не соединял спаиваемые материалы. Этот дефект, однако, поддается устранению соответствующим подбором количества припоя.

Температура плавления никелевого припоя составляла 1050°C . Низкая температура плавления сильно ограничивала рабочую температуру эмиттера и увеличивала опасность его загрязнения.

Опыты показали перспективность процесса пайки. На следующем этапе были использованы высокотемпературные припои.

Молибденовый припой. В качестве припоя был использован промышленный молибден с добавкой бора. Этот припой чрезвычайно чувствителен к чистоте поверхности и часто не растекался по ней. Еще более существенным недостатком этого припоя является возможность загрязнения эмиттера. В дальнейших экспериментах было признано целесообразным применять в качестве припоев только чистые металлы с большой работой выхода (например, платину).

Платиновый припой. Перед нагревом приспособление для пайки продувалось аргоном. Пайка производилась в атмосфере водорода при температуре 1775 — 1800°C , когда платина хорошо растекается по поверхности. Микрофотография соединения показана на фиг. 3, где виден край эмиттера, припаянного к молибденовой трубке, и молибденовые пайбы, между которыми зажимался эмиттер. При пайке обеспечивалась необходимая чистота спаиваемых поверхностей. Платина помещалась в виде пайб из фольги по обеим сторонам эмиттера. Более толстый слой платины закладывался между боковыми поверхностями молибденовых прокладок, эмиттером и молибденовой трубкой. После пайки образец подвергался циклическому нагреву и охлаждению в атмосфере водорода. При этом проверялось отсутствие трещин в эмиттере из-за различия коэффициентов теплового расширения и проникновение припоя к центру эмиттера после пайки. После 5 циклов с температурой нагрева до 1600°C визуальное обследование и проверка давлением показали удовлетворительное состояние соединения. Для определения глубины проникновения платины при пайке образец разрезали и продольный срез, проходящий через центр, подвергали микроскопическому исследованию.

На фиг. 3 показано сечение образца у края эмиттера толщиной 0,76 мм (материал — пористый вольфрам F-2), видны также молибденовые трубка и шайбы. Эта микрофотография свидетельствует о хорошем соединении эмиттера с корпусом и малой глубине проникновения припоя.

Целесообразность использования отдельных материалов в качестве припоя зависит также от коррозионной стойкости этих материалов в парах цезия. Коррозионные испытания чистых металлов (платина, вольфрам, молибден) описаны ниже. Однако здесь уместно рассмотреть результаты испытаний применительно к соединению, показанному на фиг. 3.

Необходимо отметить, что в реальном эмиттере лишь малая часть платины подвержена воздействию паров цезия. Следовательно, и коррозионное воздействие должно быть значительно меньше, чем для образца, состоящего целиком из платины.

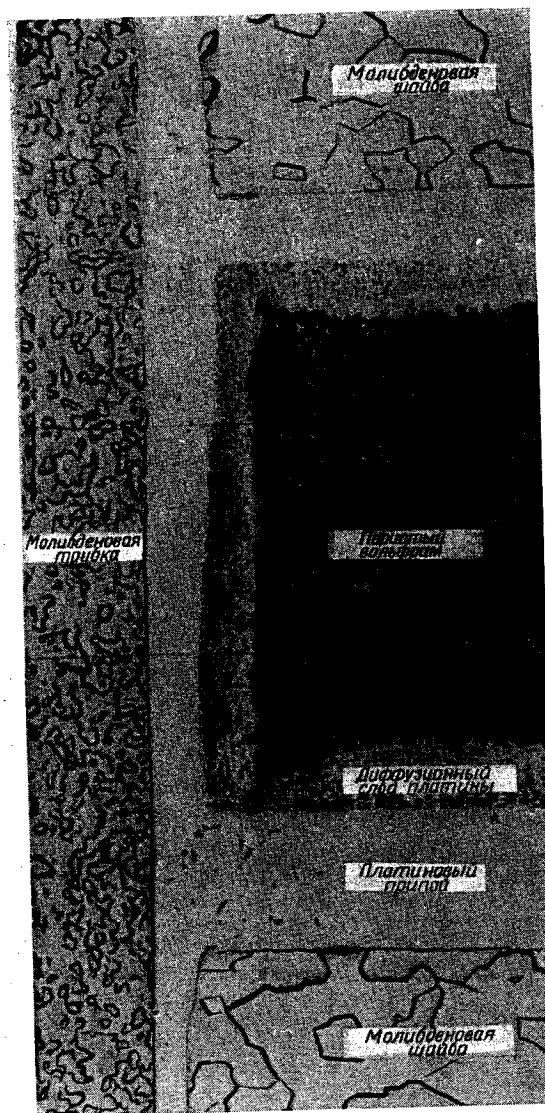
В первых коррозионных испытаниях паяного соединения в никелевую трубку помещали часть эмиттера, аналогичную показанной на фиг. 3. Трубка в вакууме была залита жидким цезием, герметизирована и выдержана в течение 50 час при 1300° К. Микроскопическое исследование показало следующее:

- а) видимое коррозионное воздействие на поверхности контакта платины с молибденом отсутствует;
- б) видимое коррозионное воздействие на поверхности контакта платины с вольфрамом отсутствует;
- в) определено установлено, что отрыва спаянных поверхностей друг от друга не происходило;
- г) видимых изменений в структуре платины не отмечается;
- д) увеличения диффузии платины в пористый вольфрам не наблюдается (однако такое испытание и не позволяет правильно оценить этот эффект).

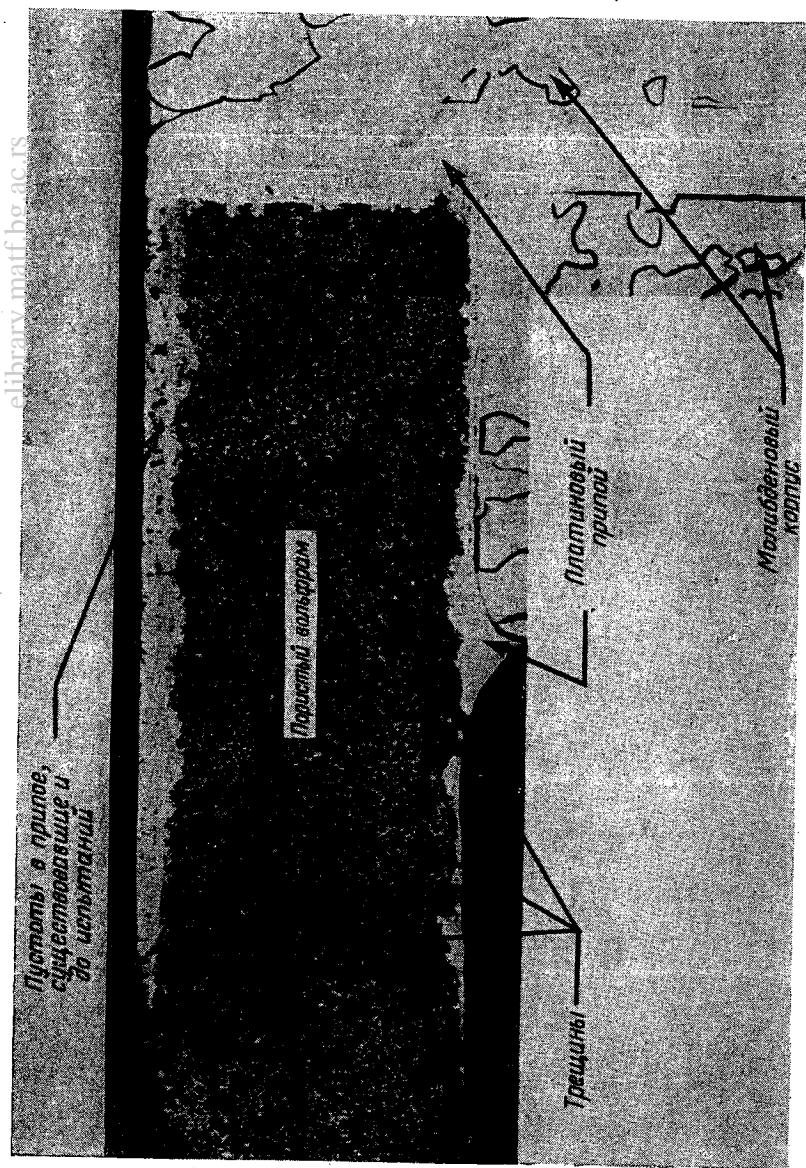
Приведенные результаты свидетельствуют о возможности использования паяного соединения в парах цезия. Однако больший интерес представляет определение надежности работы эмиттера в условиях натурных испытаний, т. е. при использовании его в качестве источника ионов цезия. Подобные испытания проведены с эмиттером из пористого вольфрама F-1.

Общая продолжительность испытаний этого эмиттера 30 час. Длительность отдельных опытов от 1 до 5 час. В течение первых 25 час температура испарителя цезия не превышала 530° К, температура эмиттера составляла 1300—1550° К. Эмиттер работал удовлетворительно. Опыты с диффузией гелия до и после 25-часовых испытаний показали стабильность расходных характеристик эмиттера. При визуальном осмотре эмиттера каких-либо повреждений не обнаружено. После этого температура рабочего тела была увеличена до 700° К, температура эмиттера — до 1800° К (температура спекания 1700° К). При таких испытаниях отмечено заметное увеличение ионного тока (превышающее теоретическое значение), по-видимому, явившееся следствием повреждения либо самого эмиттера, либо паяного соединения. Эксперименты были закончены после 30-часовых испытаний.

Микрофотография эмиттера после испытаний показана на фиг. 4, где ясно видны продольные и поперечные трещины, большинство которых визуально не обнаруживается. Платиновый припой остался неповрежденным. Пустоты (черные пятна) в припое являются порами, образовавшимися в процессе пайки (они видны также на фиг. 3). Припой в пористый вольфрам не диффундировал. Не наблюдается также его коррозии или оплавления в парах цезия даже при повышенных рабочих температурах. Платина при работе эмиттера не растекалась по его поверхности за первоначальные границы, образовавшиеся еще при пайке. Поскольку эмиттер удовлетворительно работал при температуре ниже температуры спекания, метод пайки благородными металлами можно считать приемлемым для работы в течение



Ф и г. 3. Микрофотография эмиттера перед испытаниями.



Ф и г. 4. Микрофотография эмиттера Р-1 после 30-часовых испытаний.

25 час. Последующее повреждение эмиттера вызвано продолжающимся спеканием вольфрама и его усадкой. Повреждение началось у края паяного соединения.

Существенно, что после испытаний при рабочих температурах заметного воздействия атмосферы цезия на платиновый припой не отмечается. Припой не заполняет поры в вольфраме и не растекается по поверхности эмиттера. Подобным способом был изготовлен также молибденовый эмиттер. Его испытания не были сопряжены с какими-либо трудностями.

Полученные результаты свидетельствуют о целесообразности продолжения исследований паяных соединений, в том числе с использованием более тугоплавких припоев (ниобий, иридий) в сочетании со спеченными эмиттерами различной пористости.

Керамическое соединение. На ранних этапах работы по созданию удовлетворительных соединений было отмечено, что затраты мощности на нагрев эмиттера могут быть уменьшены при соединении его с непроводящим материалом (стекло, керамика). Для испытаний была выбрана высокотемпературная керамика с температурным коэффициентом расширения, близким к коэффициенту расширения пористого вольфрама. Перед пайкой конец керамической трубки металлизировается. Несколько образцов были успешно металлизированы молибдено-марганцевым сплавом. В качестве припоя выбран сплав золота с палладием. Его температура плавления 1410°C , а температура затвердевания 1380°C .

Пайка проводилась в атмосфере водорода с индукционным нагревом спаиваемых деталей. Печью служил блок из графита. Вся конструкция из керамики и вольфрама могла перемещаться вверх и вниз относительно высокочастотных катушек. Нагрев и охлаждение спаиваемых деталей производились с малой скоростью, однако температурные напряжения оказались для керамики слишком большими и вызвали ее растрескивание. Во многих образцах керамики еще до нагрева обнаружены повреждения и пустоты.

Эксперименты с керамикой были прекращены вследствие присущей этому материалу хрупкости, возможности загрязнения эмиттера и лучших результатов, полученных при пайке платиной.

Сварка

Одна из принципиальных трудностей сварки пористого вольфрама с корпусом связана со значительными перепадами температур, которые обычно приводят к разрушению вольфрама еще до окончания сварки. Эти трудности усугубляются при сварке высокопористых эмиттеров больших диаметров (порядка 12 мм и более). В первых экспериментах места соединения небольших дисков из пористого вольфрама с молибденовым корпусом проваривались гелиево-дуговой сваркой. Как и ожидалось, поверхность вольфрама частично окислялась. Еще до окончания сварки появлялись трещины.

В последующих опытах использовалось специальное малогабаритное сварочное оборудование для сварки в камере с инертным газом (например, аргоном). Сварочный электрод фиксировался в камере в определенном положении, свариваемые детали медленно вращались с заданной скоростью. Намечено проведение исследований сварки пористых пластин и молибденовых эмиттеров с молибденовыми корпусами. Однако большие термические напряжения при сварке эмиттера с корпусом ограничивают возможности этого способа соединения.

Спекание эмиттера в корпусе

С целью устранения трудностей, возникающих при пайке или сварке эмиттеров, был исследован процесс спекания пористого вольфрама непо-

средственно в корпусе. Для этого на внутренней поверхности вольфрамовой трубки (корпуса) нарезались канавки. В трубку засыпался порошок вольфрама, который затем прессовался и спекался. Таким образом, в месте расположения канавок получался пористый эмиттер.

Несколько эмиттеров, изготовленных описанным способом, были подвергнуты циклическому нагреву в вакууме. Температура в этих испытаниях быстро возрастала до 1600°C , поддерживалась постоянной в течение 5 мин и затем снижалась.

Испытания этих эмиттеров показали, что утечка по краям пористой части для них меньше, чем для других конструкций. Разработка описанного метода изготовления эмиттеров продолжается.

КОРРОЗИЯ МАТЕРИАЛОВ В ЦЕЗИИ

Одной из наиболее серьезных проблем разработки цезиевого ионного источника для электростатического двигателя является совместимость с цезием различных конструкционных материалов, включая материалы самого источника ионов, изоляторов, электродов и проводников. Рабочие условия характеризуются сотнями часов пребывания материала в атмосфере цезия при температуре около 500°K в испарителе цезия и свыше 1400°K на эмиттере.

В опубликованных данных не содержится сведений о влиянии цезия на материалы, работающие в подобных условиях. В связи с этим была разработана программа изысканий конструкционных материалов для ионного источника. Ниже описаны испытывавшиеся материалы, методы испытаний и их результаты.

Материалы. Целью коррозионных испытаний являлся отбор материалов по их совместимости с цезием и в конечном счете экспериментальный выбор наилучших материалов по длительности срока службы и технологичности. Рассматривались следующие материалы:

Материал эмиттера	Изоляторы	Конструкционные материалы (включая проводники)
Вольфрам	Оксид алюминия	Нержавеющая сталь
Молибден	Нитрид бора	Никель
Платина	Боросиликатное стекло	Медь
	Стекло пирекс	Алюминий

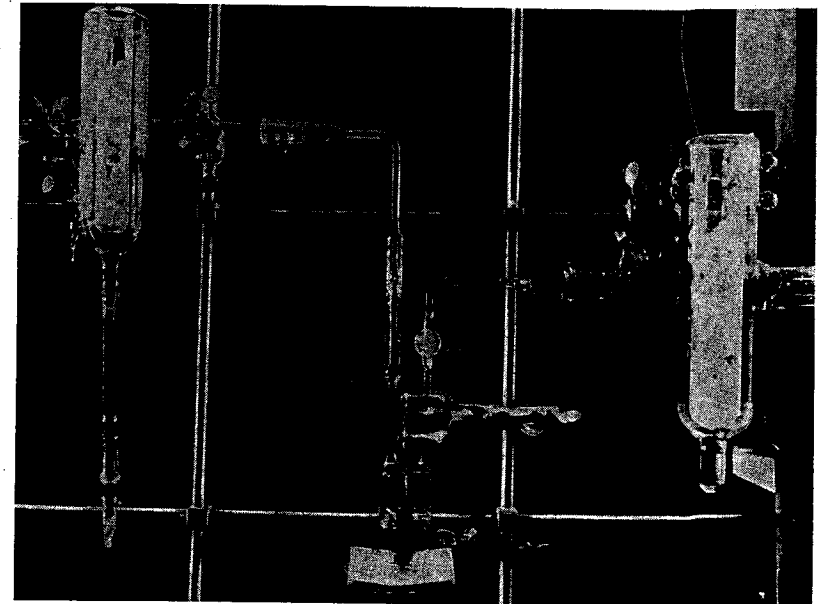
Тугоплавкие металлы (вольфрам, молибден, платина) были выбраны для эмиттеров из-за большой работы выхода. Высокая температура плавления позволяет использовать их и в качестве конструкционных материалов. Тугоплавкие металлы могут применяться как в пористом спеченном виде (для эмиттеров), так и в виде сплошного конструкционного материала. Спеченный материал состоит из мелких частиц, поэтому любое повреждение поверхности, например коррозия, может сильно повлиять на прочность элементов эмиттера. Повреждения на границах зерен приводят к увеличению чувствительности весьма хрупкого пористого эмиттера к тепловым ударам. В связи с этим важно знать влияние цезия на тугоплавкие материалы при высоких температурах в течение длительного времени.

Нержавеющие стали и никель могут использоваться в качестве конструкционных материалов для жидкого цезия или его паров. Материалы должны выбираться таким образом, чтобы пары не загрязнялись продуктами коррозии. В противном случае возможно загрязнение эмиттера и снижение

степени ионизации. Материалы проводников — алюминий, медь, платина — в некоторых случаях могут подвергаться воздействию паров цезия. Вследствие малого веса алюминий представляет интерес как конструкционный материал.

Методика испытаний

Было проведено три серии испытаний. В первой серии использовались контейнеры из стекла пирекс, во второй — из нержавеющей стали, в третьей — из литого кварцевого стекла. Выбор стекла пирекс для первой серии испытаний объясняется возможностью визуальных наблюдений за металлическим цезием и образцами, а также хорошей вакуумной плотностью.



Фиг. 5. Экспериментальная установка для загрузки цезия в контейнер.

В контейнерах из стекла пирекс вследствие низкой температуры плавления проведены испытания при температурах до 500°K . Испытания при более высоких температурах проводились в стальных контейнерах, причем отмечены следующие недостатки: а) невозможность наблюдений за состоянием образцов и за наличием цезия в контейнере; б) трудность точного определения вакуума при рабочих температурах.

Образцы в виде проволоки или стержней устанавливались на держателе в центре контейнера. Арматура для заполнения цезием контейнера из стекла пирекс показана на фиг. 5. Как для стеклянных, так и для стальных контейнеров применялся следующий порядок их заполнения и проведения испытаний.

Ловушка с жидким азотом, показанная на фиг. 5 справа, соединяется с вакуум-насосом. Такая же ловушка, показанная слева, присоединяется к емкости с аргоном. Контейнеры несколько раз продуваются аргоном и от-

качиваются для удаления кислорода. Непосредственно перед заполнением цезием контейнеры вакуумируются до давления около 10^{-6} мм рт. ст. При этом система обогревается снаружи для полного обезгаживания. Затем контейнер заполняется цезием из ампулы (слева над контейнером). Ампула разрушается под воздействием внешнего поля высокой частоты. После дальнейшей откачки трубка в верхней части контейнера перекрывается и контейнер герметизируется. Для стеклянных контейнеров герметизация осуществляется отпайванием трубки кислородной горелкой. Для металлических контейнеров трубка обжимается и расклепывается в нагретом состоянии до образования вакуумноплотного пережима. Затем контейнер с образцом и жидким цезием на время испытаний помещается в печь с регулируемой температурой.

Результаты первой и второй серий испытаний. Результаты опытов при низких температурах металлов и неметаллов приведены в табл. 1а и б.

Таблица 1а

Влияние паров цезия на различные металлы (выдержка 100 час, температура 575° К, давление паров 2 мм рт. ст.)

Материал	Изменение веса, %	Результаты осмотра поверхности и анализа микрофотографий
Никель	-0,10	Только потеря блеска
Нержавеющая сталь 18/8	-0,25	Потеря блеска и некоторое изменение цвета
Пористый спеченный вольфрам	+0,34	Небольшое изменение цвета
Нихром	-0,12	Только потеря блеска
Малоуглеродистая сталь	-0,04	Небольшой пitting
Алюминий	-0,76	Местная эрозия и коррозия. Унос материала и межкристаллитная коррозия. Pitting
Медь	-2,10	Тонкая пленка на поверхности
Серебряный припой	-0,32	Небольшой pitting. Увеличение толщины однофазного слоя на поверхности
Латунь	+0,13	Pitting

Из табл. 1а видно, что нихром, никель, нержавеющая сталь и вольфрам подвержены воздействию цезия в слабой степени. Значительное влияние цезия на алюминий иллюстрируется фиг. 6. Результаты испытаний неметаллов показывают, что для низкотемпературных изоляторов могут применяться различные стекла. Однако из конструктивных соображений целесообразнее использовать керамику, например окись алюминия. Некоторые материалы, такие, как тефлон и резина, предполагалось использовать для прокладок и уплотнений с коротким сроком службы.

Другая группа металлов испытывалась во второй серии опытов при более длительной выдержке и повышенных температурах (табл. 2). В этих испытаниях применялись контейнеры из нержавеющей стали. Результаты этих опытов не вполне четки из-за побочных явлений — образования сплавов с низкой температурой плавления и наличия кислорода в окислах, содержащихся в образцах. Поскольку образцы при испытаниях располагались близко друг к другу, указанные явления затрудняют анализ влияния цезия на характеристики конкретного материала. Описываемые эксперименты прежде всего показали возможность существенного взаимозагрязнения

Таблица 1б

Влияние паров цезия на неметаллические материалы (выдержка 100 час, температура 480° К)

Материал	Изменение веса, %	Результаты осмотра поверхности и анализа микрофотографий
Тефлон	-9,7	Изменение цвета от белого до черного
Графитизированный тефлон	+0,1	Легкое потемнение от серого до черного цвета
Дюрит	+3,2	Изменение цвета от светло-коричневого до черного
Резина типа 18007	-1,1	Видимые изменения отсутствуют
Резина типа 66-018	-5,7	Изменение цвета от зеленого до зелено-белого
Асбестовая ткань	-15,7	Изменение цвета от белого до черного
Окись алюминия	+2,6	Видимые изменения отсутствуют
Нейлоновая ткань	-27,8	Изменение цвета от белого до коричневого
Стекло пирекс	+0,2	Видимые изменения отсутствуют
Вольфрамовое стекло	-0,2	
Мягкое стекло	-0,1	
Натуральный каучук	-1,8	
Окись циркония (керамика)	+0,5	

Таблица 2

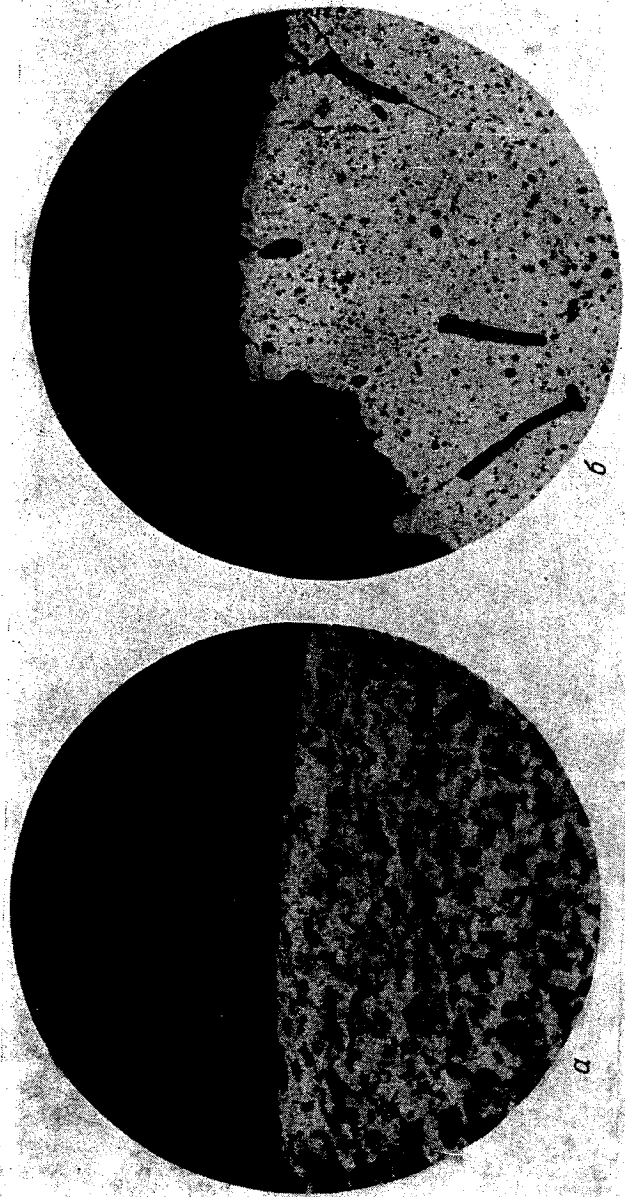
Результаты второй серии испытаний металлов (выдержка 450 час при 1275° К)

Материал	Изменение веса, %	Материал	Изменение веса, %
Ниобий	+15,5	Железо	-0,1
Молибден	+0,2	Малоуглеродистая сталь	+0,2
Никель	+3,7	Нержавеющая сталь 308	+0,4
Инварь Х	+1,4	Нержавеющая сталь 410	+0,02
Стеллит 25	-0,1	Иридий	+50,1

Примечание. Ряд образцов — из меди, золота, платины, вольфрама и тантала — не был извлечен из контейнера (некоторые из-за малых размеров).

