

ПУБЛИКАЦИЈЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ
PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE

Св. 66

No. 66

INVITED LECTURES
OF THE 2nd YUGOSLAV – BELARUSSIAN SYMPOSIUM ON
PHYSICS & DIAGNOSTICS OF LABORATORY &
ASTROPHYSICAL PLASMAS

September 5 – 6, 1998, Zlatibor, Yugoslavia

Edited by Milan S. Dimitrijević, Jagoš Purić and V.S. Burakov



БЕОГРАД
1999

PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE

FOUNDED IN 1947

EDITORIAL BOARD:

Dr Milan S. DIMITRIJEVIĆ, Editor-in-chief (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Luka Č. POPOVIĆ, Editor (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Olga ATANACKOVIĆ-VUKMANOVIĆ (Faculty of Mathematics, Belgrade)

Dr Gojko DJURAŠEVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Slobodan JANKOV (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Andrea MILANI (Università di Pisa, Pisa)

Dr Jelena MILOGRADOV-TURIN (Faculty of Mathematics, Belgrade)

Dr Slobodan NINKOVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Georgije POPOVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Sylvie SAHAL-BRÉCHOT (Observatoire de Paris, Paris)

Dr Ištvan VINCE (Astronomical Observatory, Belgrade)

Reviser: Dr Ljubiša MITIĆ

Published and copyright © by Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade-74, Yugoslavia

Director of the Astronomical Observatory: Dr M. S. Dimitrijević

The publication of this issue is financially supported by the Ministry of Sciences and Technology of Serbia and the Federal Ministry of Development, Science and Environment Protection.

Number of copies / тираж : 500

Production: Portal Co., Kosovska 51, Belgrade

ПУБЛИКАЦИЈЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ
PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE

Св. 66

No. 66

INVITED LECTURES
OF THE 2nd YUGOSLAV – BELARUSSIAN SYMPOSIUM ON
PHYSICS & DIAGNOSTICS OF LABORATORY &
ASTROPHYSICAL PLASMAS

September 5 – 6, 1998, Zlatibor, Yugoslavia

Edited by Milan S. Dimitrijević, Jagoš Purić and V.S. Burakov



БЕОГРАД

1999

**The 2nd Yugoslav–Belarussian Symposium on Physics &
Diagnostics of Laboratory & Astrophysical Plasmas**

Zlatibor, Yugoslavia
September 5 – 6, 1998

SCIENTIFIC ORGANIZING COMMITTEE:

- M. S. Dimitrijević** (Co-Chairman, Astronomical Observatory, Belgrade, Yugoslavia)
V. S. Burakov (Co-Chairman, Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- J. Purić** (Vice-Chairman, Faculty of Physics, Belgrade, Yugoslavia)
L. Ya. Min'ko (Vice-Chairman, Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- N. Konjević** (Faculty of Physics, Belgrade, Yugoslavia)
T. Nenadović (Institute of Nuclear Sciences "Vinča", Belgrade, Yugoslavia)
S. Djurović (Institute of Physics, Faculty of Sciences, Novi Sad, Yugoslavia)
L. Č. Popović (Astronomical Observatory, Belgrade, Yugoslavia)
M. Ćuk (Faculty of Physics, Belgrade, Yugoslavia)
- V. I. Arkhipenko** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
A. N. Chumakov (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
V. K. Goncharov (Research Institute of Applied Physical Problems at Belarus State University, Belarus)
G. S. Romanov (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
V. D. Shimanovich (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)

Editors of Conference Invited Lectures
Milan S. Dimitrijević, Jagoš Purić and V.S. Burakov

The publication of the Invited Lectures is financially supported by the Federal Ministry of Development, Science and Environment Protection and the Ministry of Sciences and Technology of Serbia.