материалов, из которых изготовлены детали источника ионов. Поэтому после выбора наиболее перспективных материалов на основе результатов испытаний отдельных образцов целесообразно провести дополнительные опыты для оценки взаимозагрязнений в цезии различных металлов, использованных в источнике ионов.

Для всех испытанных образцов, перечисленных в табл. 2, получены микрофотографии. Их изучение приводит к важным выводам. Так, например, не наблюдается заметного коррозионного воздействия цезия на молибден. Однако длительная выдержка при высокой температуре привела к его



Ф и г. 6. Микрофотография образца из алюминия до (а) и после (б) коррозионных испытаний в парах цезия в течение 100 час при 288° С (травление 2% HF). X 500.

рекристаллизации приблизительно на 50%. После испытаний образцов из ниобия отмечается образование сплава ниобия с медью и появление пор на поверхности ниобия вследствие коррозии. Сплав инконель X также подвержен коррозии, и его поверхность после испытаний приобретает губчатую структуру. Особенно заметная пористость после выдержки в цезии отмечается у иридия, который образует в цезии сплавы с золотом и медью.

Результаты испытаний нержавеющей стали 308 показаны на фиг. 7. Черные пятна на образце до испытаний указывают на высокое содержание углерода. После испытаний на поверхности образца обнаруживаются окислы, а на границах зерен — карбиды. По-видимому, при температурах 700—1000° К карбиды остаются на границах зерен, что приводит к усилению коррозии.

Результаты третьей серии испытаний. В соответствии с результатами предшествующих испытаний и с учетом требований к материалам источника ионов для дальнейших испытаний были выбраны следующие материалы:

Материал эмиттера	Конструкционные материалы	Проводники	Изоляторы
Вольфрам Молибден Платина	Никель Нержавеющая сталь 410	Медь	Оксид алюминия

Как показали предыдущие испытания в цезии, медь не является перспективным материалом. Для работы в условиях высоких температур возможна замена ее платиной.

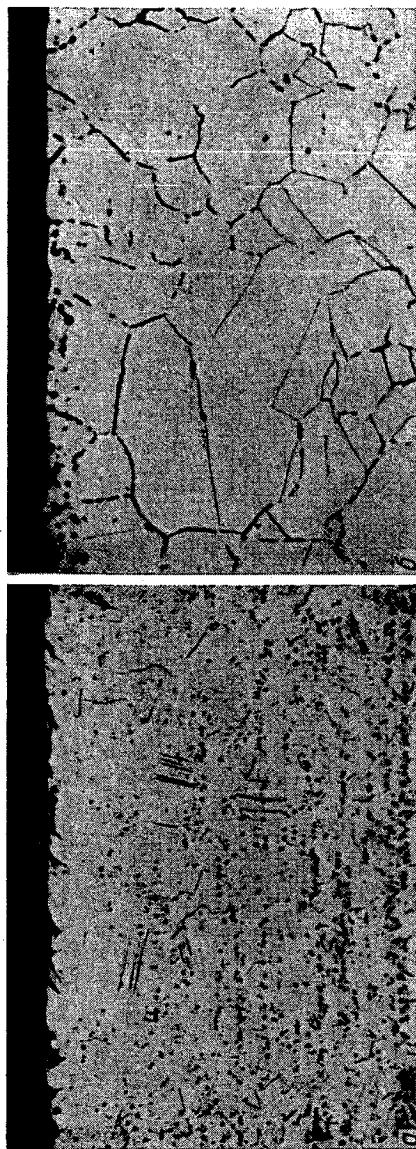
Для каждого из испытываемых материалов было подготовлено, очищено, обмерено и тщательно взвешено по 4 образца. Один из образцов подвергался металлографическому исследованию до испытаний. Остальные 3 образца помещались в отдельные сосуды из литого кварца. Сосуды заливались цезием 97%-ной чистоты, вакуумировались, герметично закрывались и разделялись на три группы — для испытаний при 520, 770 и 1270° К в течение 200 час. Результаты испытаний подтвердили хорошую стойкость вольфрама, молибдена и окиси алюминия. Все контейнеры, нагревавшиеся до 1270° К, разрушились. При 770° К в контейнерах замечены отдельные трещины. Поэтому возможно, что отмеченное изменение цвета платины, никеля и нержавеющей стали обусловлено окислением образцов атмосферным воздухом.

Для всех образцов, испытанных при 520° К, коррозионное воздействие цезия отсутствует. В табл. 3 приведены результаты металлографического анализа (частью базирующиеся на изучении микрофотографий) и данные по изменению веса [3].

Выводы по коррозионным испытаниям

Результаты описанных выше коррозионных испытаний, а также испытаний эмиттеров по выбору материалов позволяют сделать следующие выводы:

1. Во всех случаях вольфрам и молибден оказались устойчивыми к коррозионному воздействию цезия. Однако при высоких температурах наблюдается рекристаллизация материала, снижающая его прочность. Так



Ф и г. 7. Микрофотография протравленного образца из нержавеющей стали 308 до (а) и после (б) коррозионных испытаний в парах цезия. $\times 200$.

Результаты третьей серии коррозионных испытаний в парах цезия (выдержка 200 час при 520 и 770° К)

Материал	Температура, °К	Изменение веса, мг/см ²	Примечания
Медь	520	+0,12	Отмечены включения окислов в исходном материале. После испытаний образец покрыт пленкой. В меди пористости нет, сохранились окислы
Платина	770	+0,44	
	520	+0,29	Окислы отсутствуют. Пористость меди. Видимые изменения отсутствуют. Пористый поверхностный слой толщиной 0,02 мм. Межкристаллитная коррозия отсутствует
	770	-38,6	
Вольфрам	520	-0,02	Изменений нет
Молибден	770	-0,05	
	520	0	
Никель	770	+0,07	
	520	+0,06	
Нержавеющая сталь	770	+0,12	Пленка (по-видимому, окись). Межкристаллитная коррозия отсутствует. Изменений нет
	520	-0,07	
	770	+1,76	Пленка (по-видимому, окись). Межкристаллитная коррозия отсутствует
Окись алюминия	520	-0,06	
	770	+0,02	

как рекристаллизованный материал в меньшей степени способен выдерживать значительные нагрузки, характерные для периода вывода летательного аппарата на орбиту, представляется целесообразным не подвергать источник ионов воздействию высоких температур до вывода на орбиту.

2. Медь и алюминий не могут быть рекомендованы для использования без защитных покрытий.

3. Металлы и сплавы должны быть свободны от включений окислов.

4. Платиновый припой совместим с цезием. Однако при выдержке образца из платины в атмосфере цезия обнаружено значительное уменьшение его веса. Возможно, что это связано с окислением атмосферным воздухом. Определенные выводы о стойкости платины могут быть сделаны только после дополнительных испытаний, необходимых также для нержавеющей стали 410 и никеля. Следует отметить, однако, что никель и его сплавы, а также нержавеющая сталь успешно применялись в качестве элементов системы подачи при температурах до 600° К. Эти элементы перед испытанием тщательно очищались.

5. Окись алюминия, по-видимому, совместима с цезием до температуры 770° К. При использовании ее в качестве изолятора необходимы обычные меры предосторожности против осаждения цезия на поверхности.

6. Проведенные испытания не являются окончательными и должны быть продолжены.

Ввиду трудностей, обусловленных высокой активностью цезия, рекомендуется следующая методика испытаний:

а. При испытаниях отдельных материалов контейнер (трубка) должен изготавливаться из того же материала, что и образец. После заполнения парами цезия трубка должна быть герметично закрыта (либо, если это возможно, заварена) в вакууме или в атмосфере инертного газа, свободного от примесей кислорода. После этого трубка должна выдерживаться заданное время в печи с инертной атмосферой также без примесей кислорода.

б. Для выявления взаимного загрязнения образцы из всех материалов, предназначенных для использования в системе питания и источнике ионов, должны устанавливаться в контейнер из стойкого к цезию материала. Для этой цели пригодны вольфрам и молибден. Далее, как описано в п. „а“, необходимо загрузить контейнер цезием, герметизировать его и провести испытания.

в. Результаты испытаний должны включать измерения разностей весов, исследования микрофотографий, а также рентгенографический анализ.

ПОЛУЧЕНИЕ ЦЕЗИЯ НЕПОСРЕДСТВЕННО НА ЛЕТАТЕЛЬНОМ АППАРАТЕ

Для космических аппаратов с длительным ресурсом желательно создание наиболее простой системы подачи рабочего тела. В настоящее время цезий, как правило, хранится в стеклянных ампулах, герметизируемых обычно при вакууме 10^{-3} мм рт. ст. При использовании цезия для ионного источника ампулу необходимо тщательно очистить, ввести в систему и затем в вакууме разбить ее. На проведение этих операций затрачивается значительное время. Обращение с цезием требует постоянной осторожности, так как он реагирует с воздухом, быстро образуя окись, а затем гидрат окиси. Реакции цезия с рядом веществ происходят со взрывом. Использование в космических аппаратах ампул с жидким цезием, которые разбиваются при помощи специального механического устройства, нецелесообразно. Возможно хранение цезия в герметичных металлических контейнерах, одновременно служащих для его испарения. Однако необходимость удаления кислорода в наземных условиях и защиты контейнера от коррозии при длительном хранении затрудняет применение этого способа.

Чтобы упростить обращение с металлическим цезием, его загрузку и хранение, была разработана программа экспериментов по получению цезия непосредственно на летательном аппарате. Из смесей различных солей цезия с восстановителем при нагреве до необходимой температуры высвобождается металлический цезий. Реагенты должны удовлетворять следующим требованиям:

а) давление паров соли цезия, восстановителя и продуктов реакции (за исключением самого цезия) должно быть настолько низким, чтобы исключалось заметное загрязнение цезия при рабочей температуре;

б) не должно быть примесей кислорода и влаги;

в) реагирующие вещества и продукты реакции не должны повреждать материалы аппарата (например, воздействие водорода приводит к охрупчиванию некоторых материалов).

Недостатком системы с получением цезия на летательном аппарате является дополнительный вес восстановителя и неиспользуемых продуктов реакции. Это усугубляет необходимость выбора эффективных реакций. Некоторые возможные реакции приведены в табл. 4. Все они должны проводиться при давлении не больше 10^{-5} мм рт. ст. Реагенты должны употребляться в виде тонко размельченных и тщательно смешанных порошков. Свойства ряда реагентов и продуктов реакции представлены в табл. 5. Реакция хлорида цезия с кальцием проверена экспериментально. Как показано в табл. 4, теоретический вес восстановленного цезия может составлять при этой реакции 70% начального веса реагирующих веществ. Реакция

Таблица 4

Химические реакции с солями цезия

Реакция	Теплота образования, ккал/моль	Весовое отношение ¹⁾ , %
$3\text{CsF} + \text{Al} \rightarrow \text{AlF}_3 + 3\text{Cs}$	69,7	80
$6\text{CsF} + \text{Al} \rightarrow \text{Cs}_2\text{AlF}_6 + 3\text{Cs}$	-30,0 ²⁾	40
$2\text{CsCl} + \text{Mg} \rightarrow \text{Cl}_2 + 2\text{Cs}$	53,6	72
$2\text{CsCl} + \text{Ca} \rightarrow 2\text{Cs} + \text{CaCl}_2$	-17,0	70
$2\text{CsCl} + \text{CaH}_2 \rightarrow 2\text{Cs} + \text{CaCl}_2 + \text{H}_2$	-62,1	70

¹⁾ Вес полученного цезия, отнесенный к суммарному начальному весу реагентов при небольшом избытке восстановителя.
²⁾ Минус соответствует эндотермической реакции.

Таблица 5

Физические свойства реагентов и продуктов реакций восстановления цезия

Материал	Молекулярный вес	$T_{\text{пл}}^{\circ}\text{C}$	$T_{\text{кип}}^{\circ}\text{C}$	Удельный вес, г/см ³
Цезий	132,91	28,5	670	1,873
Хлорид цезия	168,37	646	1290	3,97
Карбонат цезия	325,83	610	—	—
Фтористый цезий	151,91	684	1250	3,586
Алюминий	26,97	659,7	2057	2,702
Фтористый алюминий	83,97	1040	—	3,07
Магний	24,32	651	1107	1,74
Хлористый магний	95,23	708	1412	2,316
Окись магния	40,32	2800	—	3,58
Кальций	40,08	842	1240	1,55
Хлористый кальций	110,99	772	1600	2,512
Гидрид кальция	42,10	~600	—	1,7
Углерод (аморфный)	12,01	2550	—	4,78

проводилась следующим образом. Гранулированный металлический кальций и порошок хлорида цезия смешивались и засыпались в никелевый тигель, который помещался внутрь вакуумной камеры и нагревался пропусканием через него электрического тока. Над тиглем устанавливалась вогнутая холодная ловушка, где конденсировался цезий, образующийся при реакции. При откачке камера несколько раз продувалась аргоном для удаления из нее воздуха. Нагрев тигля начинался при давлении $0,9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Голубой налет на ловушке, свидетельствующий о начале реакции, появлялся при температуре 630°C . При дальнейшем нагреве толщина налета увеличивалась. Нагрев продолжался до 945°C , после чего ток отключался и при вакууме $0,2$ мм рт. ст. тигель охлаждался.

Отложения цезия наблюдались только на стенках ловушки и не обнаруживались в каких-либо других местах камеры. Через 17 час после охлаждения камеры с тиглем в верхней части ловушки появилась широкая серая полоса, занимающая $3/4$ ее поверхности. Остальные отложения были сере-

бристого цвета. В вакуумную камеру малыми порциями вводился влажный воздух. Серая часть отложений постепенно побелела, серебристая стала коричневой, затем желтой и, наконец, оранжево-красной. После того как давление в камере стало равно атмосферному, ловушка была извлечена из нее и осмотрена. Внутри ловушки обнаружены непрерывные кольца отложений. Цвет их (от края к центру) был белым, голубым, серым, оранжевым, снова серым, голубым, серым, серовато-белым со слабым оранжевым оттенком, серым, голубым и около центра — сочетанием серого, голубого, коричневого и оранжевого. Эти цвета соответствуют окраске различных окислов цезия [3].

Ловушка была выставлена на открытый воздух (в пасмурный день с дождем и туманом). При попадании влаги отложения становились белыми, отставали от стенок и падали на дно ловушки. В течение 6 час все твердые отложения стали жидкими. Жидкость (гидрат окиси цезия) была смыта в мерную колбу емкостью 1 л. Титрование показало, что в результате реакции выделилось 2,358 г цезия вместо 2,66 г по расчету. Эффективность реакции, таким образом, составляла 89%. Отсюда вес цезия, отнесенный к начальному весу реагентов, равен 62%.

Результаты экспериментов показывают возможность регенерации цезия непосредственно на летательном аппарате. Количество выделившегося цезия близко к теоретическому.

Дальнейшие исследования целесообразно проводить в следующих направлениях:

- а) экспериментальное изучение различных химических реакций с целью получения максимального веса цезия, отнесенного к весу реагентов;
- б) проверка наиболее перспективных реакций при использовании полученного цезия в системе подачи, что позволит определить влияние способа получения цезия на эффективность ионизации;
- в) анализ весовых характеристик систем с целью сравнения веса восстановителей и неиспользуемых продуктов реакции с «бесполезным» весом других систем подачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментальных исследований позволяют сделать следующие выводы. Соединение эмиттера ионов с системой подачи паров цезия может производиться пайкой чистыми металлами с высокой температурой плавления, например платиной. При более высоких рабочих температурах эмиттера необходимо рассмотреть и изучить экспериментально возможность использования для пайки ниобия и иридия. Рядом преимуществ обладает метод спекания пористого эмиттера в корпусе из того же материала.

Коррозионные испытания материалов эмиттера, изоляционных и конструктивных материалов осложняются химической активностью цезия и трудностью проведения длительных высокотемпературных испытаний в условиях, характерных для работы электростатических двигательных устройств в космическом пространстве. Однако контейнерные испытания образцов свидетельствуют о коррозионной стойкости вольфрама и молибдена в атмосфере цезия. При испытании нескольких образцов в общем контейнере отмечается взаимозагрязнение материалов.

Обращение с жидкометаллическим цезием требует особых мер предосторожности. В связи с этим был исследован способ получения цезия из его солей, устраняющий необходимость вакуумирования системы подачи на земле и при выводе на орбиту. Возможен ряд реакций образования цезия. Результаты экспериментальных исследований реакции хлорида цезия с кальцием близки к теоретическим.

Описанные выше эксперименты полезны для развития методов испытаний и для накопления исходных данных, определяющих наиболее перспективные области дальнейших исследований. Целью последних является создание компактного и надежного источника ионов для электростатического двигательного устройства. В соответствии с полученными результатами к источнику ионов должны предъявляться следующие требования:

а) соединение эмиттера с системой подачи паров рабочего тела должно производиться пайкой чистыми высокотемпературными металлами — платиной, ниобием или иридием. Возможно также спекание эмиттера в корпусе из того же материала;

б) материалы эмиттера, конструкционные и изолирующие материалы должны проверяться на стойкость в цезии в течение длительного времени. Необходимы как испытания отдельных образцов, так и совместные их испытания для определения взаимного загрязнения;

в) рабочее тело может храниться в виде соли, из которой при необходимости получается цезий. В этом случае нет необходимости в вакуумировании емкостей, в которых хранится рабочее тело.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ramo-Wooldridge Res. Lab., «Electrostatic Propulsion», *Proc. IRE*, 48, № 4 (Apr. 1960).
2. H u s m a n n O. K., «Diffusion of Cesium and Ionization on a Porous Tungsten Emitter», см. стр. 355 настоящей книги.
3. P e t r i c k E. N., H u s m a n n O. K., S z y m a n o w s k i H. W., «Analytical and Experimental Investigation of Compact Charge Ionization», Curtiss-Wright Res. Div. Rep. CWR 700-10, June 1, 1960. Contract Nonr 2886 (00), ARPA Order Number 558, Task Number 094-347. ASTIA № AD 240709.

Диффузия и ионизация цезия на пористом вольфраме

О. К. Хасмэн

На основе результатов испытаний трех образцов рассматривается применимость пористых материалов в источниках ионов щелочных металлов. Характеристики образцов исследованы при температурах до 1600° К. Определены скорости диффузии гелия и аргона в режиме свободномолекулярного течения.

При температурах, меньших температуры спекания, расход пропорционален $T^{-1/2}$. Обнаружено явление старения спеченного вольфрама. Медленное увеличение расхода со временем и образование трещин после работы при температурах выше температуры спекания в некоторой степени ограничивают возможности применения исследованных материалов.

Измерения расходов цезия при плотностях тока до нескольких сотен мкА/см^2 согласуются с данными тарировки на гелий. Уменьшение расходов по сравнению с тарировкой на гелий при больших плотностях тока, по-видимому, обусловлено миграцией цезия. При температурах выше 1500° К молекулярному потоку отвечают плотности тока до 3 ма/см^2 . Время работы каждого из испытывавшихся пористых материалов превышало 30 час.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ДИФфуЗИИ ИНЕРТНОГО ГАЗА И ТАРИРОВКА ПОРИСТЫХ ПЛАСТИН

Диффузия газа через пористый материал определяется следующими величинами: диаметром, длиной и числом пор, температурой, атомным весом газа и перепадом давления. Возможны три режима течения:

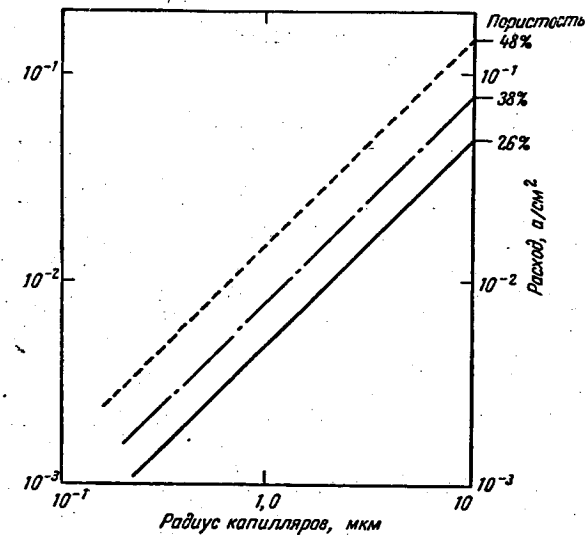
1. Вязкий поток. Средний свободный пробег молекул газа мал по сравнению с диаметром пор. При уменьшении диаметра пор и снижении давления вязкий поток переходит в течение со скольжением и затем в свободномолекулярный поток.

2. При свободномолекулярном потоке средняя длина свободного пробега превосходит диаметр пор.

3. При размерах пор, сравнимых со средней длиной свободного пробега в адсорбированной пленке газа, расход в поверхностном потоке становится того же порядка, что и в свободномолекулярном.

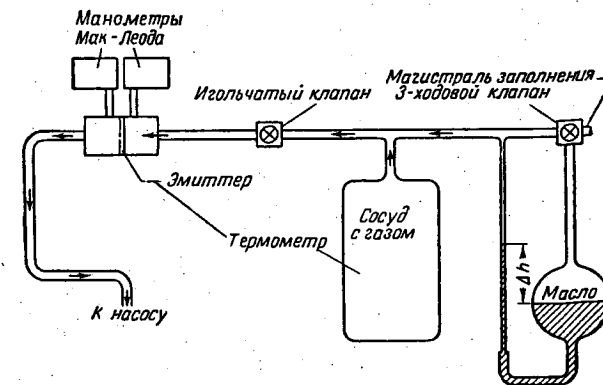
Расход через пористый материал зависит от размеров и формы зерен, их взаиморасположения и толщины пластин. Для цилиндрических капилляров с круглым поперечным сечением граница перехода от свободномолекулярного к вязкому потоку связана с диаметром каналов; область свободномолекулярного потока определяется также длиной канала. Отклонения формы поперечного сечения пор от круга, их кривизна и различная плотность взаимного расположения зерен затрудняют установление связи расхода с параметрами образца. Плотность расположения зерен влияет на расход; это проявляется особенно заметно при больших площадях поверхности сварки. При отсутствии деформации площадь взаимного контакта сферических зерен чрезвычайно мала. Поэтому можно полагать, что эффект плотности соединения таких зерен пренебрежимо мал. Сферические зерна одинакового радиуса могут быть уложены различным образом. В зависимости от взаим-

ного расположения зерен объем пор равен 48, 38 или 26%. Эффективная длина пор также зависит от расположения зерен. При объеме пор, составля-



Ф и г. 1. Теоретическая зависимость расхода цезия от радиуса пор для вольфрамовой пластины толщиной 1 мм. Рабочее тело Cs; $\Delta p = 1 \text{ мм рт. ст.}$

ющем 48%, эффективная длина равна толщине образца. С увеличением плотности эффективная длина пор увеличивается. Аналогичным образом среднее поперечное сечение капилляров зависит от радиуса зерен [1].



Ф и г. 2. Схема измерения диффузионного расхода.

На фиг. 1 показана теоретическая зависимость расхода цезия (а/см^2) от радиуса капилляров. Для заданной площади расход пропорционален радиусу пор. Толщина рассматривавшегося образца 1 мм, перепад давления

1 мм рт. ст. При наиболее плотной упаковке зерен плотность тока 10 ма/см² соответствует радиусу капилляров ~ 2 мкм и радиусу зерен ~ 2,5 мкм. Данные по диффузии при других конфигурациях зерен опубликованы в работах [2, 3].

Измерения диффузионных потоков

Измерения расходов при перепадах давления порядка 1 мм рт. ст. проводились с помощью системы, показанной на фиг. 2. Система состоит из индикатора перепада давления, сосуда с газом, игольчатого клапана, двух манометров Мак-Леода по обеим сторонам пористой пластины и трубопроводов, связывающих систему с откачивающим устройством. Давление газа через пластиную регулируется игольчатым клапаном. Количество газа, протекающего через пористый материал, пропорционально объему сосуда и разности уровней в трубке индикатора. Если в течение опыта атмосферное давление сохраняется неизменным, величина его на показания приборов не влияет. Эксперименты проводились на гелии и аргоне.

Были испытаны три типа образцов из пористого вольфрама (табл. 1).

Пористый спеченный вольфрам

Таблица 1

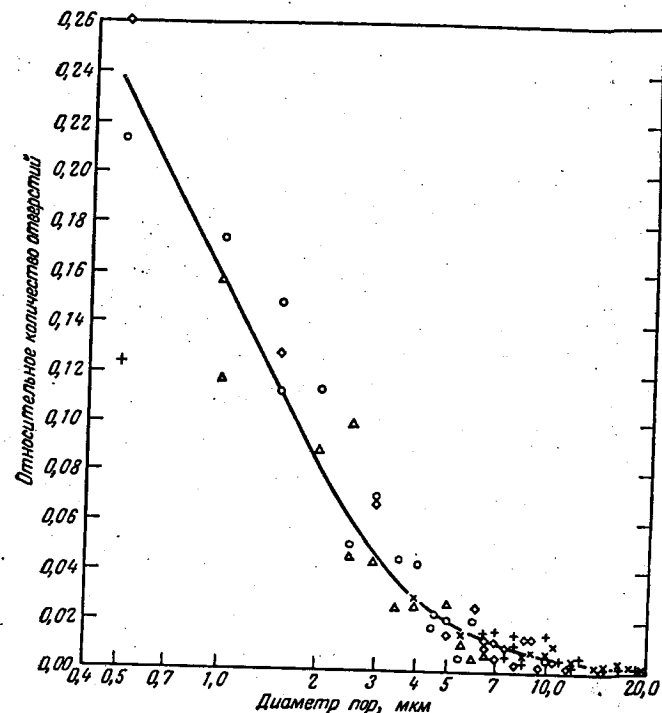
Образец	Толщина, мм	Размер зерен, мкм	Пористость, %	Температура спекания, °К
F-1	1,27	4,0—5,0	42	1700
F-2	0,76	4,0—5,0	42	1700
C-1	2,65	6,0—7,0	48	1725
P-1	1,52	0,5—10,0	17	2675
P-2	1,02	0,5—10,0	17	2675
P-3	0,51	0,5—10,0	17	2675

Для устранения влияния соединения корпуса с эмиттером и предотвращения диффузии в последний посторонних материалов исследовались эмиттеры, в которых вольфрам спекается непосредственно в вольфрамовом корпусе. Кроме образцов из пористого вольфрама, испытывались платиновые и молибденовые образцы.

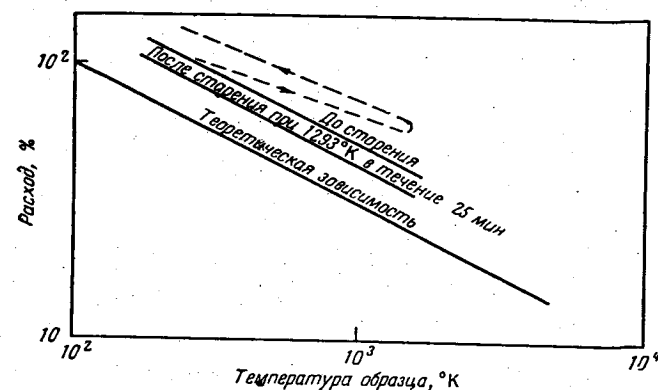
За исключением нескольких первых экспериментов с образцами P-1, все эмиттеры для предотвращения утечек спаивались платиновым припоем с молибденовым корпусом [4]. Микроскопические исследования показали, что только для образцов C-1 наблюдается у периферии некоторое загрязнение вольфрама платиновым припоем.

Перед измерениями расхода на образцах F-2 получены статистические данные по средним диаметрам пор и изотропности распределения пор в трех направлениях. С этой целью все поры были разбиты на группы по средним диаметрам с шагом от группы к группе 0,5 мкм. В пределах диапазона средних диаметров 0,5—20 мкм подсчитывалось количество пор с одинаковыми (с точностью ±0,25 мкм) диаметрами (фиг. 3). Результаты подсчетов для различных направлений оказались близкими. Поэтому можно считать, что в образцах типа F поры распределены изотропно.

Определенный из статистических данных средневзвешенный диаметр пор оказался равным размеру зерен — около 5 мкм. В целях контроля определялась суммарная протяженность пор, отнесенная к длине отрезка, вдоль которого производился подсчет количества пор. Эта величина оказалась равной объемной степени пористости, найденной взвешиванием.



Ф и г. 3. Относительное число отверстий различных диаметров. Образец F-2; ◊ подсчет для горизонтального направления в плоскости образца; + для вертикального направления в плоскости образца; Δ для горизонтального направления в сечении образца; O для вертикального направления в сечении образца; X среднее статистическое значение для всех направлений.



Ф и г. 4. Зависимость расхода гелия через пористые вольфрамовые эмиттеры от температуры образца (свободномолекулярное течение). — — — образец C-1; — — — образец F-1.

Измерения расходов

Измерения расходов при свободномолекулярном течении производились после обезгаживания пористых образцов. В первых опытах, где максимальная температура была ограничена мощностью нагревательного устройства, измерения проводились при температурах до 1200—1400° К. Более поздние опыты проводились с температурой до 1600° К.

На фиг. 4 показана зависимость расхода гелия от температуры для образцов F-1 и С-1. Расход через образец F-1 пропорционален $T^{-1/2}$. После выдерживания образца при 1300° К расход сначала уменьшается, а затем приближается к постоянному значению. При рабочих температурах, превышающих температуры спекания, в образце появляются трещины и расход увеличивается.

При первых циклах нагрева образца С-1 расход не точно следовал закону $T^{-1/2}$. После нагрева до 1300—1400° К расход увеличивался. Опыты были повторены с другим образцом типа С-1, припаянным платиной к молибденовой трубке. В повторных испытаниях подтверждена ожидаемая зависимость расхода от температуры ($T^{-1/2}$). В течение некоторого времени расход сохранялся постоянным. При более длительной выдержке наблюдалось увеличение расхода.

Таблица 2

Диффузионные расходы гелия, приведенные к единице площади и единице толщины образца

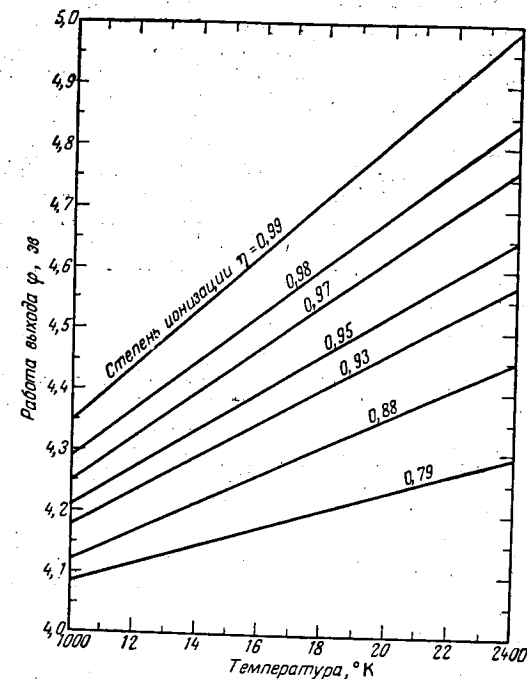
Образец	Длина отверстий, мкм	Диаметр отверстий, мкм	Расход через 1 см ² при $p=1$ атм., $t=0^\circ$ С, см ³ /мин·мм рт. ст.
F-1	—	—	0,59
P-1	—	—	0,048
С-1	—	—	0,82
Молибденовый	25	68	37,0
Платиновый	125	25	0,98

Результаты этих диффузионных испытаний на гелии, приведенные к единице площади и единице толщины даны в табл. 2 при температуре образца 300° К. Расходы на 1 см² для пористых образцов P-1 (с механическим креплением к корпусу), F-1 и С-1 составляют от $5 \cdot 10^{-2}$ до 0,82 см³/мин·мм рт. ст. (объем проходящего газа приведен к нормальным условиям: 1 атм., 0° С). Расход через молибденовые сетки с длиной отверстий 25 мкм и диаметром 68 мкм равен 37 см³/мин, а через платиновую сетку — около 1 см³/мин.

С учетом поправочного множителя, учитывающего длину капилляров (при известных форме и длине пор), расчетный расход через платиновый образец хорошо согласуется с найденным экспериментально. Расход через молибденовый образец, отверстия в котором получены травлением, отвечает среднему диаметру отверстий 50 мкм. Расход через механически заделанный образец P-1 равен всего 40% от ожидаемого значения, вычисленного исходя из работы [5]. Как показали более поздние исследования, поверхность этого образца приблизительно на 90% была покрыта слоем, не содержащим пор. Поэтому расход при испытаниях этого образца определялся в основном утечками.

РАСХОД ЦЕЗИЯ ЧЕРЕЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ И СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ ДЛЯ ИНЕРТНОГО ГАЗА

Расход цезия через протарированные на инертном газе образцы определялся по ионному току, зависящему от работы выхода материала эмиттера, потенциала ионизации цезия и температуры эмиттера. На фиг. 5



Фиг. 5. Степень ионизации цезия.

показана связь работы выхода, температуры эмиттера и степени ионизации. Для степени ионизации свыше 99% при 2000° К работа выхода должна быть около 4,8 эВ. Считается, что при вакууме порядка 10^{-6} мм рт. ст. и температуре вольфрамового эмиттера ниже 1700° К его поверхность покрыта слоем окислов. Работа выхода равна при этом 6,2 эВ. Чистая поверхность вольфрама может сохраниться в течение некоторого времени только при вакууме глубже 10^{-9} мм рт. ст. после испарения окислов при температуре около 2000° С. В табл. 3 приведены данные по различным материалам эмиттеров и щелочным металлам.

Вольфрам характеризуется сравнительно большой работой выхода и высокой температурой плавления. Можно ожидать, что при использовании вольфрамовых эмиттеров для ионизации цезия ионный ток будет достаточно большим. Рений и молибден близки к вольфраму. Из-за сравнительно низкой температуры плавления платина, по-видимому, не представляет интереса. Вольфрам хорошо изучен; по другим материалам имеются лишь ограниченные данные.

Таблица 3.

Работа выхода электрона, температура плавления некоторых материалов эмиттера и потенциалы ионизации щелочных металлов

Материал эмиттера	Работа выхода, эВ	Температура плавления, °С	Щелочной металл	Потенциал ионизации, эВ
Вольфрам	4,54	3380	Литий	5,39
Молибден	4,24	2622	Натрий	5,138
Тантал	4,13	2996	Калий	4,339
Нисбий	3,99	2410	Рубидий	4,176
Платина	5,36 и 6,37	1773	Цезий	3,893
Редий	4,97	3172		
Оксид вольфрама	6,25	3380		
Оксид платины	6,55	1773		
Вольфрам—цезий	1,64 и 1,36			

Как показывают последние исследования, работа выхода вольфрама сильно зависит от кристаллографической структуры поверхности эмиттера [6]. Возможно, что этим и объясняется ранее установленная зависимость работы выхода от температуры [7]. Работа выхода для данной поверхности монокристалла постоянна, а для пористых поверхностей меняется от точки к точке. Поскольку повышение работы выхода сильно увеличивает степень ионизации, должна определяться средневзвешенная работа выхода для поверхности в целом.

Для предотвращения уменьшения работы выхода вольфрама до значения, соответствующего вольфраму, покрытому щелочным металлом, это покрытие поверхности не должно превышать 0,5% монослоя [8].

Большие значения работы выхода и плотности тока представляют интерес как средство уменьшения веса двигателя, расхода рабочего тела и увеличения к. п. д. эмиттера [ионный ток (ma), отнесенный к мощности, затрачиваемой на подогрев (at)], который возрастает с увеличением температуры поверхности, несмотря на быстрое увеличение радиационных потерь. Расход рабочего тела за единицу времени, который может быть испарен эмиттером, возрастает экспоненциально с ростом температуры [9].

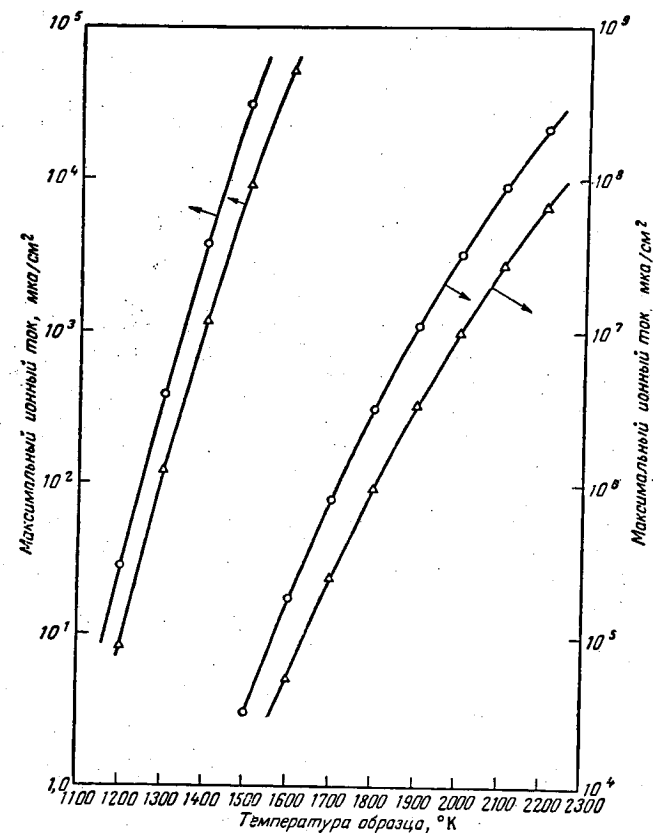
На фиг. 6 показана зависимость плотности ионного тока от температуры эмиттера. Эта зависимость рассчитана по опубликованным значениям времени жизни цезия на вольфрамовой поверхности с покрытием толщиной 0,3 и 1% монослоя Cs. Данные о временах жизни, измеренные при температурах между 1200 и 1500° К, экстраполированы до температуры 2200° К. При 1500° К возможна плотность тока 10 ма/см^2 . Измерения времени жизни цезия, по-видимому, относятся к окисленной поверхности вольфрама. Испарение ионов с чистой поверхности может быть более интенсивным.

Для измерений расхода цезия протарированные на гелии образцы устанавливались в ионной пушке (фиг. 7), в которой для вытягивания ионов применена система электродов Пирса. Для предотвращения вторичной электронной эмиссии в качестве мишени использовался глубокий цилиндр Фарадея, перед которым устанавливалась подавляющая сетка.

Контейнер с рабочим телом соединен с пористым образцом трубкой диаметром 12,7 мм. К контейнеру через клапан подключен трубопровод для откачки и обезгаживания. Ампулы с цезием разбиваются внутри контейнера. Для нагрева контейнера используется горячий воздух. Температура рабочего

тела в диапазоне 300—600° К поддерживалась постоянной с точностью до 3°. Для контроля давления насыщенных паров тщательно проверялось распределение температур в системе подачи рабочего тела. В точке с минимальной температурой производились непрерывные измерения.

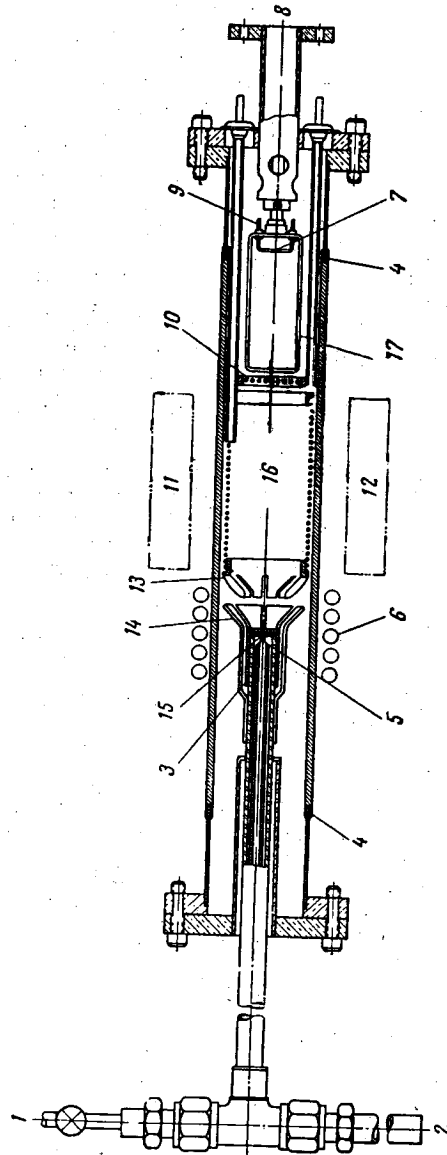
Нагрев эмиттера осуществлялся токами высокой частоты. Расчетный коэффициент полезного действия при нагреве составляет 10%. При соответствующей конфигурации катушки к. п. д. может быть повышен. Однако



Фиг. 6. Теоретическая зависимость ионного тока от температуры образца.
 ○—○ цезием покрыт 1% полной площади; △—△ цезием покрыто 0,3% полной площади; $\tau_{Cs} = 1,65 \cdot 10^{-8} \text{ см}$.

в проведенных экспериментах и при к. п. д. 10% легко достигалась необходимая температура эмиттера. Специальные эксперименты показали, что поля высокой частоты, наводимые при таком способе нагрева, не влияют на процесс ионизации. Для уменьшения нагрева токами высокой частоты фокусирующие и ускоряющие электроды были выполнены из вольфрамовой проволоки.

Температура поверхности эмиттера в экспериментах достигала 1650° К. Рабочий вакуум поддерживался в пределах $5 \cdot 10^{-6}$ — $5 \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$ В ходе опытов отмечалось некоторое возрастание давления при увеличении



Ф и г. 7. Ионная пушка (в разрезе).

1 — к вакуумному насосу; 2 — к контейнеру с рабочим телом; 3 — молибденовый держатель эмиттера; 4 — соединение из ковар; 5 — термомоляр в чехле; 6 — высокочастотная катушка для нагрева эмиттера; 7 — нить вонды Лангмюра; 8 — к вакуумному насосу; 9 — вывод нити накала; 10 — подающая сетка; 11 — полюс магнита N; 12 — полюс магнита S; 13 — ускоряющий электрод; 14 — фокусирующий элемент; 15 — эмиттер из пористого вольфрама; 16 — отклоняющее магнитное поле; 17 — цилиндр Фарадея.

ускоряющего напряжения. С течением времени это явление становилось менее заметным. Оно может быть обусловлено наличием газа, адсорбированного стенками. Надлежащее обезгаживание деталей пушки, особенно со стороны цилиндра Фарадея, существенно улучшает рабочий вакуум.

Пучок, распространяющийся в пространстве между ускоряющей системой и мишенью, при давлении $10^{-6} - 10^{-5}$ мм рт. ст. по крайней мере частично компенсируется ионизацией остаточных газов. Величина тока рассеяния¹⁾ по оценкам составляет меньше 5% полного ионного тока. Эмиттер поддерживался при температуре, отвечающей максимальной степени ионизации; его температура контролировалась по зависимостям степени ионизации от температуры эмиттера (фиг. 8). Ионизация начинается при температуре около 1200° К. Максимальная эффективность ионизации достигается при температуре 1600—1700° К.

С увеличением расхода рабочего тела эти кривые смещаются в сторону более высоких температур.

Термоэлектронная эмиссия с поверхности вольфрамового ускоряющего электрода способствует нагреву эмиттера и приводит к дополнительной нагрузке на высоковольтный источник питания. Эмиссия не имеет места при температуре ускоряющего электрода ниже 200° С или при такой температуре, когда количество рабочего тела, адсорбированного на поверхности электрода, не превышает 1% монослоя.

Первоначальное значение плотности тока на эмиттерах Р-1 с платиновым припоем после обезгаживания составляло 1,5 ма при температуре рабочего тела 300° К. После нескольких часов работы даже при давлении паров рабочего тела порядка 1 мм рт. ст. величина тока непрерывно уменьшалась. Подача гелия не привела к восстановлению расхода. Микрoанализ эмиттеров показал отсутствие загрязнений внутри пор.

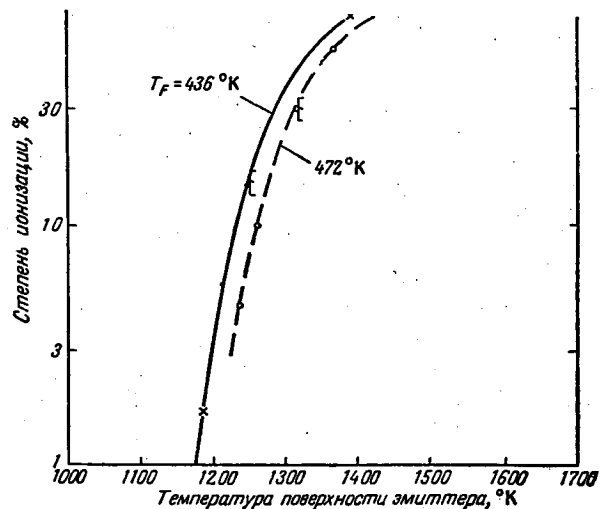
На фиг. 9 показана зависимость тока насыщения для образцов С-1, F-1 и молибденовых сеток от обратной температуры рабочего тела. Расходы приведены к температуре эмиттера 1500° К. Сплошным линиям отвечают величины, полученные экстраполяцией с тарированных на газе значений в предположении 100%-ной степени ионизации. Измеренные расходы рабочего тела (ма/см²) показаны пунктиром. Непосредственно измеренные и полученные пересчетом значения удовлетворительно согласуются друг с другом при плотностях тока до нескольких сотен ма/см². При более высоких значениях плотности тока данные пересчета располагаются выше фактических значений. Отклонения для образца F-1 не столь существенны, как для образца С-1 с более грубой структурой. Плотность тока на порядок ниже теоретического предельного значения; это различие можно объяснить малой скоростью миграции рабочего тела. В той области, где ионный ток хорошо согласуется с данными тарировки, степень ионизации равна приблизительно 90%.

Для образцов С-1 даны три различные зависимости. Они получены на одном и том же образце и показывают заметное изменение расхода за весь период работы (в течение каждого опыта расход сохранялся постоянным). Индексы на кривых соответствуют последовательности проведения опытов. Кривые (С-1)₁ и (С-1)₂ построены по испытаниям на гелии, (С-1)₃ — на цезии.

Как и следовало ожидать, степень ионизации на молибденовой сетке составляет около 55%, не достигая теоретически предельного значения 85%.

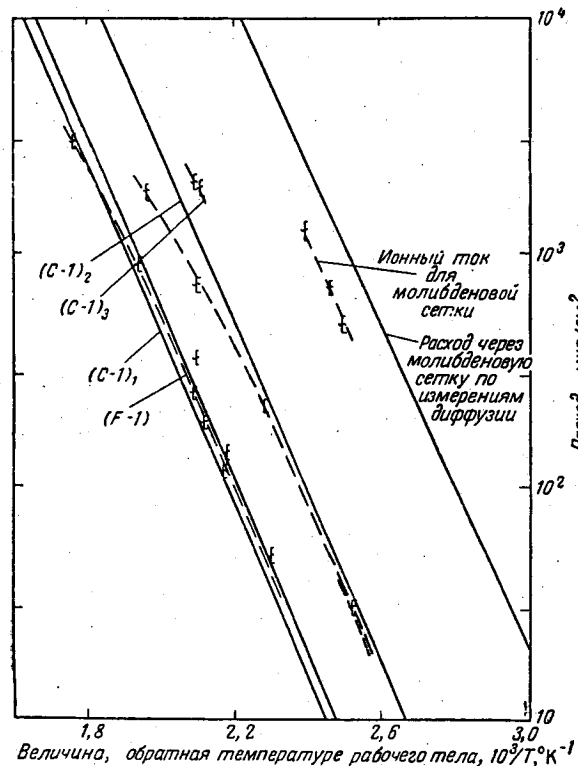
Каждый из образцов С-1 и F-1 испытывался в течение более 30 час. Максимальные плотности тока, полученные для образцов F-1, равны 3,0 ма/см², для С-1—1,8 ма/см².

¹⁾ Утечки в электродах.— Прим. ред.



Ф и г. 8. Зависимость степени ионизации на пористом вольфраме от температуры.

Образец С-1 из пористого вольфрама; T_F — температура рабочего тела.



Ф и г. 9. Расход цезия при температуре эмиттера 1500° К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Испытания, в которых определяются расходы рабочего тела, позволяют судить о механических свойствах и структуре пористых материалов. При температуре спекания ниже 2000° К возможны эффекты старения и образование трещин. Недостаточно прочная связь зерен может привести к чрезмерному сокращению ресурса эмиттера. Влияние толщины образца, размеров зерен и их связи между собой на стабильность характеристик эмиттера должно быть исследовано более подробно. Наибольший расход при отсутствии деформации зерен может быть получен при их сферической форме. В этом случае взаимное расположение зерен меньше влияет на размер пор, чем при других формах. Распределение пор, их размер и температура эмиттера определяют скорость миграции рабочего тела. Уменьшение размеров пор на поверхности эмиттера до 1 мкм и менее, по-видимому, приводит к увеличению предельной плотности тока.

Образцы из пористого вольфрама были протарированы при свободно-молекулярных режимах течения на гелии и аргоне. Испытания при высоких температурах выявили эффекты старения и увеличение расхода. Нагрев образцов типа F выше температуры спекания приводит к появлению трещин. Расход цезия удовлетворительно согласуется с данными тарировки, что указывает на преобладающее влияние свободномолекулярного потока. Измеренные степени ионизации составляют приблизительно 90%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Petrick E. N., Husmann O. K., Szymanowski H. W., «Analytical and Experimental Investigation of Compact Charge Ionization», Curtiss-Wright Corp., Res. Div., Quehanna, Pa., Contract Nonr 2886 (00), Curtiss-Wright Final Rep. 700-10, June 1960; ASTIA № AD-240709.
2. Petersen E. E., «Diffusion in a Pore of Various Cross-Section», *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 4, 343—344 (1958).
3. Michaels A. S., «Diffusion in a Pore of Irregular Cross-Section — A Simplified Treatment», *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, 5, 270—271 (1959).
4. Petrick E. N., «Engineering Research in Electrostatic Propulsion Devices», presented at the Monterey Meeting on Ion Propulsion, Nov. 3—4, 1960.
5. Rutledge W. C., Rittner E. S., «Studies on the Mechanism of the L-Cathode. II», *J. Appl. Phys.*, 28, 167—173 (1957).
6. Hughes F. L., Levinstein H., Kaplan R., «Surface Properties of Etched Tungsten Single Crystals», *Phys. Rev.*, 113, 1023—1028 (1959).
7. Zemel J., «Surface Ionization Phenomena on Polycrystalline Tungsten», *J. Chem. Phys.*, 28, 410—413 (1958).
8. Knauer F., «Die Verweilzeit adsorbierter Alkalien an erhitztem Wolfram», *Z. Physik*, 125, 278—289 (1948).
9. Becker J. A. «The Life History of Adsorbed Atoms, Ions and Molecules», *Ann. N. Y. Acad. Sci.* 58, 723—740 (1954).

Измерение тяги и параметров траектории при испытаниях ионных двигателей в космосе

Д. Г. Эллиот

При лабораторных испытаниях ионных двигателей на характеристики ионного пучка могут сильно влиять стенки вакуумной камеры и остаточные газы. Поэтому для окончательной проверки работоспособности двигателя, возможно, потребуются натурные испытания в космосе. Ниже обсуждаются основные проблемы, связанные с проведением таких испытаний: выбор источников энергии и траекторий полета, определение достижимой величины тяги и продолжительности полета, разработка методов измерения тяги. Найдено, что наиболее простым методом определения величины тяги является измерение угловых ускорений аппарата. Получены решения уравнений движения тела под действием малых моментов, определяющие угловые ускорения летательного аппарата с ионным двигателем и характеризующие влияние конфигурации самого аппарата. Представлены числовые значения достижимых угловых ускорений, суммарного изменения угловой скорости, центробежных сил, действующих на ионный двигатель, и кривизны ионного пучка. Оценены величины внешних моментов, вызванных магнитным полем Земли и упругостью летательного аппарата. Описано несколько методов измерения угловых ускорений, создаваемых ионным двигателем. В качестве примера рассмотрен экспериментальный летательный аппарат, оборудованный ионным двигателем с тягой 4,54 Г и выводимый на орбиту с помощью ракеты «Скаут».

ВВЕДЕНИЕ

В отличие от других типов ракетных двигателей работа ионного двигателя зависит от параметров вытекающей струи на удалении от двигателя. Между струей и двигателем могут возникнуть электростатические силы, тогда тяга не будет равна потоку количества движения в струе непосредственно за двигателем. В настоящее время не существует методов расчета указанных электростатических сил или способов воспроизведения их при чаземных испытаниях. Поэтому особый интерес представляют испытания ионного двигателя в космосе, которые позволяют определить возможность нейтрализации электростатического пространственного заряда струи и сравнить величину тяги в космосе с результатами лабораторных испытаний. Такие испытания позволят также получить сведения о технических проблемах, возникающих при работе ионного двигателя в полете, и о проблемах взаимодействия летательного аппарата с ионным пучком.

Конструкция летательного аппарата, предназначенного для летных испытаний ионного двигателя, обсуждается с точки зрения выбора источников энергии и траекторий, продолжительности испытаний, достижимой величины тяги и способов ее измерения. Особое внимание уделяется испытаниям минимального объема для проверки основных характеристик ионного двигателя.

ВЕЛИЧИНА ТЯГИ И ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ИСПЫТАНИЙ

Уровень тяги, представляющий интерес для первых летных испытаний, лежит в диапазоне 0,454—4,54 Г. При тяге ниже 0,454 Г отношение диаметра пучка к длине ускоряющего промежутка может быть достаточно малым, чтобы двигатель развивал тягу даже при частичной нейтрализации или при

отсутствии нейтрализации пространственного заряда. В этом случае результаты испытаний не могут быть применены к натурным двигателям. При больших величинах тяги результаты испытаний будут более достоверны. Однако тяга наиболее крупных ионных двигателей с поверхностной ионизацией цезия, разрабатываемых в настоящее время, составляет около 4,54 Г. Эта величина определяет верхний предел тяги для первых испытаний в космосе.

Первые испытания будут продолжаться от нескольких минут до нескольких дней. Если испытания за пределами атмосферы будут длиться несколько минут, можно будет лишь запустить двигатель и измерить его тягу. Если же удастся обеспечить работу двигателя в космосе в течение нескольких часов или дней, то можно будет произвести точные измерения тяги при различных условиях работы двигателя. Для испытаний, продолжающихся свыше нескольких дней, необходимы солнечные или ядерные источники энергии, но это приводит к неоправданному усложнению испытаний.

Для значений тяги и длительностей полета, представляющих интерес при первых испытаниях, наиболее простым и легким источником энергии является аккумуляторная батарея с умформером. Вес такого источника энергии по отношению к весу, который может быть выведен на заданную траекторию, и определяет величину тяги и продолжительность испытаний.

Энергия и вес батареи

Наименьшим весом на единицу энергии (*вт-ч*) обладают серебряно-цинковые батареи, полностью заправляемые электролитом вручную и предназначенные для работы без повторной зарядки или при малом количестве ее циклов.

Батарея состоит из катодов и анодов, разделенных целлюлозными сепараторами. Катоды изготовлены из оксидированного серебра, аноды — из пористого цинка. Электролит (гидроксид калия) адсорбируется сепараторами. Номинальное рабочее напряжение одного элемента батареи 1,5 в. В батареях больших размеров элементы обычно соединяют таким образом, чтобы получить напряжение 28 в. Элементы таких батарей заключают в герметический корпус из магния или нержавеющей стали. Они могут работать непосредственно в вакууме, так как корпус снабжен лишь предохранительными клапанами для предотвращения чрезмерного повышения давления внутри батареи.

Если величина тока нагрузки такова, что разряд продолжается более часа, напряжение батареи остается практически постоянным почти до полного разряда. При дальнейшем разряде напряжение быстро падает до нуля. Энергия, выделяемая батареями при указанном времени разряда, составляет около 120 *вт-ч* на 1 кг веса батареи, включая вес корпуса и деталей крепления [1]. Таким образом, вес батареи равен

$$M_b = \frac{P_b t}{0,12} \text{ кг}, \quad (1)$$

где P_b — выходная мощность батареи, *квт*, а t — продолжительность испытаний, *час*.

Мощность и вес умформера

Умформер необходим для получения постоянного тока высокого напряжения, питающего ионный двигатель. Для преобразования постоянного тока от батареи напряжением 28 в в переменный ток того же напряжения, подаваемый на вход трансформатора, используется схема на транзисторах. Импульсы тока такого преобразователя обычно имеют прямоугольную форму и частоту 2400 *гц*. Ускоряющее и замедляющее напряжения подаются к двигателю

лю от трансформатора с многослойной вторичной обмоткой через кремниевые выпрямители и фильтры. Аппаратура системы телеметрии питается от того же трансформатора.

На фиг. 1 показана приближенная зависимость общего веса умформера от выходной мощности. Из графика видно, что при мощности 2 *квт*, требуемой для создания тяги около 4,5 *Г*, вес умформера равен примерно 10 *кг*.

К. п. д. умформера составляет около 85%, так как 15% потребляемой мощности рассеивается в виде тепловой энергии. Таким образом, выходная мощность умформера равна

$$P_i = 0,85 P_{bi}, \quad (2)$$

где P_{bi} — доля мощности батареи, подводимая к умформеру.

Вместо умформера можно использовать большое количество последовательно соединенных элементов батареи. Однако вес такой системы с учетом веса дополнительной изоляции между элементами оказывается больше веса системы с умформером.

Требования к системе телеметрии и ее вес

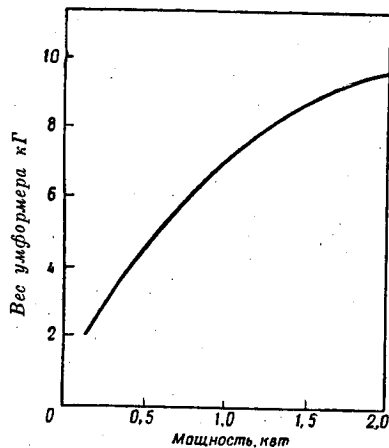
Система телеметрии необходима при испытаниях ионного двигателя для измерения рабочих напряжений, токов и температур. Эти параметры связываются с величиной тяги двигателя, и полученные зависимости сравниваются с результатами лабораторных испытаний. Параметры, измеряемые при летных испытаниях (за исключением возможных высокочастотных колебаний), характеризуются сравнительно низкими частотами, и для их передачи можно использовать стандартную систему IRIG FM/FM (запросчик-ответчик с частотной модуляцией). Система содержит 16 одновременно действующих каналов с полосой частот от 6 до 300 *гц*, причем один или несколько каналов могут коммутироваться для передачи большего количества параметров.

Если питание системы телеметрии осуществляется от общего умформера, то вес ее не превышает 9 *кг*, включая вес 10-ваттного передатчика и антенны. Мощность, потребляемая системой телеметрии и различными приборами контроля, составляет около 100 *вт*.

Тяга и вес ионного двигателя

Коэффициент полезного действия (отношение мощности в пучке к потребляемой мощности) разрабатываемых в настоящее время цезиевых ионных двигателей достигает 60% при удельном импульсе около 6000 *сек*. В дальнейшем при рассмотрении испытаний двигателя используются эти величины. Кроме того, предполагается, что мощность, затрачиваемая на нагрев эмиттеров ионов (40% от полной мощности), подводится при низком напряжении непосредственно от батареи. Таким образом, потребная выходная мощность умформера равна

$$P_i = 0,60 P_m + P_i, \quad (3)$$



Ф и г. 1. Приближенная зависимость веса умформера от выходной мощности.

где P_m — полная мощность, потребляемая двигателем, а P_i — мощность, потребляемая аппаратурой системы телеметрии.

При удельном импульсе 6000 *сек* и к. п. д. 60% для создания тяги 1 *Г* необходима мощность 0,485 *квт*. Мощность, потребляемая двигателем, равна

$$P_m = 0,485 F \text{ квт}, \quad (4)$$

где F — тяга, *Г*.

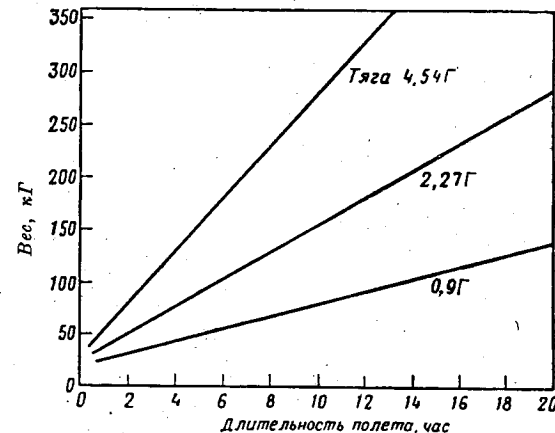
Вес цезиевого ионного двигателя небольшого размера, включая систему подачи цезия и клапаны, можно достаточно точно оценить по формуле

$$M_m = 2,26 + F, \quad (5)$$

где M_m — вес двигателя, *кг*; F — тяга, *Г*.

Вес летательного аппарата и продолжительность испытаний

Вес экспериментального летательного аппарата с ионным двигателем включает вес батареи, умформера, ионного двигателя, оборудования системы телеметрии, корпуса и электрических соединительных проводников.



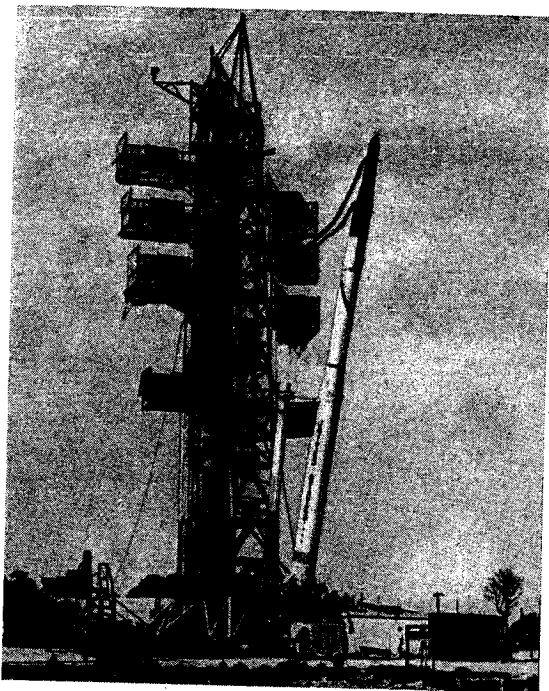
Ф и г. 2. Зависимость веса летательного аппарата с ионным двигателем от тяги и продолжительности полета.

Вес корпуса, проводников и прочих элементов конструкции полагается равным 20% веса остальных компонентов. Следовательно, полный вес летательного аппарата в 1,2 раза превышает сумму весов батареи [см. уравнение (1)], умформера (см. фиг. 1), ионного двигателя [см. уравнение (5)] и системы телеметрии (9 *кг*).

На фиг. 2 представлена зависимость веса летательного аппарата с ионным двигателем от продолжительности испытаний при значениях тяги 0,9; 2,27 и 4,54 *Г*. Для тяги 0,9 *Г* вес летательного аппарата изменяется от 25 *кг* при продолжительности полета 1 *час* до 138 *кг* при продолжительности полета 20 *час*. Для тяги 2,27 *Г* и тех же значений продолжительности полета вес изменяется от 36,3 до 288 *кг*, при тяге 4,54 *Г* — от 54,5 до 535 *кг*.

РАКЕТЫ-НОСИТЕЛИ И ТРАЕКТОРИИ ПОЛЕТА

В ближайшем будущем NASA будет использовать следующие ракеты-носители: «Скаут», «Тор — Эджена» В, «Атлас — Эджена» В и «Атлас — Центавр». Ракета «Скаут», показанная на фиг. 3, состоит из 4 ступеней, работающих на твердом топливе; стоимость ее сравнительно невелика. С помощью



Ф и г. 3. Исследовательская ракета «Скаут».

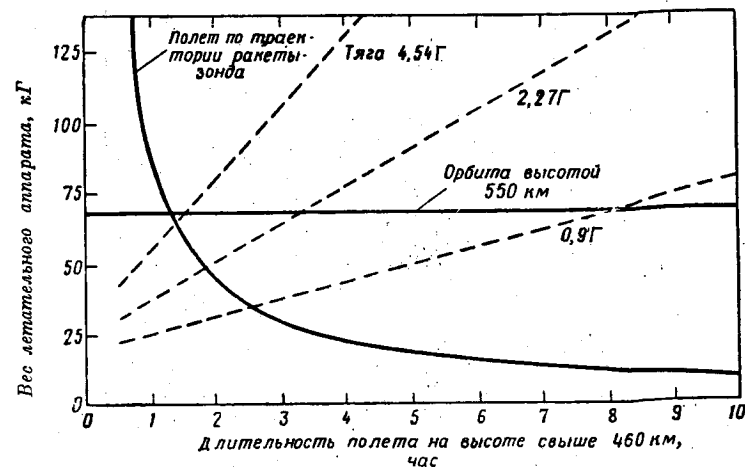
этой ракеты полезная нагрузка весом 70 кг может быть выведена на круговую орбиту высотой 550 км . Остальные ракеты могут вывести на орбиту полезные нагрузки, превышающие показанные на фиг. 2.

Для космических испытаний ионных двигателей представляют интерес траектории двух типов: 1) орбиты спутников и 2) траектории высотных ракет-зондов. Продолжительность полета по орбите неограничена, однако при таких полетах в общем случае невозможно непрерывное слежение и прием информации. В случае полета по траекториям ракет-зондов продолжительность полета ограничена, однако имеется возможность непрерывной связи с летательным аппаратом.

Использование ракеты «Скаут» для испытаний ионного двигателя в космосе

На фиг. 4 приведены характеристики ракеты «Скаут», предназначенной для выведения на орбиту летательного аппарата с ионным двигателем. Дана зависимость допустимого веса летательного аппарата от времени полета в условиях невесомости на высоте свыше 460 км [2]. Для круговой орбиты

высотой 550 км полезная нагрузка равна 68 кг и продолжительность полета неограничена. Для зондовых траекторий полезная нагрузка изменяется от $22,7 \text{ кг}$ при продолжительности полета 4 час до 84 кг при продолжительности 1 час . Для траекторий последнего типа используется угол запуска 80° , который дает несколько большую продолжительность, чем продолжительность



Ф и г. 4. Характеристики летательных аппаратов с ионным двигателем при запуске с помощью ракеты «Скаут».

вертикального полета, однако требует слежения за ракетой на конечном участке ее полета.

Показаны также зависимости требуемого веса летательного аппарата от продолжительности полета (см. фиг. 2). Из фиг. 4 видно, что при полете по орбитальной траектории можно испытывать ионный двигатель с тягой $0,9 \text{ Г}$ в течение 8 час , с тягой $2,27 \text{ Г}$ в течение $3,4 \text{ час}$ и с тягой $4,54 \text{ Г}$ в течение $1,5 \text{ час}$. Двигатели с указанными значениями тяги при использовании зондирующих траекторий могут работать в течение $2,5$; $1,8$ и $1,4 \text{ час}$ соответственно.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЯГИ

Основным измеряемым параметром при испытаниях ионного двигателя в космосе является величина тяги. Некоторые способы измерения тяги, используемые при наземных испытаниях, могут применяться и при испытаниях на орбите. Например, для измерения тяги могут служить чувствительные тензодатчики, установленные в местах крепления двигателя, выходной сигнал которых передается на Землю системой телеметрии.

Наиболее точным способом измерения тяги является определение параметров движения аппарата. Наличие тяги может приводить к следующим изменениям в движении летательного аппарата: 1) линейному ускорению центра масс и 2) угловому ускорению летательного аппарата относительно его центра масс.

Испытания с измерением линейного ускорения требуют стабилизации направления вектора тяги с помощью шарнирной подвески двигателя, управляющих газовых сопел или вращения летательного аппарата. Эти требования отпадают при испытаниях с измерением угловых ускорений.

Тягу двигателя можно рассматривать как сумму двух составляющих. Первая из них обусловлена потоком количества движения частиц, покидающих двигатель, вторая — электростатическим взаимодействием между двигателем (или летательным аппаратом) и вытекающей струей. Таким образом, выражение для тяги имеет следующий вид:

$$F = \dot{m}c - F_e, \quad (6)$$

где \dot{m} — массовый расход рабочего тела; c — скорость ионов в контрольной плоскости за последней сеткой двигателя; F_e — электростатическое притяжение между летательным аппаратом и струей, расположенной за этой контрольной плоскостью.

При испытаниях с измерением линейного ускорения тяга двигателя F связана с ускорением летательного аппарата соотношением

$$F = M \frac{dv}{dt}, \quad (7)$$

где M — масса летательного аппарата; v — его скорость.

При испытаниях с измерением углового ускорения тяга определяется по изменению момента количества движения

$$F = \frac{1}{D} \frac{dL}{dt}, \quad (8)$$

где D — расстояние между направлением вектора тяги и центром масс летательного аппарата; L — момент количества движения аппарата.

Если электростатическая сила F_e не совпадает по направлению с потоком количества движения, уравнение (6) следует рассматривать как векторное. Такие условия возникают в случае, если выходная струя отклоняется под действием электростатического заряда корпуса аппарата. Важно предотвратить или по меньшей мере обнаружить указанное отклонение струи. Связанное с таким отклонением ухудшение стабилизации летательного аппарата при испытаниях с измерением линейного ускорения может повлечь за собой отсутствие результирующего ускорения центра масс. При испытаниях с измерением углового ускорения несоосность этих компонент тяги делает переменным плечо силы D , что приводит к искажению результатов определения тяги.

Испытания с измерением линейного ускорения

Если летательный аппарат ускоряется в космосе от нулевой скорости, то для любой комбинации значений тяги, веса аппарата и продолжительности полета, показанной на фиг. 2, конечная скорость составит не более 6 м/сек (что соответствует тяге 4,54 Г и продолжительности полета 20 час). При использовании в качестве носителя ракеты «Скаут» максимальное приращение скорости достигается при тяге 0,9 Г и продолжительности полета 8 час и составляет 3,6 м/сек.

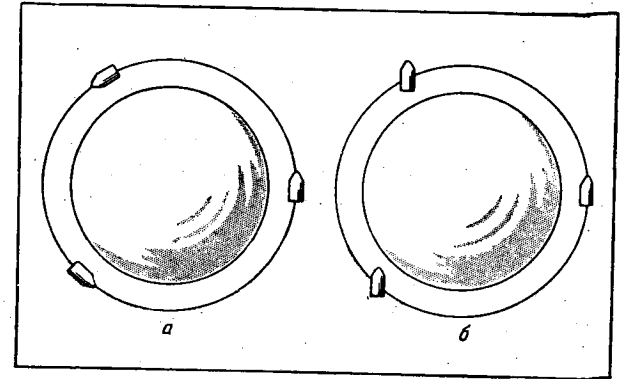
Указанные приращения скорости можно использовать для определения тяги либо путем измерения деформации орбиты при орбитальных полетах, либо путем измерения расстояния между летательным аппаратом и некоторым эталонным телом, свободно движущимся в космическом пространстве.

Изменения орбиты

На фиг. 5 показаны две возможные программы управления тягой, предназначенные для изменения первоначально круговой орбиты. При использовании программы с тангенциальным направлением вектора тяги (фиг. 5, а)

необходимо управление положением летательного аппарата. При использовании программы с постоянным направлением вектора тяги (фиг. 5, б) возможна стабилизация положения собственным вращением.

При тангенциальном направлении тяги высота орбиты увеличивается, а форма ее остается близкой к окружности (при продолжительности полета,



Фиг. 5. Способы программирования направления тяги.

а — тангенциальное направление тяги; б — постоянное направление тяги.

равной нескольким часам или более). Приращение скорости 6 м/сек приводит к увеличению первоначальной высоты орбиты 550 км приблизительно на 10,7 км.

Постоянно направленная тяга увеличивает эксцентриситет орбиты. Приращение скорости 6 м/сек приводит к увеличению апогея и снижению перигея примерно на 8 км.

Наиболее точные стандартные системы слежения — системы, основанные на эффекте Доплера. Масса бортовой аппаратуры такой системы составляет 9—13 кг; точность определения высоты апогея при двукратном прохождении над станцией слежения — около ± 2 км. Такая точность неудовлетворительна для измерения тяги, если во время полета происходят изменения условий работы двигателя. Однако параметры орбиты могут быть определены с высокой точностью до и после работы двигателя; по ним можно достаточно точно определить среднее значение тяги за время испытания.

Движение относительно свободно движущегося тела

Тягу ионного двигателя можно определить путем измерения расстояния между летательным аппаратом и отделенным от него телом. Это тело не обязательно должно находиться вне летательного аппарата; можно освободить небольшой груз внутри корпуса и наблюдать за его движением с помощью фотоэлемента. Предположим, например, что тяга равна 4,54 Г, а вес летательного аппарата — 90,5 кг. Ускорение при этом составляет $5 \cdot 10^{-6}$ g. Если тело отделяется от корпуса с нулевой скоростью относительно центра масс, то спустя 1 сек оно переместится на 0,25 мм, спустя 30 сек — на 225 мм. Предположим теперь, что летательный аппарат вращается с угловой скоростью 1 об/мин (уменьшение скорости вращения ниже указанной величины возможно лишь при использовании весьма сложной системы стабилизации). Предположим также, что тело при его отделении находится на расстоянии 25 мм от центра масс. За счет начальной скорости тело переместится относительно центра масс на 2,5 мм за 1 сек и на 75 мм за 30 сек;

указанные перемещения могут исказить результаты измерений ускорения летательного аппарата. Таким образом, при данном способе измерения тяги необходимо либо располагать отделяемое тело в непосредственной близости от центра масс, либо обеспечить точную стабилизацию летательного аппарата. Кроме того, для исключения влияния начальной скорости нужно предусмотреть достаточно длинный путь движения тела, а положение тела должно измеряться либо непрерывно, либо в нескольких точках пути. При выполнении указанных условий тяга может быть измерена менее чем за 1 мин. Это позволяет производить измерения при переменных режимах работы двигателя.

Испытания с измерением углового ускорения

Использование ионного двигателя для вращения летательного аппарата устраняет необходимость обеспечения стабилизации аппарата. При таком методе испытаний упрощается наблюдение за изменениями движения. Кроме того, поскольку угловая скорость характеризуется частотой, можно использовать известные простые и точные способы измерения скорости вращения.

На фиг. 6 показана возможная конфигурация летательного аппарата с ионным двигателем (с тягой 4,54 Г), предназначенного для испытаний с вращением. Габариты летательного аппарата (длина 790 мм, диаметр 590 мм) допускают размещение его на ракете «Скаут». Согласно графику фиг. 4, при использовании ракеты-носителя «Скаут» и тяге ионного двигателя 4,54 Г продолжительность полета по зондовой траектории составляет 1,4 час. Чтобы осуществить мгновенный запуск ионного двигателя после набора заданной высоты, выход его должен быть закрыт, а вакуумирование и обезгаживание двигательной системы должно производиться на земле. Крышка двигателя сбрасывается на большой высоте.

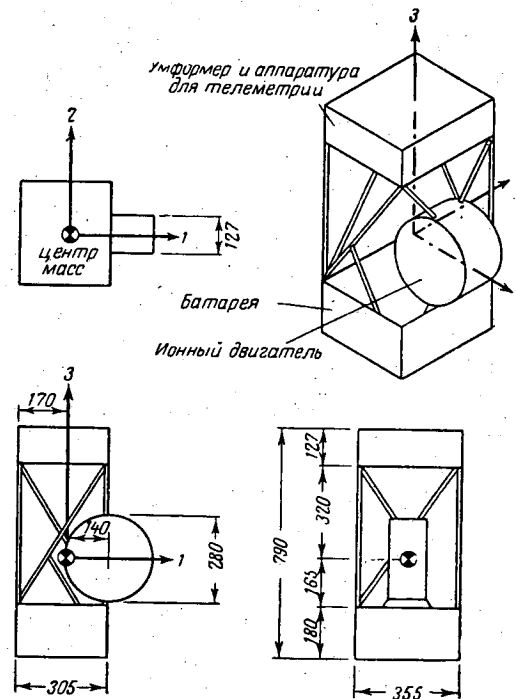
Из уравнения (4) следует, что общая мощность, потребляемая ионным двигателем, составляет 2,20 кат; 60% этой мощности, т. е. 1,32 кат, подводится от умформера и 0,88 кат — непосредственно от батареи. Система телеметрии потребляет 0,1 кат. Выходная мощность умформера равна 1,42 кат, а его вес, согласно фиг. 1, составляет 8,6 кг.

Вес ионного двигателя, согласно уравнению (5), равен 6,8 кг. Мощность, потребляемая умформером, равна $1,42/0,85 = 1,67$ кат, полная мощность на выходе батареи составляет $1,67 + 0,88 = 2,55$ кат. Таким образом, необходима батарея емкостью $2,55 \times 1,4 = 3,57$ кат-ч, а ее вес, согласно уравнению (1), равен $3,57/0,12 = 29,7$ кг. Вес аппаратуры телеметрии 9 кг. Следовательно, сумма весов умформера, батареи, ионного двигателя и аппаратуры системы телеметрии составляет 54 кг. С учетом веса корпуса аппарата ($54 \cdot 0,2 = 10,8$ кг) общий вес летательного аппарата равен примерно 65 кг. Возможные погрешности в проведенной оценке веса не могут привести к существенному искажению конечных результатов анализа; так, из фиг. 4 следует, что увеличение веса даже на 45 кг уменьшает время полета лишь до 50 мин.

При испытаниях двигателя с тягой 4,54 Г в течение 1,4 час расход рабочего тела составит всего 4 Г.

Ионный двигатель, показанный на фиг. 6, имеет вид цилиндра диаметром 280 мм и длиной 127 мм. Двигатель установлен тангенциально относительно оси вращения. Батарея размерами $305 \times 355 \times 180$ мм размещена под двигателем. Умформер, аппаратура системы телеметрии и прочие устройства заключены в контейнер размерами $305 \times 355 \times 127$ мм, установленный над двигателем. Три части летательного аппарата соединены фермами.

Оси 1, 2 и 3 являются главными осями летательного аппарата. Для простоты предполагается, что массы распределены равномерно, причем половина массы ферменной конструкции отнесена к батарее и половина — к контейнеру с умформером и аппаратурой системы телеметрии. Легко



Фиг. 6. Конфигурация летательного аппарата с ионным двигателем тягой 4,54 Г (ракета-носитель «Скаут»). Размеры в миллиметрах.

показать, что при этом центр масс расположен в начале координат, а моменты инерции относительно главных осей равны:

$$I_1 = I_2 = 0,65 \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{сек}^2,$$

$$I_3 = 0,128 \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{сек}^2.$$

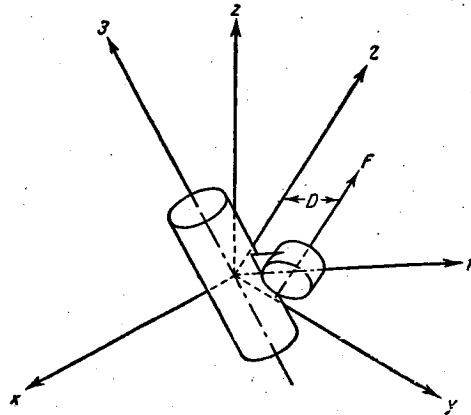
Центр ионного двигателя расположен на расстоянии $D = 140$ мм от центра масс летательного аппарата. Двигатель установлен таким образом, что тяга создает момент только относительно оси 3. Момент $DF = 0,635 \times 10^{-3}$ кг·м создает угловое ускорение

$$\frac{d\omega_3}{dt} = \frac{DF}{I_3} = 2,8 \text{ об/мин}^2.$$

Следовательно, за 1,4 час работы двигателя скорость вращения изменится на 235 об/мин. Четвертая ступень ракеты «Скаут» стабилизируется вращением со скоростью 160 об/мин, так что за счет действия тяги ионного двигателя скорость вращения летательного аппарата может уменьшиться от

160 об/мин до нуля и затем возрастает до 75 об/мин при противоположном направлении вращения.

Из-за наличия постоянно действующего углового ускорения даже при прохождении нулевой скорости вращения на летательном аппарате отсутствуют условия невесомости; это облегчает работу системы подачи цезия. Минимальное ускорение в центре ионного двигателя $7 \cdot 10^{-5} g$, возможно, окажется достаточным для работы испарителя жидкого цезия. В течение же большей части периода испытания цезий находится под воздействием значительно больших ускорений, обусловленных вращением летательного аппарата. При максимальной скорости вращения 160 об/мин центробежное



Ф и г. 7. Оси координат в уравнениях движения летательного аппарата.

ускорение равно $8 g$ у края ионного двигателя и $4 g$ в его центре. Двигатель должен быть достаточно прочным, чтобы выдержать эти ускорения, а также перегрузки до $16 g$, возникающие при выведении на орбиту (в последнем случае двигатель может быть ненагретым).

Скорость вращения можно измерять различными методами, которые сводятся к определению угловой частоты вращения ω_3 относительно оси 3. Количество оборотов за время измерения обычно определяется с точностью до 0,2. Таким образом, при продолжительности измерения 1 мин погрешность измерения скорости вращения составляет около 0,2 об/мин.

Если второе измерение производится через 10 мин, то максимальная погрешность измерения приращения скорости равна 0,4 об/мин, что составляет 1,4% от приращения скорости, равного 28 об/мин. С такой же относительной точностью определяется при этих условиях и тяга двигателя. Точность измерения тяги может быть повышена за счет более тщательной обработки опытных данных. Из сказанного следует, что даже в течение испытаний продолжительностью 1,4 час тяга двигателя может определяться при нескольких режимах его работы.

В результате вращения двигателя струя за ним имеет не прямолинейную, а спиральную форму. Однако даже при скорости вращения 160 об/мин радиус спирали близок к 4 км. Столь незначительная кривизна не может повлиять заметным образом на работу двигателя.

Из-за неточностей сборки и воздействия сил при расцепке летательный аппарат с ионным двигателем после отделения от ракеты носителя не будет вращаться строго относительно оси 3. В результате прецессии услож-

няется измерение скорости вращения и появляются внешние моменты, обусловленные деформациями конструкции. Магнитное поле Земли также создает внешние моменты. Подробное рассмотрение этих явлений приведено ниже.

ДИНАМИКА СОБСТВЕННОГО ВРАЩЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА С ИОННЫМ ДВИГАТЕЛЕМ

На фиг. 7 показана система координат, принятая при описании движения летательного аппарата с ионным двигателем. Оси x, y, z неподвижны в пространстве. Оси 1, 2, 3 связаны с летательным аппаратом, причем ось 1 проходит через ионный двигатель. Начало обеих систем координат совпадает с центром масс аппарата. Моменты инерции относительно осей 1, 2 и 3 обозначены через I_1, I_2 и I_3 соответственно. Ось 3 является осью симметрии аппарата, поэтому $I_1 = I_2$. Угловые скорости вращения относительно осей 1, 2 и 3 обозначаются соответственно через ω_1, ω_2 и ω_3 . Ионный двигатель создает относительно оси 3 момент DF . Относительно двух других осей момент равен нулю. Сначала принимается, что летательный аппарат является абсолютно жестким. Влияние отклонений от этого условия рассматривается ниже.

Движение относительно координат, связанных с летательным аппаратом

Движение относительно осей, связанных с летательным аппаратом, описывается известными уравнениями Эйлера [3]. При $I_1 = I_2$ и нулевых моментах относительно осей 1 и 2 уравнения Эйлера имеют вид

$$\dot{\omega}_1 - \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) \omega_3 \omega_2 = 0, \quad (9)$$

$$\dot{\omega}_2 + \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) \omega_3 \omega_1 = 0, \quad (10)$$

$$\dot{\omega}_3 = \frac{DF}{I_3}. \quad (11)$$

Здесь точка над символом означает дифференцирование по времени. Интегрирование уравнений (9)–(11) дает

$$\omega_1 = \omega_p \sin \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) (\omega_3 + \omega_0) t + \text{const} \right], \quad (12)$$

$$\omega_2 = \omega_p \cos \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) (\omega_3 + \omega_0) t + \text{const} \right], \quad (13)$$

$$\omega_3 = \frac{DF}{I_3} t + \omega_0, \quad (14)$$

где t — время, отсчитываемое от момента начала работы двигателя; ω_0 и ω_p — начальные угловые скорости вращения относительно оси 3 и направления, перпендикулярного к этой оси. Угловая скорость ω_0 — это скорость сообщенного летательному аппарату собственного вращения. Угловая скорость ω_p определяется ошибками несомности и силами, действующими при отделении аппарата от ракеты-носителя.

Согласно уравнению (14), угловая скорость ω_3 линейно возрастает со временем. Если начальное направление вращения летательного аппарата противоположно моменту от ионного двигателя, величину F следует считать отрицательной. Из уравнения (14) видно, что скорость ω_3 не зависит от скоростей вращения относительно осей 1 и 2 и, в частности, от величины

ω_p . При $I_1 = I_2$ угловое ускорение зависит только от тяги. Влияние различия между указанными моментами инерции обсуждается ниже.

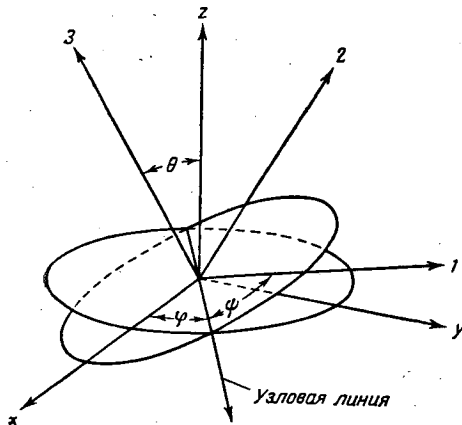
Возводя в квадрат и суммируя уравнения (12) и (13), получаем

$$\omega_1^2 + \omega_2^2 = \omega_p^2. \quad (15)$$

Таким образом, угловая скорость вращения относительно направления, перпендикулярного оси Z , постоянна и равна начальному значению ω_p . Проекции скорости ω_p на оси 1 и 2 изменяются в зависимости от изменений угловой скорости ω_3 . Как показано ниже, это явление можно использовать для определения величины ω_3 .

Движение относительно неподвижной в пространстве системы координат

Движение летательного аппарата относительно системы координат, фиксированной в пространстве, описывается уравнениями Лагранжа для углов Эйлера, показанных на фиг. 8 [3]. Плоскость $1-2$ пересекает плоскость $x-y$ по прямой, называемой «линией узлов». Угол между осью x



Ф и г. 8. Углы Эйлера, определяющие ориентацию летательного аппарата.

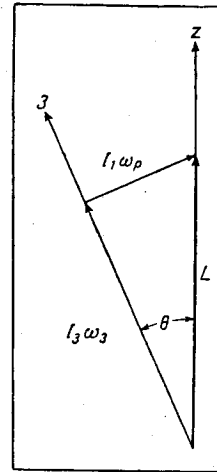
и линией узлов обозначен через φ ; угол между линией узлов и осью 1 — через ψ ; угол между осями z и 3 (угол прецессии) — через θ . Можно показать [3], что углы φ , ψ и θ связаны со скоростью ω_3 соотношением

$$\dot{\psi} + \dot{\varphi} \cos \theta = \omega_3. \quad (16)$$

Угловая скорость вращения линии узлов $\dot{\varphi}$ называется скоростью прецессии.

Если момент приложен только относительно оси 3 , то из уравнений Лагранжа можно получить уравнение для скорости прецессии

$$\dot{\varphi} = \frac{I_3 \omega_3}{I_1 \cos \theta} + \frac{\ddot{\theta}}{\dot{\varphi} \sin \theta \cos \theta}. \quad (17)$$



Ф и г. 9. Связь между моментом количества движения и углом прецессии.

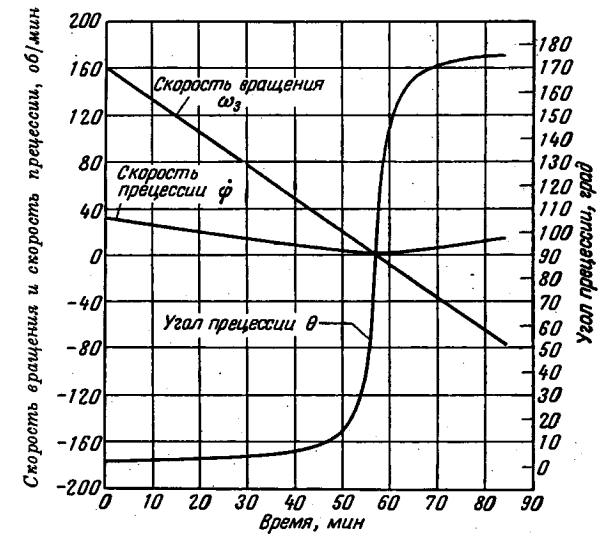
При малых угловых ускорениях, характерных для испытаний ионных двигателей, и начальных углах прецессии больше 1° второй член уравнения (17) много меньше ω_3 для всего периода испытаний. Поэтому приближенно

$$\dot{\varphi} = \frac{I_3 \omega_3}{I_1 \cos \theta}. \quad (18)$$

Подстановка полученного выражения для $\dot{\varphi}$ в уравнение (16) дает уравнение скорости вращения $\dot{\psi}$ относительно линии узлов

$$\dot{\psi} = \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) \omega_3. \quad (19)$$

На фиг. 9 показана связь между моментом количества движения $I_3 \omega_3$ относительно оси 3 , моментом количества движения $I_1 \omega_p$ относительно оси,



Ф и г. 10. Изменение параметров движения летательного аппарата с ионным двигателем во времени.

перпендикулярной оси 3 , суммарным моментом количества движения L и углом прецессии θ . Суммарный момент количества движения равен векторной сумме $I_3 \omega_3$ и $I_1 \omega_p$

$$L^2 = I_3^2 \omega_3^2 + I_1^2 \omega_p^2. \quad (20)$$

При рассматриваемых малых значениях угловых ускорений вектор суммарного момента количества движения практически совпадает с осью z . Поэтому угол прецессии θ с достаточной точностью определяется приближенным соотношением

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{I_1 \omega_p}{I_3 \omega_3}. \quad (21)$$

Если заданы значения I_1 , I_3 , F , D , ω_0 и ω_p , то уравнения (14), (18), (19) и (21) полностью определяют движение летательного аппарата с ионным двигателем относительно неподвижной системы координат x, y и z . Эти

уравнения, за исключением уравнения (14), совпадают с уравнениями движения свободного тела при отсутствии внешних моментов.

На фиг. 10 представлены параметры траектории летательного аппарата, схема которого дана на фиг. 6. Характеристики летательного аппарата таковы: $F = 4,54 \text{ Г}$, $D = 140 \text{ мм}$, $I_1 = 0,65 \text{ кгм} \cdot \text{сек}^2$, $I_3 = 0,128 \text{ кгм} \cdot \text{сек}^2$, $\omega_0 = 160 \text{ об/мин}$; начальный угол прецессии равен 2° ($\omega_p = 1,1 \text{ об/мин}$). На графике представлены зависимости скорости собственного вращения ω_3 , скорости прецессии $\dot{\psi}$ и угла прецессии θ от времени полета, общая длительность которого составляет 1,4 час. Из графика видно, что угловая скорость ω_3 изменяется линейно со временем и уменьшается до нуля на 57-й минуте. К концу испытания (84-я минута) угловая скорость достигает значения 75 об/мин . Начальная скорость прецессии $\dot{\psi}$ равна 31 об/мин . На 57-й минуте скорость прецессии достигает минимального значения $1,1 \text{ об/мин}$, равного ω_p , и далее увеличивается до 15 об/мин на 84-й минуте. Угол прецессии θ сначала медленно возрастает до 10° на 46-й минуте. Затем положение летательного аппарата резко изменяется, угол θ увеличивается до 170° на 68-й минуте и далее продолжает медленно возрастать.

Результаты расчетов, представленные на фиг. 10, в полной мере справедливы лишь при точном равенстве моментов инерции I_1 и I_2 и отсутствии вращающихся моментов относительно осей 1 и 2. Эти условия на практике полностью не удовлетворяются. Например, различие величин I_1 и I_2 на 1% приводит к колебаниям углового ускорения ω_3 около значения $2,8 \text{ об/мин}^2$, полученного при условии $I_1 = I_2$; амплитуда колебаний составляет приблизительно $\pm 7\%$, а частота изменяется от $4,3 \text{ гц}$ в начале испытания до $2,1 \text{ гц}$ при $\omega_3 = 0$. Таким образом, в реальных условиях будут наблюдаться небольшие колебания относительно средних параметров, показанных на фиг. 10. Для определения тяги с максимальной точностью эти колебания необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных.

Влияние внешних моментов

Существуют два источника внешних моментов, которые могут изменить скорость собственного вращения и внести погрешности при определении тяги ионного двигателя: 1) взаимодействие с магнитным полем Земли и 2) уменьшение скорости собственного вращения из-за деформаций конструкции летательного аппарата и обусловленного ими рассеяния энергии.

Момент, обусловленный магнитным полем Земли

Магнитное поле Земли возбуждает токи Фуко в оболочках вращающегося летательного аппарата, выполненных из проводящих материалов; это приводит к уменьшению скорости вращения. В работе [4] показано, что момент, действующий на цилиндрическую оболочку, которая вращается в однородном магнитном поле, перпендикулярном оси цилиндра, выражается формулой

$$T = \frac{4\pi R h a^3 B^2 L \omega}{4R^2 + \omega^2 \mu_0^2 a^2 h^2}, \quad (22)$$

где ω — угловая скорость вращения цилиндра; R — удельное сопротивление материала оболочки; h — толщина оболочки; a — радиус цилиндра; B — магнитная индукция; L — длина цилиндра; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума.

Летательный аппарат, показанный на фиг. 6, можно рассматривать как алюминиевый цилиндр диаметром 355 мм, длиной 305 мм (равной суммар-

ной длине контейнеров с батареями, умформером и аппаратурой системы телеметрии) и толщиной стенки 1,6 мм. При $B = 0,3 \text{ гс}$ (магнитная индукция поля Земли) и угловой скорости $\omega = 160 \text{ об/мин}$ вращающий момент, согласно уравнению (22), равен $4,6 \cdot 10^{-7} \text{ кгм}$. Полученная величина менее 0,1% момента, создаваемого ионным двигателем; поэтому можно считать, что магнитное поле Земли не является источником заметных ошибок при определении тяги.

Второй член знаменателя уравнения (22) много меньше первого. Следовательно, вращающий момент от магнитных сил пропорционален угловой скорости собственного вращения и убывает с ее уменьшением.

Момент, обусловленный упругостью конструкции летательного аппарата

Летательный аппарат не является абсолютно жестким. Прогибы отдельных его частей приводят к появлению небольших вращающихся моментов, которые должны учитываться во избежание погрешностей измерения тяги. Поэтому необходимо определить изменения угловой скорости ω_3 в результате этих деформаций. Ниже принимается, что влияние прогибов невелико и для общей характеристики движения могут использоваться уравнения движения жесткого тела.

Кинетические энергии вращения относительно оси 3 и перпендикулярной к ней оси равны соответственно $I_3(\omega_3^2/2)$ и $I_1(\omega_p^2/2)$. Следовательно, полная кинетическая энергия вращения

$$E = \frac{I_3 \omega_3^2}{2} + \frac{I_1 \omega_p^2}{2}. \quad (23)$$

С учетом уравнения (20) выражение для энергии записывается в виде

$$E = \frac{L^2}{2I_1} + \frac{I_3 \omega_3^2}{2} \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right). \quad (24)$$

Из-за деформации элементов летательного аппарата его кинетическая энергия при отсутствии тяги ионного двигателя (т. е. при постоянном моменте количества движения L) будет изменяться. Скорость изменения энергии определяется из уравнения (24)

$$\frac{dE}{dt} = I_3 \omega_3 \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) \frac{d\omega_3}{dt}. \quad (25)$$

Преобразуя это уравнение, найдем величину углового ускорения, обусловленного прогибами конструкции и соответствующим рассеянием энергии

$$\frac{d\omega_3}{dt} = \frac{\frac{dE}{dt}}{I_3 \omega_3 \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right)}. \quad (26)$$

Поскольку величина dE/dt всегда отрицательна, из уравнения (26) следует, что для летательного аппарата с $I_1 > I_3$, изображенного на фиг. 6, рассеяние энергии приводит к уменьшению скорости собственного вращения. Таким образом, это явление при уменьшении скорости вращения действует в том же направлении, что и момент двигателя, а при ее увеличении — в противоположном. Отсюда вытекает возможность исключения погрешности, обусловленной рассеянием энергии: истинное значение тяги можно определить, усредняя значения тяги, измеренные до и после прохождения угловой скорости собственного вращения через нуль.

Если величина I_1 существенно больше величины I_3 , то рассеяние обуславливается в основном переменной по времени кориолисовой силой [5]

$$F_c = 2\Delta m \dot{\psi} \dot{\phi} r \sin \theta \cos(\dot{\psi} t), \quad (27)$$

где F_c — мгновенная кориолисова сила, действующая на элемент массы Δm , расположенный на расстоянии r от оси Z . Сила F_c направлена параллельно оси Z . Из уравнения (27) следует, что изменение кориолисовой силы за половину периода обращения летательного аппарата вокруг линии узлов равно

$$\Delta F_c = 4\Delta m \dot{\psi} \dot{\phi} r \sin \theta. \quad (28)$$

Это изменение силы ΔF_c приводит к смещению элемента Δm , эквивалентному прогибу под действием ускорения величиной $\frac{\Delta F_c}{\Delta m}$ (в единицах g). Обозначив смещение элемента Δm под действием ускорения, равного g , через x , получаем для прогиба выражение

$$\Delta x = k \frac{\Delta F_c}{\Delta m}. \quad (29)$$

Работа Δw , совершенная над массой Δm , равна произведению пути на среднее значение силы

$$\Delta w = \frac{\Delta F_c \Delta x}{2} = \frac{k \Delta F_c^2}{2 \Delta m}. \quad (30)$$

Если часть этой работы, равная $\gamma \Delta w$, рассеивается в виде тепла, то величину энергии, рассеянной за половину периода обращения вокруг линии узлов, можно подсчитать по формуле

$$\Delta E = \frac{\gamma k \Delta F_c^2}{2 \Delta m}. \quad (31)$$

Отсюда энергия, рассеиваемая элементом Δm в единицу времени, равна

$$\Delta E \frac{\dot{\psi}}{\pi} = \frac{\gamma k \Delta F_c^2 \dot{\psi}}{2 \pi \Delta m}. \quad (32)$$

Подстановка ΔF_c из уравнения (28) и интегрирование по всей массе летательного аппарата дают следующее уравнение для рассеиваемой мощности:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{8}{\pi} \dot{\psi}^2 \sin^2 \theta \int_M \gamma k r^2 dm. \quad (33)$$

Величины $\dot{\psi}$ и $\dot{\phi}$ можно выразить с помощью уравнений (18) и (19) в зависимости от скорости собственного вращения ω_3 и угла прецессии θ ; в результате имеем

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{8}{\pi} \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right)^3 \left(\frac{I_3}{I_1}\right)^2 \omega_3^5 \operatorname{tg}^2 \theta \int_M \gamma k r^2 dm. \quad (34)$$

Подстановка полученного выражения для dE/dt в уравнение (26) позволяет найти соотношение для углового ускорения, вызванного прогибами элементов конструкции,

$$\frac{d\omega_3}{dt} = -\lambda \left[\left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) \left(\frac{I_3}{I_1}\right) \omega_3^2 \operatorname{tg} \theta \right]^2, \quad (35)$$

где

$$\lambda = \frac{8}{\pi I_3} \int_M \gamma k r^2 dm.$$

Из уравнения (35) следует, что для заданной упругости летательного аппарата, определяемой интегралом λ , угловое ускорение из-за рассеяния энергии пропорционально квадрату отношения моментов инерции I_3/I_1 и четвертой степени угловой скорости ω_3 . Поэтому для уменьшения рассматриваемого источника погрешностей желательно использовать летательные аппараты удлиненной формы.

Чтобы вычислить интеграл λ , необходимо точно знать конструкцию летательного аппарата. Для приближенной оценки величины λ были проведены вычисления для спутника «Эксплорер» III на основе данных, приведенных в работе [5]. Этот спутник был выведен на орбиту со скоростью собственного вращения 600 об/мин и углом прецессии около 7°. Отношение его моментов инерции $I_1/I_3 = 82$, а начальное угловое ускорение, обусловленное прогибами, $d\omega_3/dt = -0,004$ об/мин². Подстановка указанных величин в уравнение (35) дает значение $\lambda = 2 \cdot 10^{-7}$ сек².

Если жесткость летательного аппарата, показанного на фиг. 6, близка к жесткости спутника «Эксплорер» III, то и значение λ для него будет одного порядка с величиной λ для спутника. Угловое замедление летательного аппарата при начальном угле прецессии 2° равно $3 \cdot 10^{-4}$ об/мин²; оно уменьшается по мере снижения скорости вращения. Даже если начальный угол прецессии равен 10°, максимальное (начальное) угловое замедление равно всего $7 \cdot 10^{-3}$ об/мин². Указанные величины составляют соответственно 0,01 и 0,25% от замедления, сообщаемого ионным двигателем. Таким образом, для достаточно жестких летательных аппаратов при малых начальных углах прецессии ошибка в измерении тяги, обусловленная рассеянием энергии, пренебрежимо мала.

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ

Определение скорости вращения с помощью акселерометра, инерционного выключателя или скоростного гироскопа

Предположим, что на оси Z (см. фиг. 7) на расстоянии s от центра масс аппарата установлен акселерометр, измеряющий ускорение в направлении, параллельном оси Z . Регистрируемое акселерометром ускорение равно

$$a = s \frac{d\omega_1}{dt}. \quad (36)$$

Дифференцируя уравнение (12) и подставляя полученное выражение для $d\omega_1/dt$ в уравнение (36), получаем

$$a = s \omega_3 \omega_3 \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) \cos \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) (\omega_3 + \omega_0) t + \text{const} \right]. \quad (37)$$

Отсюда частота выходного сигнала акселерометра равна

$$f = \frac{1}{4\pi} \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right) (\omega_3 + \omega_0). \quad (38)$$

Из этого уравнения видно, что угловая скорость ω_3 может быть определена по измерениям частоты сигналов акселерометра, передаваемых на Землю аппаратурой телеметрии. При этом нет необходимости тарировать акселерометр; более того, вместо акселерометра можно использовать инерционный выключатель. Выходной сигнал скоростного гироскопа, установленного на оси Z или Z , также будет изменяться с частотой, определяемой уравнением (38).

Амплитуда ускорения, измеряемого акселерометром или инерционным выключателем, равна

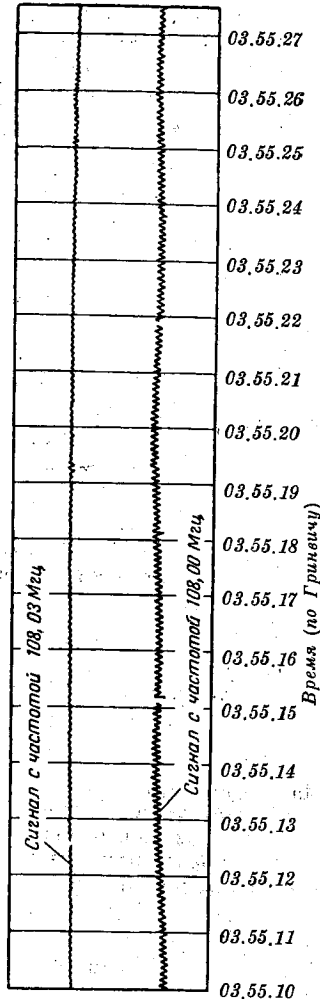
$$a = s\omega_p\omega_3 \left(1 - \frac{I_3}{I_1}\right). \quad (39)$$

Из этого уравнения видно, что при угловых скоростях ω_3 , близких к нулю, акселерометр и инерционный выключатель неэффективны. Однако для рассматриваемого летательного аппарата амплитуда ускорения в верхней части контейнера с умформером и оборудованием системы телеметрии ($s = 445 \text{ мм}$) превышает $10^{-3} g$ (т. е. величину, достаточную для проведения измерений) в течение всего полета, за исключением периода продолжительностью 2 мин.

Определение скорости вращения с помощью солнечных датчиков и путем измерения мощности сигналов

Скорость вращения можно определять по телеметрируемой на Землю частоте сигналов солнечных датчиков или датчиков горизонта Земли, установленных на летательном аппарате. Для указанной цели можно использовать также измерение частоты колебаний мощности радиосигналов спутника, принимаемых наземными станциями. Последний способ иллюстрируется фиг. 11, где показана запись радиосигналов спутника «Эксплорер» I, принятых вскоре после его запуска. Антенна этого спутника не была предназначена специально для посылки сигналов с четко выраженным изменением мощности на приемной аппаратуре в зависимости от положения спутника. Тем не менее, как видно из фиг. 11, количество циклов за время измерения может быть определено с точностью до 0,2.

К сожалению, при наличии прецессии летательного аппарата вышеуказанные частоты изменения мощности радиосигналов и сигналов солнечных датчиков могут отличаться друг от друга и от ω_3 . Чтобы установить связь этих частот с угловой скоростью ω_3 , рассмотрим схему на фиг. 12. Ось z является осью вращения летательного аппарата, а положение последнего относительно осей x, y, z определяется, как и прежде, углами Эйлера θ, φ и ψ . Опорная линия, направленная к Солнцу либо к приемной станции на Земле, образует угол α с осью z ; ее проекция на плоскость $x-y$ отклонена на угол β от оси x . Через опорную линию и ось z проведена опорная плоскость, пересекающая плоскость $x-y$ под углом A к оси x .

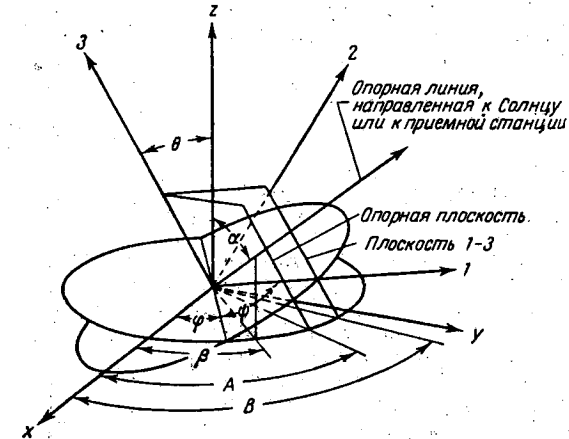


Фиг. 11. Запись уровня сигналов спутника «Эксплорер» I.

На основании геометрических соотношений можно показать, что угол A определяется уравнением

$$\sqrt{\frac{\operatorname{tg}(A-\beta)}{\sin \alpha \cos \alpha}}^2 + \operatorname{ctg}^2 \alpha \sin \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{tg}(A-\beta)}{\cos^2 \alpha} \right) + \beta - A \right]} = \operatorname{tg} \theta. \quad (40)$$

Допустим, что антенна установлена таким образом, что максимум (или нуль) ее диаграммы излучения расположен в плоскости $1-3$. Предположим также, что летательный аппарат снабжен солнечным датчиком, который



Фиг. 12. Ориентация летательного аппарата с ионным двигателем относительно Солнца или наземной приемной станции.

«видит» Солнце, если оно находится в плоскости $1-3$. Плоскость $1-3$ пересекается с плоскостью $x-y$ под углом B , который, согласно геометрической схеме, определяется соотношением

$$\operatorname{tg}(B-\varphi) = \frac{\operatorname{tg} \psi}{\cos \theta}. \quad (41)$$

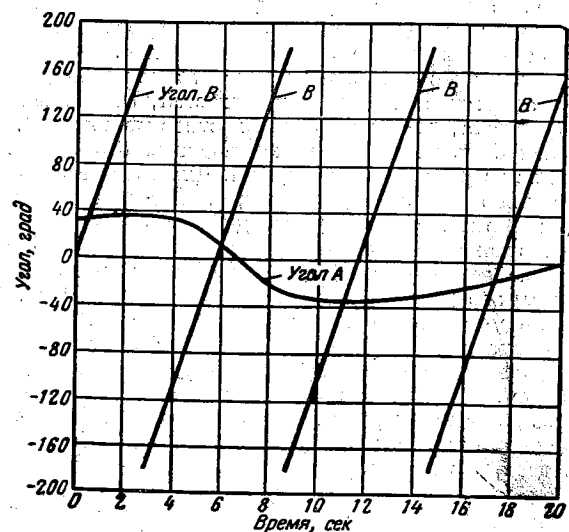
Максимум (или нуль) мощности радиосигналов или максимум сигналов солнечного датчика имеет место в тот момент, когда плоскость $1-3$ совпадает с опорной плоскостью, т. е. при $A = B$.

В качестве примера рассмотрим движение летательного аппарата, показанного на фиг. 6, спустя 54 мин после начала испытаний. Скорость вращения ω_3 в этот момент равна 10 об/мин, скорость прецессии $\varphi = 2,24$ об/мин, угол прецессии $\theta = 29^\circ$. Из уравнения (19) находим, что скорость вращения относительно линии узлов равна 8,04 об/мин. Изменение угла B между плоскостями $1-3$ и $x-y$ в зависимости от времени показано на фиг. 13. При построении графика было принято, что при $t = 0$ углы $\varphi = \psi = 0$. Угол B линейно увеличивается со скоростью 10,23 об/мин, которая равна сумме φ и ψ (незначительная волнистость кривой $B(t)$ на фиг. 13 не показана).

Предположим, что линия, направленная к Солнцу или к приемной станции на Земле, определяется углами $\alpha = 45^\circ$ и $\beta = 0$. Допустим также, что $\alpha = \beta = 0$; последнее допущение является достаточно точным для линии,

направленной к Солнцу. Для этих условий на фиг. 13 показано изменение угла A между опорной плоскостью и плоскостью $x-u$ в зависимости от времени. Из графика видно, что угол A колеблется в пределах $\pm 35^\circ$. Частота колебаний равна $2,24 \text{ гц}$, т. е. совпадает с частотой ϕ , однако колебания не являются синусоидальными.

Опорная плоскость совмещается с плоскостью $1-3$ ($A = B$) через неравные промежутки времени. Показанные на фиг. 13 совпадения плоскости происходят при t , равном $0,5; 6,0; 11,1$ и $17,3 \text{ сек}$. Таким образом, интервал между первым и вторым максимумами мощности радиосигнала (или сигнала солнечного датчика) равен $5,5 \text{ сек}$, между вторым и третьим — $5,1 \text{ сек}$



Фиг. 13. Зависимости углов с опорной плоскостью (A) и с плоскостью $1-3$ (B) от времени.

и между третьим и четвертым — $6,2 \text{ сек}$. Эти промежутки времени соответствуют частотам $10,9; 11,8$ и $9,7 \text{ об/мин}$, тогда как в действительности величина ω_3 равна $10,0 \text{ об/мин}$. Следовательно, в рассматриваемых условиях измерение промежутка времени между двумя последовательными максимумами радиосигналов или сигналов солнечного датчика позволяет определить угловую скорость ω_3 с погрешностью около 15% . Осреднение результатов ряда последовательных измерений позволяет повысить точность, однако при условиях, принятых при построении графика фиг. 13, для заметного уменьшения погрешности период осреднения должен равняться нескольким минутам.

В начале полета, когда угол прецессии мал, совпадение углов A и B происходит через более регулярные интервалы времени, и угловая скорость ω_3 может быть найдена с удовлетворительной точностью по частоте колебаний мощности радиосигналов или сигналов солнечного датчика. В общем случае для точного определения ω_3 необходимо знать угол прецессии. Обработку опытных данных и определение величины ω_3 нужно производить с помощью уравнений (40) и (41). При измерениях мощности радиосигналов и расчете по уравнению (40) необходимо учитывать, что движение летательного аппарата относительно приемной станции приводит к изменению углов α и β .

ВЫВОДЫ

1. Возможно проведение испытаний ионных двигателей в космическом пространстве при достижимых значениях тяги и продолжительности полета с использованием батарей в качестве источников энергии и существующих ракет-носителей для вывода на траекторию.

2. Для запуска с Земли летательного аппарата с ионным двигателем тягой $4,54 \text{ Г}$, снабженного батареями и системой телеметрии, может быть использована сравнительно недорогая ракета-носитель «Скаут». Продолжительность испытаний составит при этом $1,4 \text{ час}$.

3. Тяга ионного двигателя может быть определена по изменениям траектории, по движению летательного аппарата относительно свободно движущегося тела и по угловому ускорению летательного аппарата. Последний способ представляется наиболее простым и точным.

4. При испытаниях с измерением углового ускорения для увеличения угловых ускорений и уменьшения погрешностей, связанных с упругостью летательного аппарата, момент инерции относительно оси собственного вращения должен быть меньше момента инерции относительно осей, перпендикулярных оси собственного вращения. Для того чтобы угловое ускорение зависело только от тяги двигателя, моменты инерции относительно осей, перпендикулярных оси вращения, должны быть равны между собой.

5. Погрешности измерения тяги, обусловленные влиянием магнитного поля Земли, пренебрежимо малы; путем надлежащего выбора конструкции аппарата можно также уменьшить до пренебрежимо малой величины погрешности, вызванные упругостью летательного аппарата.

6. Скорость вращения можно определять с помощью акселерометра, инерционного выключателя или скоростного гироскопа. Частота изменения выходного сигнала этих приборов связана с угловой скоростью собственного вращения и не зависит от угла прецессии и ориентации летательного аппарата. Для определения скорости вращения можно использовать также сигналы солнечных датчиков или радиосигналы. Однако в этом случае должны быть известны угол прецессии и ориентация летательного аппарата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schult R. W., Stafford W. T., «The State of Development of Silver Oxide-Zinc and Nickel-Cadmium Batteries, Rep. № STL/TR-60-0000-09034, Space Technol. Lab. Inc., Los Angeles, Calif., Feb. 1960.
2. «Scout Manual, Appendix D», National Aeronautics and Space Administration, Langley Field, Virginia, Sept. 19, 1960.
3. Slater J. C., Frank N. H., «Mechanics», McGraw-Hill, N. Y., 1947, ch. V and VI.
4. Smythe W. R., Static and Dynamic Electricity, McGraw-Hill, N. Y., 1950, p. 417.
5. Pilkington W. C., Wells W. W., «Vehicle Motions as Inferred from Radio-Signal-Strength Records», Avionics Research: Satellites and Problems of Long Range Detection and Tracking, Pergamon Press, N. Y., 1960.

Контрольно-измерительные приборы для испытаний ионного двигателя

А. Г. Вебер, А. В. Томпсон, У. Д. Робинсон

В работе кратко изложены некоторые соображения о разработке программы летных испытаний ионного двигателя. Приводятся характеристики ракеты «Скаут», данные о плотности атмосферы, источниках энергии и упрощенная схема компоновки испытуемого двигателя. Кроме того, рассматриваются приборы и оборудование для таких испытаний и вопросы диагностики ионного пучка.

1. ЗАДАЧИ ИСПЫТАНИЯ ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Программа создания приборов и оборудования для испытания ионного двигателя должна основываться на четком понимании решаемых задач. Основным условием, которое следует иметь в виду, является необходимость проведения как наземных, так и летных испытаний. Эти испытания должны дополнять друг друга и вестись в строгой последовательности.

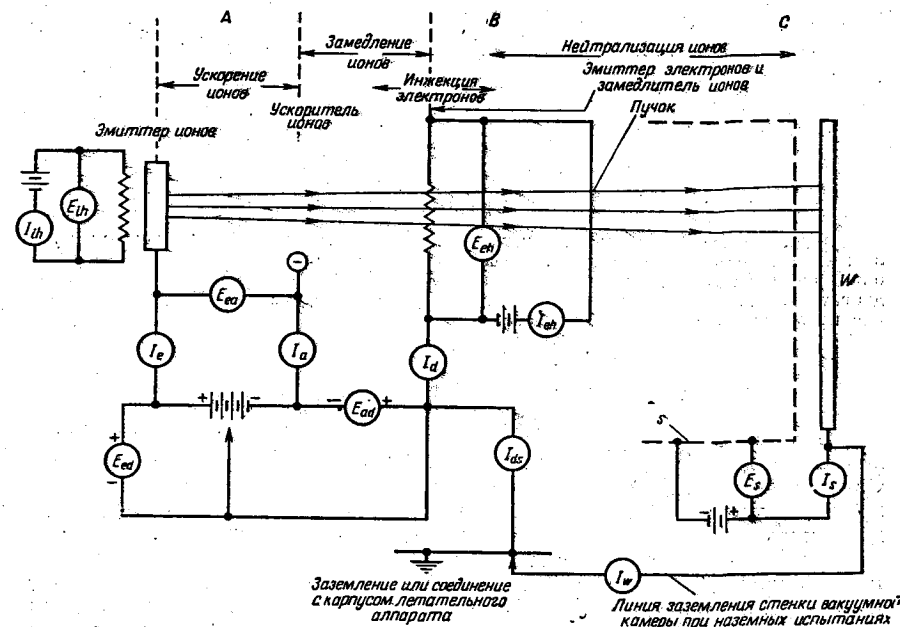
При наземных испытаниях пучок ионов окружен металлическими стенками вакуумной камеры, что автоматически гарантирует саморегулирование двигателя, баланс зарядов и нейтрализацию пучка ионов. Для иллюстрации сказанного рассмотрим фиг. 1. Эмиссия положительных ионов создает пучок положительных зарядов, движущихся в ускорительно-замедлительной области, и одновременно вызывает в проводах, соединяющих эмиттер ионов и батарею, поток электронов, текущий как к нити электронного эмиттера, так и к стенкам вакуумной камеры. Положительные ионы пучка движутся в области между эмиттером электронов и ограничивающей пучок стеной вакуумной камеры. В то же время электроны из эмиттирующей нити и электроны, выбиваемые из стенок вакуумной камеры в результате вторичных процессов: бомбардировки стенок положительными ионами, фотоэмиссии и т. д., стремятся смешаться с положительными ионами.

Достигаемая при этом электрическая нейтральность может быть названа квазинейтрализацией пучка.

Для сведения к минимуму эффекта воздействия стенок, окружающих пучок ионов, можно было бы воспользоваться сеткой для подавления вторичной эмиссии (s на фиг. 1). Однако при наземных испытаниях никогда нельзя в точности воспроизвести условия в космосе. Правда, и при летных испытаниях не обеспечиваются условия «идеального» свободного пространства, поскольку на небольшой высоте в окружающей среде присутствуют нейтральные атмосферные частицы, а на больших высотах — плазма космоса.

На фиг. 2 показано изменение плотности нейтральных и заряженных частиц атмосферы по высоте. Так, на высоте 500 км в 1 см³ имеется около 10⁸ нейтральных частиц и около 10⁵ электронов (а следовательно, и 10⁵ положительных ионов в соответствии с условиями нейтральности). С увеличением высоты эти значения уменьшаются, но даже на высоте 3000 км в 1 см³

содержится около 10⁴ нейтральных частиц и 10³ электронов (10³ положительных ионов). Вероятно, в солнечной системе плотность заряженных частиц нигде не снижается до существенно меньшей величины. Следовательно, если рассматривать явление качественно, вытекающий из двигателя пучок



Фиг. 1. Схема ионного двигателя.

А — область ускорения положительных ионов; В — С — области истечения нейтрализованного пучка положительных ионов (А, В и С имеют тот же смысл, что и на фиг. 6); I_{th} — ток нагревателя источника ионов; E_{th} — напряжение нагревателя источника ионов; I_e — ток ионной эмиссии; E_{ea} — падение напряжения между эмиттером ионов и ускорителем; I_a — ток электрода ускорителя ионов; I_d — ток электрода замедлителя ионов; E_{ad} — повышение напряжения между ускорителем и замедлителем ионов; I_{eh} — ток эмиттера электронов; E_{eh} — напряжение эмиттера электронов; s — сетка, подавляющая вторичную эмиссию (полностью окружающая пучок ионного двигателя для уменьшения вторичных эффектов, связанных со стенками вакуумной камеры при наземных испытаниях); W — стенка вакуумной камеры; E_s — падение напряжения между отражающей сеткой и стенками вакуумной камеры; I_s — ток от отражающей сетки к стенкам вакуумной камеры; I_{ds} — ток с замедляющего электрода на землю или на корпус летательного аппарата; E_{ed} — напряжение между эмиттером ионов и землей или летательным аппаратом; I_w — ток между стенками вакуумной камеры и землей (при наземных испытаниях).

ионов в полете окружен большим количеством материала, из которого благодаря электростатическим силам притяжения могут быть получены нейтрализующие пучок электроны. Аналогично электрический заряд (положительный или отрицательный), возникающий на поверхности летательного аппарата с ионным двигателем, может быть нейтрализован, так как вся ракета будет вести себя как заряженное тело, движущееся в плазме.

Если предположить, что пучок ионов имеет удельный импульс 10⁴ сек и плотность тока ионов 10⁻² а/см², то концентрация электронов, необходимая для его нейтрализации, должна составлять 10¹⁰ см⁻³. На высоте 500 км плотность электронов составляет ~ 10⁵ см⁻³, а радиус Дебая ~ 0,1 см.

Таким образом, плотность электронов в космосе мала сравнительно с плотностью электронов, потребной для нейтрализации пучка ионов. Однако наличие этих электронов может иметь большое влияние на общее взаимодействие пучка ионного двигателя с плазмой космоса.

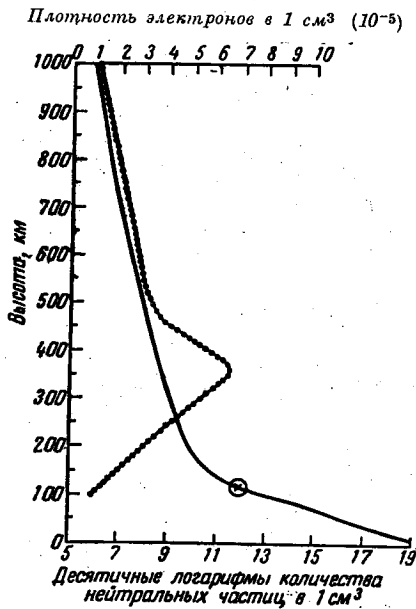
Другим важным соображением при рассмотрении программы испытаний ионного двигателя является то, что ионные двигатели komponуются из многих ячеек. Поэтому понимание процесса взаимного влияния нескольких параллельных ионных пучков и измерение величины этого взаимодействия должно явиться предметом исследования как при наземных, так и при летных испытаниях. Учитывая сказанное, испытание в космосе единичного пучка ионов, по-видимому, не имеет смысла. Оно оправдано лишь в том случае, если является предварительным этапом испытаний системы ионных пучков.

Может оказаться, что при одном и том же летном испытании будут исследоваться и единичный пучок, и система пучков ионов. В этом случае должна быть предусмотрена возможность как раздельной работы элементов системы, так и совместные испытания многих ячеек в различных комбинациях.

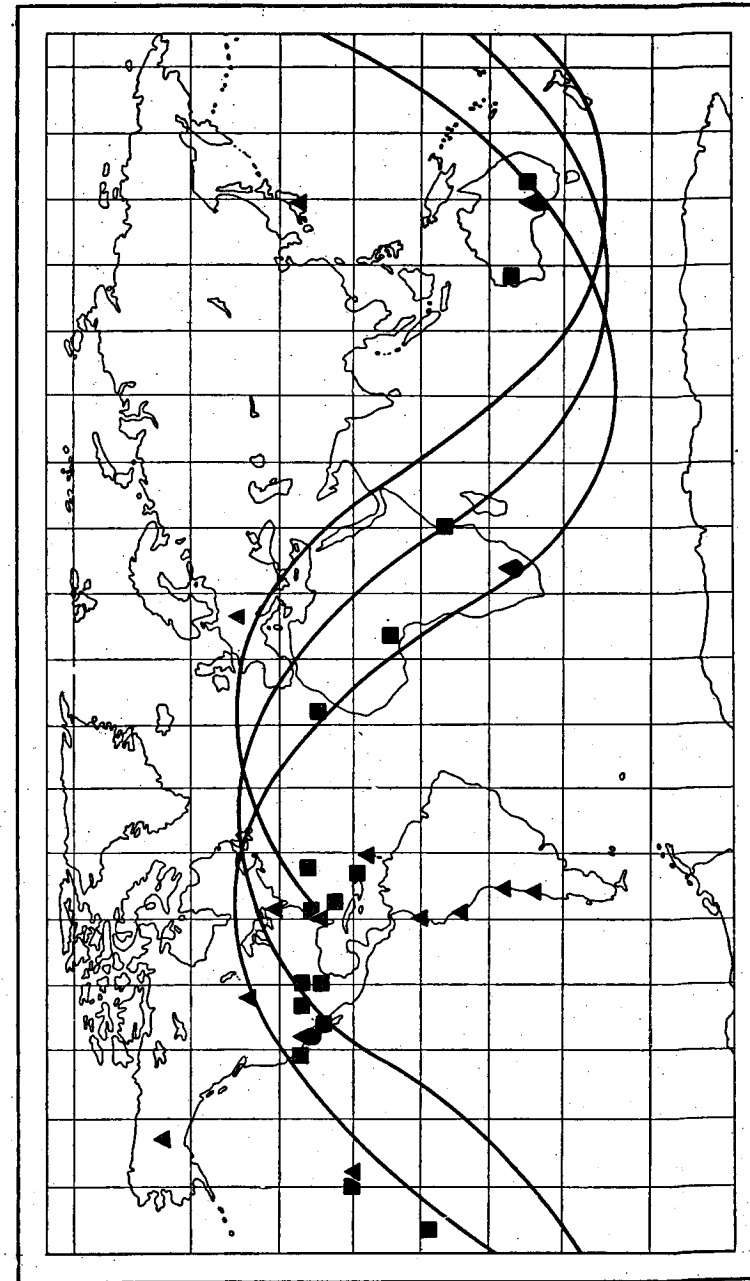
В виде примера рассмотрим требования, предъявляемые к летным испытаниям ионного двигателя с мощностью пучка эмиттируемых ионов порядка 1 кВт при его общем поперечном сечении вблизи выходных ускоряющих электродов от 10 до 50 см^2 . Тогда, если принять общий п. п. д. системы равным 50% , потребуется мощность источника энергии 2 кВт . Из диаграммы фиг. 3, показывающей, какой тип источника электрической энергии наиболее целесообразен при данных мощности и времени работы [7], видно, что источником энергии при кратковременных летных испытаниях может служить аккумуляторная батарея. Для испытаний в течение 1 час потребуется батарея аккумуляторов весом 18 кг , поскольку современные серебряно-цинковые (ZnAgO) аккумуляторы при высоких токах разрядки обладают емкостью 110 вт-ч на 1 кг веса.

Оборудование и приборы, которые должны быть выбраны или разработаны для наземных и летных испытаний, также определяются характером космических испытаний и их продолжительностью. Первоначальные летные испытания не должны быть продолжительными. Ясно, что основные измерения параметров процесса возникновения пучка ионов, его формирования, ускорения и нейтрализации могут быть выполнены за $0,5-1 \text{ час}$. Этот период времени достаточен также для передачи телеметрических данных с учетом возможных трудностей, связанных с прохождением сигнала и радиопомехами.

Чтобы сделать выбор между испытаниями на ракетах-зондах и на спутниках, необходимо иметь в виду такие факторы, как стоимость испыта-

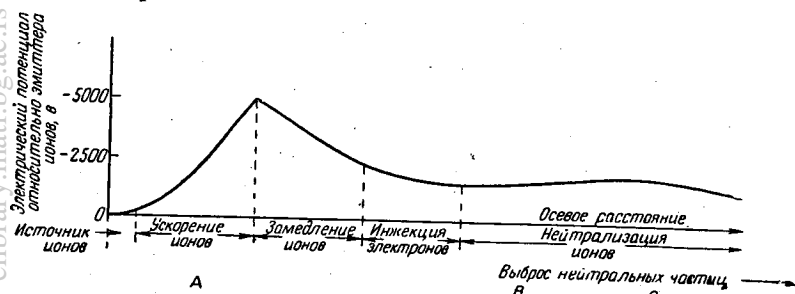


Фиг. 2. Плотность атмосферы.
 ● — ● — ● плотность электронов;
 — плотность нейтральных частиц;
 ⊗ плотность частиц в струе $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$.



Фиг. 5. Комплекс наземных станций NASA для слежения за космическими летательными аппаратами. ● — станция слежения «Толдстоун»; ▲ «Манитрак»; ■ «Меркурий».

В электронике имеются стандартные приемы регулирования напряжений различных электродов и потоков электронов, и, естественно, они могут быть применены также и при испытаниях и эксплуатации ионных двигателей. На фиг. 1 схематически показано устройство для измерения потока электронов и напряжений в ионном двигателе. В качестве отсчета уровня потенциала взят замедляющий электрод, соединенный с землей или с массой летательного аппарата.



Фиг. 6. Распределение электрического потенциала вдоль оси ионного двигателя (см. фиг. 1).

При наземных испытаниях торец вакуумной камеры w соединен с замедляющим электродом, чтобы, насколько это возможно, снять поле между замедляющим электродом и стенками камеры, поскольку в этом пространстве происходит движение нейтрализованного пучка ионов.

Помимо электроизмерительного оборудования, все электроды должны иметь термомпары для контроля за их температурой.

На фиг. 6 приведено ожидаемое распределение электрического потенциала по оси установки, показанной на фиг. 1.

2.2. Приборы для определения характеристик ионного пучка

Зонд, вводимый в различные точки пучка ионов, является наипростейшим средством его диагностики, непосредственно измеряющим интересующие нас величины. Им могут быть легко замерены потоки (ионов, электронов и нейтральных частиц) и потенциалы в пучке при строго определенных условиях.

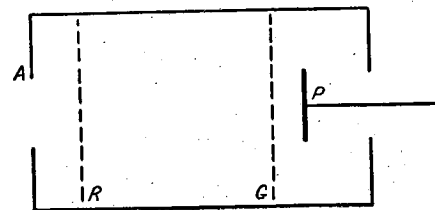
Конструкция зондов может быть различной. При измерениях в быстро движущейся плазме, которая может быть полностью или частично ионизована, к выбору типа прибора надо подходить осторожно. Может случиться, что показания зондов будут интерпретированы совершенно неправильно. Следовательно, на наземной стадии испытаний должны быть проведены полные исследования зондов. Некоторые типы зондов должны тарироваться и взаимно проверяться. После проведения полной программы исследования зондов можно переходить к полетам. Для летных испытаний будут отбираться наиболее надежные типы приборов. Эти приборы должны быть проще по конструкции, а их число — меньше, чем при стендовых испытаниях.

Описываемые ниже зонды можно поделить на две основные группы: инструментальные зонды и зонды, использующие элементарные частицы.

2.2.1. Инструментальные зонды

Ловушка Фарадея. Этот зонд (фиг. 7) имеет коллектор P , выполненный в виде металлической пластины или провода. Коллектор служит для сбора

положительных ионов и поддерживается под отрицательным потенциалом. Сетка для подавления вторичных электронов (G) находится под отрицательным потенциалом 100 в по отношению к коллектору P . Металлический коллектор P , сетка G и тормозящая сетка R смонтированы внутри электростатически экранирующего металлического корпуса, имеющего небольшое отверстие A . Для получения дифференциальных характеристик пучка зонд



Фиг. 7. Зонд-ловушка Фарадея.

A — входное отверстие; R — сетка под задерживающим потенциалом; G — сетка для подавления вторичной электронной эмиссии (под отрицательным потенциалом относительно P); P — пластина ионного коллектора.

должен быть небольших размеров (диаметром и длиной несколько миллиметров), в то время как для определения интегральных характеристик требуются большие зонды.

Распределение плотности тока положительных ионов измеряется перемещением зонда по поперечному сечению пучка и регистрируется осциллографом или при помощи иной быстродействующей электронной схемы. Необходимо предусмотреть определенные меры для защиты зонда от эрозии в процессе измерений. В частности, можно использовать для зонда металл достаточной толщины. Другой способ защиты состоит в применении затвора перед зафиксированным в определенной позиции зондом. Затвор быстро открывается и после отбора пробы ионного потока закрывается. Он должен быть сконструирован так, чтобы мог выдержать интенсивную бомбардировку ионами.

Двойной зонд Лангмюра [1, 2]. Это электростатический зонд, состоящий из небольших плоских или сферических электродов либо из цилиндрических проводов, находящихся под соответствующим потенциалом (обычно на зонд подается последовательность импульсов напряжения пилообразной формы). С электродов снимают вольтамперную характеристику ионизованного газа, из которой при соответствующих условиях (медленно движущаяся нейтрализованная плазма) можно определить температуру электронов, плотность электронного газа и потенциал исследуемой области. Чаще применяется более простая цилиндрическая геометрия [1]. Эти приборы могут протягиваться через пучок или последовательно устанавливаться в различных его точках (в последнем случае должен применяться защитный затвор, как было указано выше).

Для регистрации показаний применяется обычный осциллограф.

Зонд Лангмюра — Тейлора [3]. Это детектор нейтральных атомов, обычно состоящий из подогреваемой вольфрамовой нити диаметром около $0,025 \text{ мм}$. Зонд отмечает нейтральные атомы, первый потенциал ионизации которых меньше, чем работа выхода вольфрама (энергия ионизации цезия $3,8 \text{ эв}$ при работе выхода вольфрама $4,52 \text{ эв}$).

Сталкивающийся с нитью атом щелочи передает ей свой валентный электрон, а положительный ион десорбируется. Таким образом, электронный ток на вольфрамовую нить характеризует поток нейтральных атомов на поверхность нити.

Воздействие на зонд заряженных частиц можно устранить, помещая перед вольфрамовой нитью две параллельные пластины, между которыми создается электрическое поле. Это поле может быть достаточно слабым, поскольку поток ионов, падающий на зонд Лангмюра — Тейлора, можно хорошо сколлаимировать, и вольфрамовая нить, используемая для обнаружения атомов цезия, будет иметь весьма малый диаметр.

Зонд Лангмюра — Тейлора вместе с электростатическим дефлектором заряженных частиц может быть смонтирован в небольшом корпусе зонда Фарадея, в переднем торце которого сделана узкая щель для попадания атомов цезия на детектор.

Используя силу, определяемую векторным произведением плотности тока на магнитную индукцию ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$), можно не допустить попадания на зонд нейтрализованного потока плазмы, в котором присутствуют заряженные частицы.

Этот процесс подробно описан ниже. Он основан на использовании магнитного поля, которое создает силу, отклоняющую поток плазмы от зонда Лангмюра — Тейлора при наличии результирующего тока в плазме. В предельном случае полностью нейтрализованной плазмы (когда $\mathbf{j} = 0$) можно использовать комбинацию электрического поля с силой, определяемой векторным произведением скорости и магнитной индукции $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Этот метод также подробно описан ниже. Он основан на изменении скорости дрейфа \mathbf{v} , направленной перпендикулярно взаимно ортогональным векторам электрического и магнитного полей.

Термоионный зонд и зонд Росси. Для измерения потенциала исследуемой области, плотности ионного тока и распределения энергии ионов и электронов в движущемся, частично нейтрализованном плазменном или ионном пучке применяются два вида зондов.

Эти зонды конструктивно просты, и их показания легко интерпретируются.

Термомиссионный зонд для измерения пространственного потенциала. Этот зонд состоит из небольшой (длиной около 1 мм) нити накала, эмиттирующей электроны, или (лучше) из небольшого эквипотенциального катода с косвенным подогревом, соединенного с источником регулируемого напряжения. Он снабжен микроамперметром и вольтметром для измерения разности потенциалов между зондируемой точкой и землей (или летательным аппаратом). Для измерения пространственного потенциала на зонд, эмиттирующий электроны, подается потенциал, отрицательный относительно пространственного потенциала в точке установки зонда. Затем постепенно потенциал зонда повышается до тех пор, пока микроамперметр не зафиксирует прекращение эмиссии электронов в окружающую область. При этом вольтметр покажет потенциал в точке пространства по отношению к земле или к поверхности ракеты. Зонд может быть быстро введен в плазму или ионизованный газ; при этом напряжение относительно уровня отсчета будет изменяться линейно по времени, давая вольтамперную характеристику, по которой определяется искомый потенциал пространства.

Этот зонд вполне пригоден для измерения осевого распределения пространственного потенциала, показанного на фиг. 6.

Зонд Росси. Зонд представляет собой ловушку Фарадея с собирающим электродом, отражающей электроны сеткой (или сетками) и сеткой, подающей вторичную эмиссию. Этот зонд в основном применяется для измерения плотности ионного тока при различных уровнях энергии ионов. Измерение производится путем быстрой подачи на зонд положительного напряжения, достаточно большого для сведения тока положительных ионов на коллектор к нулю.

Результирующая вольтамперная характеристика дает непосредственно плотности тока ионов различных энергий, которые определяются значением задерживающего потенциала на коллекторе.

Калориметрические зонды. Конструкция этих зондов, разработанных Л. Болдуином (Исследовательский центр Льюиса), основана на применении тонких подогреваемых вольфрамовых нитей (как правило, диаметром 0,02 мм и менее и длиной несколько миллиметров).

Калориметрические зонды с охлаждаемыми токопроводами помещают непосредственно в пучок ионов, и по нагреву нити судят о мощности падающего на зонд пучка ионов. Распределение мощности по сечению пучка ионов может быть получено либо установкой гребенки таких зондов, либо перемещением зонда в поперечном сечении пучка. Чаще всего их применяют для замера относительной мощности, но они могут быть протарированы и для замера абсолютных величин.

Распределение расхода по сечению в областях $B - C$ (фиг. 6) в зависимости от расстояния от источника дает возможность быстро и просто определить геометрию распространения пучка и эффективно проконтролировать нейтрализацию заряда в этой критической области.

Плазменные зонды. Эти зонды предназначены для определения характеристик плазмы. Их разработку и исследование пока нельзя считать законченными.

Зонд для определения плотности тока в плазме. Если плотность тока в секции ионного двигателя, где происходит нейтрализация, равна \mathbf{j} , то наличие магнитного поля \mathbf{B} приводит к отклонению ионного пучка под действием силы, равной $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Если же $\mathbf{j} = 0$, то электрическое поле \mathbf{E} в комбинации с магнитным приводит к появлению у плазмы скорости \mathbf{v} в соответствии с уравнением переноса:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0.$$

Это явление может быть использовано в небольшом зондовом устройстве, предназначенном для исследования основных свойств плазмы пучка в зоне нейтрализации.

Магнитный зонд [4]. В этих зондах весь поток плазмы (или часть его) проходит через открытый с концов осевой соленоид. Изменение магнитного потока, вызываемое плазмой, индуцирует токи в соленоиде.

Соленоид должен быть электростатически экранирован от плазмы, поскольку в ряде случаев она обладает большим электростатическим потенциалом, который может вызвать пробой.

2.2.2. Зонды, использующие элементарные частицы

Для исследований ионного двигателя при наземных испытаниях возможно потребуются более тонкие, чем описанные выше, приборы. Все инструментальные зонды: а) вносят возмущения в поток плазмы или ионов; б) нагреваются падающим на них пучком до высокой температуры и поэтому имеют малый ресурс работы и в) испаряясь, загрязняют поток.

Можно использовать зонды, практически не влияющие на поток ионов и плазмы. К ним относятся:

Электронные зонды

В качестве источника электронов используется электронная пушка с медленными электронами (несколько сот эВ), создающая широкий пучок, который перекрывает пучок ионов (фиг. 6, область А). В пучке поло-

жительных ионов происходит электронно-ионное рассеяние. В результате на флуоресцирующем экране или другом приборе, дающем изображение электронов, получают теневое изображение пучка положительных ионов. Электронный зонд также успешно применяется и для получения теневого изображения пучка электронов. Для наблюдения предпочтительно применять электрические средства регистрации, а не фотографирование. При наземных испытаниях электронный зонд может применяться и как основной прибор для измерений и тарировки инструментальных зондов, предназначенных для измерения плотности потока ионов и формы ионного пучка. Если же электронная пушка потребует и в летных испытаниях ионного двигателя, (что нежелательно), возможна телевизионная передача изображения электронной тени ионного пучка.

В дополнение к описанному способу замеров с помощью широкого электронного пучка может быть использован высококоллимированный пучок электронов. По его преломлению определяется степень нейтрализации пучка ионного двигателя.

Нейтронные зонды

В плазму или ионизированный газ могут быть введены нейтроны, которые будут претерпевать там рассеяние. Если вводятся очень медленные нейтроны, то очевидно, что распределение их по энергиям будет подобно распределению по энергиям частиц, на которых произошло рассеяние. Таким образом, с помощью рассеянных нейтронов можно измерить распределение энергии ионов или атомов (рассеяние нейтронов является ядерным процессом, не зависящим от степени ионизации газа). Помимо этого, число рассеянных нейтронов определит плотность тяжелых частиц в плазме. Следовательно, этим методом может быть измерена как температура, так и плотность частиц плазмы. Метод нейтронного зондирования особенно удобен в случае рассеяния медленных нейтронов на водороде, благодаря его большому сечению рассеяния [5].

В работе [6] отмечалось, что до сих пор не имелось прямого и простого метода измерения температуры и плотности ионов. Метод нейтронного зондирования для этой цели вполне приемлем.

Зонды, использующие рентгеновские лучи

Для облучения строго определенных участков ионного пучка можно использовать рентгеновские лучи. Выделение объема в пучке производится коллимированием с помощью щелей как падающего, так и рассеянного рентгеновского излучения. Для определения числа рассеивающих электронов регистрируются рассеянные на них фотоны рентгеновских лучей. По числу рассеивающих электронов определяется плотность газа (нейтральных частиц и ионов). Результаты измерений практически не зависят от ионизации, но в случае необходимости измерения могут быть скорректированы с учетом рекомбинирующих электронов.

Световые зонды

Для измерения плотности газа и ионов может быть применен метод, основанный на явлении рассеяния фотонов видимого света.

Применение зондов, использующих элементарные частицы (электроны, нейтроны и фотоны), очевидно, целесообразно для прецизионных измерений в ионизованном газе и плазме. Однако эти зонды в настоящее время не могут непосредственно использоваться при испытаниях ионного двигателя. При-

менение их оправдано для проведения фундаментальных исследований при наземных испытаниях и для тарировки более простых инструментальных зондов.

2.2.3. Установка зондов при измерениях

Необходимо применять зонды различных типов, особенно на наземной стадии испытаний, так как приходится исследовать не только сам пучок, но и вторичные явления на стенках вакуумной камеры. Для обнаружения вторичной эмиссии от стенок вакуумной камеры в пучок ионов необходимо устанавливать ось приемного отверстия зонда под разными углами к оси пучка, в том числе и по нормали к ней. Для обнаружения обратного тока ионов на стадии летных испытаний также целесообразно устанавливать зонды так, чтобы их приемное отверстие было обращено в сторону истечения струи двигателя.

2.3. Зондовые измерения в процессе испытаний ионных двигателей

При всех видах испытаний, как наземных, так и летных, с помощью зондов необходимо исследовать и определить следующие характеристики:

а. Электрический потенциал ионного пучка по всей его длине от источника ионов вплоть до стенки камеры (наземные испытания) или по длине выхлопной струи (летные испытания). Для точного построения кривой распределения потенциалов по длине необходимо произвести достаточное число замеров. Из распределения, показанного на фиг. 6 (где видны пять областей), можно заключить, что для различных расстояний по оси струи следует установить минимум 8 датчиков.

На основании анализа данных наземных испытаний надо определить комплекс измерений, необходимых при летных испытаниях. Например, наземные исследования должны выявить, необходимо ли измерять распределение потенциала по радиусу пучка в каждом сечении.

На наш взгляд наилучшими зондами для подобных измерений являются термоэмиссионные. При наземных испытаниях целесообразно применять двойные зонды Лангмюра для сравнения результатов, полученных различными методами.

б. Мощность пучка положительных ионов. В системах с малыми потерями (на разработку которых и направлены усилия) мощность пучка может быть определена произведением ионного тока на эффективную ускоряющую разность потенциалов $[I_e(E_{ea} - E_{ad})]$.

Этот метод измерения мощности должен дополняться измерениями мощности струи за выходящим электродом при помощи зонда Фарадея и калориметрического зонда Болдуина. Эти зонды, измеряющие плотность тока, могут быть выполнены дифференциальными (замеряющими лишь известную часть общего потока пучка) или интегральными (перекрывающими весь пучок или относительно большую часть его сечения). В первом случае дифференциальная плотность тока должна быть умножена на эффективное поперечное сечение пучка. Общий ток затем умножается на $(E_{ea} - E_{ad})$ — эффективный ускоряющий потенциал положительных ионов (см. фиг. 1).

в. Нейтрализация пучка. Простейшим методом контроля нейтрализации положительных ионов (фиг. 6, область В), по-видимому, является измерение геометрического расхождения пучка ионов в различных сечениях по оси потока в области нейтрализации и в области выхлопа (фиг. 6, область В — С).

Это достигается применением калориметрического зонда Болдуина. Предыдущие три измерения при помощи зондов в совокупности с регистрацией напряжений и токов по электроизмерительным приборам (см. фиг. 1) позволяют провести полный и надежный контроль работы двигателя и заметить любое нарушение режима его работы.

К возможным дополнительным измерениям в условиях летных испытаний при помощи зондов, имеющих в настоящее время достаточную точность и надежность, относится измерение отношения числа ионов к числу атомов в нейтрализованном пучке. Положительные ионы пучка могут быть зарегистрированы при помощи ловушки Фарадея или термоэмиссионным чашкообразным зондом. Регистрация нейтральных атомов пучка может быть произведена зондом Лангмюра — Тейлора с пластинками, отклоняющими заряженные частицы, и магнитным полем. Измерение указанного выше отношения на наземной стадии испытаний должно дать сведения о необходимости проведения таких испытаний в полете.

2.4. Зондовые измерения при наземных испытаниях ионного двигателя

Прочие зонды, описанные в разделе «Инструментальные зонды», применимы в наземных испытаниях.

Для лучшего понимания процессов в ионном двигателе необходимо получить большое число основных данных о пучке ионов. Трудно переоценить важность накопления максимально возможного количества данных еще до начала летных испытаний. Поэтому наземные испытания должны включать исследования основных принципов работы ионного двигателя. Помимо измерений распределения электрического потенциала, мощности пучка, нейтрализации ионного пучка и отношения числа ионов к числу атомов, необходимо получить следующие данные:

- распределение энергии (температуры) электронов, их скорости и плотности (зонд Лангмюра — Тейлора);
- распределение энергии (температуры) ионов, их скорости и плотности (зонды Росси и Фарадея);
- плотность нейтральных частиц (зонд Лангмюра — Тейлора);
- свойства плазмы пучка (плазменные зонды);
- магнитные свойства пучка (магнитные зонды).

2.5. Основные приборы и оборудование для предварительных исследований

Хотя в данной работе не предполагалось анализировать приборы для предварительных исследований, следует учитывать, что тип приборов для испытаний ионного двигателя в значительной мере зависит от приборов, использованных в предварительных испытаниях.

До практического создания ионного двигателя должны быть проведены исследования его с помощью счетных и моделирующих машин. Эти исследования весьма полезны при проектировании приборов для наземных и летных испытаний; в них решаются следующие задачи:

- определение траекторий ионов и электронов;
- определение электрических и геометрических характеристик электродов.

При помощи моделирующих устройств можно определить возможные траектории ионов, образующихся в различных точках двигателя. Большое значение при этом имеют медленные ионы, возникающие при соударении быстрых (ускоренных) ионов с медленными нейтральными атомами с обме-

ном зарядами между ними. Эти медленные ионы могут быть перехвачены ускоряющими электродами, на которые они оказывают вредное воздействие.

Возможности уменьшения этого вредного воздействия путем надлежащего выбора формы электродов и за счет других факторов могут быть исследованы на моделирующих устройствах. В связи с этим заслуживает внимания метод быстрого изготовления электродов из легко обрабатываемых материалов с последующим покрытием их проводящей металлической пленкой.

Другим основным типом прибора, используемого как при предварительных исследованиях, так и при испытаниях ионного двигателя, является ионный масс-спектрометр. Анализ заряженных и нейтральных частиц, испускаемых ионным двигателем, может дать ценные сведения о содержании в пучке примесей рабочего тела и материала электродов.

2.6. Предварительные выводы

а. Оборудование и приборы для контроля процесса образования пучка могут быть стандартизированы и включать аппаратуру для измерения напряжений и тока на всех электродах двигателя, а также для измерения напряжения и тока на стенках вакуумной камеры (при наземных испытаниях). Эти напряжения и токи легко контролируются. Следует также контролировать температуру электродов.

б. Измерения параметров пучка при наземных и летных испытаниях могут быть ограничены снятием при помощи зондов следующих характеристик:

- электрического потенциала по оси струи;
- мощности пучка положительных ионов;
- нейтрализации пучка;
- отношения числа ионов к числу атомов в нейтрализованном пучке (характеристика менее существенная, чем предыдущие).

Следует подчеркнуть, что именно наземные испытания определяют, какие из описанных зондов должны быть применены при летных испытаниях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Brown Th. B., Ed., «The Taylor Manual», Addison-Wesley Publishing Co. Inc., Reading, Mass., 1959, pp. 450—453.
- Bogess, «Electrostatic Probe Measurements of the Ionosphere», Scientific Rep. № GS-1, Univ. Michigan, College of Eng. Ann Arbor, Nov. 1959; also Hok, Spencer, Reifman, Dow, «Dynamic Probe Measurements in the Ionosphere», Scientific Report № FS-3, Univ. Michigan, Res. Inst. Ann Arbor, Nov. 1959.
- Rabi I. I. et al., *Phys. Rev.*, 55 (1939).
- Marshall J., «Plasma Guns and Entropy Trappings», presented at Thermonuclear Plasma Physics Symposium, Am. Phys. Soc., Gatlinburg, Tenn., Aug. 1960.
- Delaney R. M., Weber A. H., «Scattering of Slow Neutrons by Ionized Gases», Saint Louis Univ., Mo., Office of Ordnance Res. Contract.
- Grien H., Shock Compression and Heating, presented at Thermonuclear Plasma Physics Symposium, Am. Phys. Soc., Gatlinburg, Tenn., Aug. 1960.
- Atomic International Representative, частное сообщение.

Из заключительного выступления

Э. Штулингер

Электрические двигательные системы, являющиеся третьей (наряду с химическими и ядерными) основной разновидностью двигателей, привлекли к себе широкое внимание инженеров и ученых лишь в последнее время. Вследствие малой величины тяги применение этих систем в непосредственной близости от Земли невозможно. Быстрое развитие мощных ракет-носителей в последние годы обусловило возможность разработки реальных планов полетов вне атмосферы. Если несколько лет назад казалось, что удельная мощность источников электроэнергии, предназначенных для использования на космических кораблях, не превысит $0,1 \text{ квт/кг}$, то проводимые сейчас инженерные проработки указывают на возможность получения удельной мощности свыше $0,3 \text{ квт/кг}$ при мощности порядка 1000 квт . Можно ожидать, что в течение этого десятилетия с помощью ракеты-носителя «Сатурн» и электрических двигательных систем будут осуществлены невыполнимые до сих пор проекты: исследование космического пространства с измерением радиации, магнитных полей и солнечной активности при полете по спирали с начальной орбиты высотой 550 км до высот $40\,000$ — $60\,000 \text{ км}$; исследование околосолнечного пространства при полете по спирали по направлению к Солнцу; измерение радиации и метеоритной опасности при облете Солнца по орбите, выходящей из плоскости эклиптики; исследование межпланетного пространства вплоть до Плутона; наблюдения планет (включая Юпитер и Сатурн) в непосредственной близости от них. Наличие при этих исследованиях на борту летательного аппарата больших электрических мощностей существенно увеличивает возможности передачи данных, в том числе и телевизионных изображений.

Наряду с большим научным значением перечисленные исследования будут способствовать также созданию базы для полетов человека в космосе с помощью химических или ядерных двигателей. Несомненно, что в 1970—1980 гг. будут созданы электрические двигательные системы для полетов на Луну и ближайшие планеты. Они найдут также применение для полетов человека к планетам с возвращением на Землю. Особым преимуществом электрических двигательных систем для обитаемых летательных аппаратов является возможность полета со значительной полезной нагрузкой. Так, относительный вес полезного груза при полете на Марс с возвращением на Землю составит 40 — 50% . В связи с этим на летательных аппаратах с электрическими двигателями можно создать комфортабельные условия для размещения экипажа без значительных ограничений в потреблении электроэнергии и с искусственным полем тяготения порядка $0,1$ — $0,2 g$.

В связи с быстро растущим интересом к электрическим двигателям Комитетом ионных и плазменных двигателей Американского Ракетного Общества и была организована эта конференция специалистов в Монтерее.

Конференция прошла при высокой активности и сопровождалась плодотворными дискуссиями. Она показала реальность разрабатываемых в настоящее время проектов ионных двигательных систем. По общему мнению, возможность создания таких систем не вызывает сомнений, они полезны и даже незаменимы для отдельных видов космических полетов. Поэтому работы в этом направлении необходимо продолжать. Исследования по ионным двигательным системам развиваются в двух направлениях: 1) научно-исследовательские работы по изысканию новых принципов и анализу и объяснению обнаруженных явлений и 2) инженерно-технические работы по созданию на основе установленных принципов систем с высоким к. п. д., большим ресурсом, низкими тепловыми потерями, малым весом и высокой надежностью.

Во всех направлениях теоретических и экспериментальных работ наблюдается обнадеживающий прогресс. Однако очевидно, что создание ионных двигательных систем включает все основные элементы разработки любых новых двигательных установок и что для достижения высоких эффективности и надежности, отличающих современные химические системы, необходимо преодолеть серьезные трудности и выполнить большой объем исследовательских и инженерных работ.

Проблема нейтрализации пучка ионов за двигателем в настоящее время не имеет не только полного решения, но и удовлетворительной постановки. Учет распределения скоростей, упругого и неупругого рассеяния, безграничности пространства, нескольких возможных видов обмена энергией, трехмерного характера явления и нестационарности приводит к огромным аналитическим трудностям при попытке построения теоретического решения. В экспериментальных исследованиях невозможно создать условия, в достаточной степени приближающиеся к условиям космического пространства. Незбежное влияние стенок камеры, препятствий на пути распространения ионного пучка, вторичной электронной эмиссии со стенок камеры и других конструктивных элементов, присутствие остаточных газов — все это существенно влияет на результаты опытов.

Участниками симпозиума подчеркивается безусловная необходимость проведения испытаний в космосе на ранних стадиях разработки. Информация NASA о запланированных на 1962 г. первых испытаниях ионного двигателя в космосе горячо одобрена участниками симпозиума. Эти испытания должны подтвердить возможность нейтрализации в космическом пространстве и создать основы для разработки надежной и эффективной системы нейтрализации с длительным сроком службы.

УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

Баркатта Ф. (F. Barcatta, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 314.
 Бертоя Б. С., мл. (B. S. Burton, Jr., Convair, Division of General Dynamics Corporation Fort Worth, Texas) 26
 Болдуин Г. К. (G. C. Baldwin, General Electric Company Schenectady, New York) 194
 Болдуин Л. В. (L. V. Baldwin, Lewis Research Center, National Aeronautics and Space Administration Cleveland, Ohio) 297
 Бруэр Г. Р. (G. R. Brewer, Hughes Research Laboratories a Division of Hughes Aircraft Company, Malibu, California) 253
 Вебер А. Г. (A. H. Weber, George C. Marshall Space Flight Center National Aeronautics and Space Administration Huntsville, Alabama) 389
 Галлахер Л. Р. (L. R. Gallagher, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 314
 Гилпин Р. Д. (R. D. Gilpin, Aerojet-General Corporation, Azusa, California) 46
 Де Грофф Г. М. (H. M. DeGross, Midwest Applied Science Corporation Lafayette, Indiana) 180
 Зейтц Р. Н. (Robert N. Seitz, George C. Marshall Space Flight Center NASA, Huntsville, Alabama) 272
 Зуккаро Д. (D. Zuccaro, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 86.
 Карри М. Р. (Malcolm R. Currie, Hughes Research Laboratories a Division of the Hughes Aircraft Company, Malibu, California) 253, 295
 Кауфман Г. Р. (Harold R. Kaufman, Lewis Research Center National Aeronautics and Space Administration Cleveland, Ohio) 13
 Кинзи Ф. (Phillip Kinzie, Convair Division of General Dynamics Corp. San Diego, California Physics Section) 322
 Кинно Г. С. (G. S. Kino, Stanford University, Stanford, California) 134.
 Кистмейкер И. (J. Kistemaker, F. O. M.—Laboratorium voor Massaspectrografie Amsterdam, Holland) 151
 Кроун В. Е., мл. (Victor E. Krohn, Jr., Ramo-Wooldridge a Division of Thompson Ramo Wooldridge, Inc. Canoga Park, California) 61
 Кэш С. У. (Sidney W. Kash, Missiles and Space Division Lockheed Aircraft Corporation) 123
 Майрелс Г. (Harold Mirels, Lewis Research Center National Aeronautics and Space Administration Cleveland, Ohio) 265
 Мейеранд Р. Г., мл. (R. G. Meyerand, Jr., Research Laboratories United Aircraft Corporation East Hartford, Connecticut) 67
 Мур Д. (David Moore, Convair Division of General Dynamics Corporation San Diego, California Physics Section) 322
 Марлоу Д. (D. Marlow, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 314
 Назарян Г. М. (G. M. Nazarian, Ramo-Wooldridge a Division of Thompson Ramo-Wooldridge, Inc. Canoga Park, California) 74
 Петрик И. Н. (E. N. Petrick, Curtiss-Wright Research Division Quehanna, Pa.) 333
 Пидоби П. Р. (P. R. Peabody, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology Pasadena, California) 166
 Питкин Э. Т. (Edward T. Pitkin, ASTRO, a Division of the Marquardt Corporation Van Nuys, California) 146

Радбилл Д. Р. (J. R. Radbill, Aerojet-General Corporation, Azusa, California) 46
 Ридер П. Д. (Paul D. Reader, Lewis Research Center National Aeronautics and Space Administration Cleveland, Ohio) 13
 Робинсон У. Д. (W. J. Robinson, George C. Marshall Space Flight Center National Aeronautics and Space Administration Huntsville, Alabama) 389
 Рол П. К. (P. K. Rol, F. O. M.—Laboratorium voor Massaspectrografie Amsterdam, Holland) 151
 Рос О. (Oldwig von Roos, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, Pasadena, California) 162
 Сандерланд Р. Д. (R. J. Sunderland, Aerojet-General Corporation, Azusa, California) 46
 Селлен Д. М., мл. (J. M. Sellen, Jr., Research Laboratory Ramo-Wooldridge Canoga Park, California) 216
 Спейсер Р. К. (R. C. Speiser, Electro-Optical Systems, Inc., Pasadena, California) 86, 125, 314
 Сэндборн В. А. (V. A. Sandborn, Lewis Research Center National Aeronautics and Space Administration Cleveland, Ohio) 297
 Тилек Д. (D. Telec, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 314
 Тим Д. М. (J. M. Teem, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 86, 160
 Томпсон А. В. (A. W. Thompson, George C. Marshall Space Flight Center National Aeronautics and Space Administration Huntsville, Alabama) 389
 Томс Р. С. Г. (R. S. H. Toms, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 314
 Уорден Д. Г. (David G. Worden, General Electric Company Schenectady, New York) 109
 Уорлок Р. М. (R. M. Worlock, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 125
 Уотсон В. К. Р. (W. K. R. Watson, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 169
 Флуит И. М. (J. M. Fluit, F. O. M.—Laboratorium voor Massaspectrografie Amsterdam, Holland) 151
 Форрестер А. Т. (A. T. Forrester, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 125, 314
 Френч П. (Park French, Thompson Ramo Wooldridge Inc., Cleveland, Ohio) 172
 Халверсон У. Д. (W. D. Halverson, Allison Division of General Motors Corporation Indianapolis, Indiana) 180
 Хантер Р. Е. (Robert E. Hunter, Electric and Advanced Propulsion Branch Propulsion Laboratory Wright Air Development Division) 11
 Харкер К. Д. (K. J. Harker, Stanford University, Stanford, California) 134
 Хасман О. К. (Otto K. Husmann, Curtiss-Wright Corporation, Quehanna, Pennsylvania) 355
 Холмс Р. А. (R. A. Holmes, Midwest Applied Science Corporation Lafayette, Indiana) 180
 Шелтон Г. (H. Shelton, Research Laboratory Ramo-Wooldridge Canoga Park, California) 74, 216
 Шелтон Р. (Russell Shelton, George C. Marshall Space Flight Center NASA, Huntsville, Alabama) 272
 Штулингер Э. (Ernst Stuhlinger, National Aeronautics and Space Administration George C. Marshall Space Flight Center Huntsville, Alabama) 272, 405
 Эйленберг С. Л. (S. L. Eilenberg, Hughes Research Laboratories a Division of Hughes Aircraft Company Malibu, California) 253
 Эллиот Д. Г. (David G. Elliott, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology Pasadena, California) 367
 Эрнстия М. П. (M. P. Ernstene, Electro-Optical Systems, Inc. Pasadena, California) 125, 314
 Эттер Д. Е. (J. E. Etter, Hughes Research Laboratories a Division of Hughes Aircraft Company Malibu, California) 253

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие к русскому изданию	5
А. ИСТОЧНИКИ ИОНОВ	
Р. Е. Хантер. Введение	11
Г. Р. Кауфман, П. Д. Ридер. Экспериментальное исследование характеристик ионных ракетных двигателей с ионизацией рабочего тела электронным ударом	13
Б. С. Бертон, мл. Теоретические и экспериментальные исследования дуоплазматрона	26
Р. Д. Сандерланд, Д. Р. Радбилл, Р. Д. Гилпин. Разработка источника отрицательных ионов	46
В. Е. Крон, мл. Капли жидкого металла для двигателей, использующих тяжелые частицы	61
Р. Г. Мейеранд, мл. Источник плазмы с осциллирующими электронами	67
Г. М. Назарян, Г. Шелтон. Теория ионной эмиссии с пористых сред	74
Д. Зуккарро, Р. К. Спейсер, Д. М. Тим. Характеристики пористых поверхностных ионизаторов	86
Д. Г. Уорден. Влияние структуры поверхности и адсорбции на эффективность ионизации в источниках с поверхностной ионизацией	109
Б. УСКОРЕНИЕ ИОНОВ И ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ	
С. У. Кэш. Введение	123
М. П. Эрнстин, А. Т. Форрестер, Р. К. Спейсер, Р. М. Уорлок. Многопучковые ионные двигатели	125
Г. С. Кино, К. Д. Харкер. Теория объемного заряда для ионных пучков	134
Э. Т. Питкин. Распыление электродов вследствие бомбардировки высокоскоростными ионами	146
П. К. Рол, И. М. Флуит, И. Кистмейкер. Распыление меди при бомбардировке ионами в диапазоне энергий 5—25 кэв	151
В. НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ	
Д. М. Тим. Введение	160
О. Рос. Расчет влияния неполноты нейтрализации пространственного заряда в ионных ракетах (трехмерный случай)	162
П. Р. Пибоди. Численные методы расчета влияния неполноты нейтрализации пространственного заряда в ионных ракетах	166
В. К. Р. Уотсон. О применимости уравнения Больцмана без учета соударений при исследовании нейтрализации ионного пучка	169
П. Френч. Нейтрализация пучка кругового сечения	172
У. Д. Халверсон, Г. М. де Грофф, Р. А. Холмс. Электрогазодинамический подход к задаче о нейтрализации заряда ионного пучка	180
Г. К. Болдуин. Нейтрализация ионных пучков в ионном двигателе при помощи электронной ловушки	194

Д. М. Селлен, мл., Г. Шелтон. Переходные и установившиеся режимы в цезиевых ионных пучках	216
Д. Е. Эттер, С. Л. Эйленберг, М. Р. Карри, Г. Р. Бруэр. Нейтрализация ионных пучков	253
Г. Майрелс. Нейтрализация ионных ракет	265
Р. Н. Зейтц, Р. Шелтон, Э. Штулингер. Современное состояние проблемы нейтрализации ионного пучка	272
Г. МЕТОДИКА И ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ИХ ЭЛЕМЕНТОВ	
М. Р. Карри. Введение	295
Л. В. Болдуин, В. А. Сэндборн. Использование калориметра с нагретой нитью для измерения мощности ионного пучка	297
Л. Р. Галлахер, Ф. Баркатта, М. П. Эрнстин, А. Т. Форрестер, Д. Мэрлоу, Р. К. Спейсер, Д. Тилек, Р. С. Г. Томс. Методы диагностики ионного пучка	314
Д. Мур, Ф. Кинзи. Исследования нейтрализации пространственного заряда ионного пучка инжекцией электронов	322
И. Н. Петрик. Инженерные исследования электростатических двигательных устройств	333
О. К. Хасмэн. Диффузия и ионизация цезия на пористом вольфраме	355
Д. Г. Эллиот. Измерение тяги и параметров траектории при испытаниях ионных двигателей в космосе	367
А. Г. Вебер, А. В. Томпсон, У. Д. Робинсон. Контрольно-измерительные приборы для испытаний ионного двигателя	389
Э. Штулингер. Из заключительного выступления	403
Указатель авторов	405

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Редактор Г. Н. КОНСТАНТИНОВА. Переплет художника Л. Г. Ларского.
Художественный редактор Н. В. Зотова. Технический редактор Н. А. Ионова.

Сдано в производство 22/1 1964 г. Подписано к печати 11/У 1964 г.
Бумага 70×108¹/₁₆ = 12,8 бум. л. 34,9 печ. л. Уч.-изд. л. 30,8.
Изд. № 20/1498. Цена 2 р. 36 к. Зак. 48.
(Темплан 1964 г. Изд-ва ИЛ пор. № 157)

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Московская типография № 16 «Главполиграфпрома»
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати
Москва, Трехпрудный пер., д. 9