CONTENTS

INVITED PAPERS

Архипенко В.И., Згировский С.М., Симончик Л.В. <i>Спектроскопические измерения пространственного распределения напряженности электрического поля в катодной области плазменного источника киселевского</i>	3
Ершов-Павлов Е.А., Окунев В.Е., Станкевич Ю.А., Станциц Л.К., Степанов К.Л. <i>Радиционный перенос энергии в аксиально симметричной плазме разрядов и струй</i>	19
Гончаров В.К., Пузырев М.В., Чернявский А.Ф. <i>Эрозионные лазерные факелы во внешних электрических и электромагнитных полях</i>	35
Mijatović Z., Nikolić D., Djurović S., Kobilarov R., Konjević N. <i>Stark Broadening of Neutral Argon Lines by Plasmas</i>	47
Popović L.Č. <i>Spectral Line Investigation of Active Galactic Nuclei at Belgrade Observatory</i>	55
Purić J., Antanasijević R., Ćuk M. <i>Plasma Focus Experiment in Yugoslavia</i>	65
Tarasenko N.V. <i>Laser-Induced fluorescence and Time-Resolved Emission Spectroscopy of Laser Ablation Plasma</i>	75
GREETING TELEGRAMS	83

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАТОДНОЙ
ОБЛАСТИ ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА КИСЕЛЕВСКОГО.

В.И. АРХИПЕНКО, С.М. ЗГИРОВСКИЙ, Л.В. СИМОНЧИК

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси
пр. Ф.Скорины 70, Минск 22072, Belarus, E-mail: simon@imaph.bas-net.by

1. ВВЕДЕНИЕ

Самостоятельные тлеющие разряды при нормальной плотности тока существуют при низких и средних давлениях в диапазоне токов от сотен микроампер до одного ампера и достаточно хорошо изучены [1, 2]. При атмосферном давлении стабильность такого разряда считалась проблематичной, так как малые пространственные размеры приэлектродных слоев и высокие градиенты температур, концентраций частиц, электрических полей приводят к существенному отклонению состояния плазмы разрядов от равновесного, развитию различных неустойчивостей и, как результат, происходит срыв в дугу. Поэтому стационарные тлеющие разряды при атмосферном давлении являются несамостоятельными и для их стабильного горения требуется внешний ионизатор, прокачка газа и др.

Плазменный источник Киселевского (ПИК), исследованию которого посвящена настоящая работа, является самостоятельным тлеющим разрядом с нормальной плотностью тока при атмосферном давлении [3, 4]. ПИК имеет стабильные характеристики и может служить удобным объектом для изучения физических процессов электрических разрядов в газах при атмосферном давлении, для спектроскопических исследований и технологических применений. Он используется в качестве спектрального источника линейчатым и сплошным спектром [5], а также источника возбуждения спектров в атомной эмиссионной спектроскопии для решения аналитических задач [6]. Сложность и многообразие физических процессов, происходящих в катодной области ПИК вследствие высокого давления, и малые размеры приэлектродных слоев (тысячные доли сантиметра) затрудняют проведение измерений. По этой причине до настоящего времени так и не получено данных, на основании которых можно было бы создать целостную картину физических процессов в ПИК.

Наиболее важной и определяющей существование любого электрического разряда в газе, в том числе и ПИК, является катодная область, основной функцией которой является генерация заряженных частиц и обеспечение токопереноса при переходе плазма-твердое тело. Из-за меньшей подвижности ионов по сравнению с подвижностью электронов концентрация положительных ионов вблизи катода должна заметно превышать концентрацию электронов. Появляющийся вследствие этого положительный объемный заряд приводит к резкому возрастанию напряженности электрического поля у поверхности катода. Информация о величине напряженности электрического поля позволяет определить функцию распределения электронов по энергиям, коэффициент ионизации, плотности носителей заряда и др. Катодное падение напряжения в ПИК ранее было зафиксировано с помощью зондовых измерений [7]. Однако пространственного распределения потенциала эти измерения не дали, так как размеры зонда были сравнимы с размерами области катодного падения потенциала. Спектроскопические измерения напряженности электрического поля в [8-10] по уширению линии H_{β} в катодной области ПИК также указывали на наличие сильного

поля. Однако, исходя из вида контура линии H_{β} , крылья которой были экспоненциально спадающими по мере удаления от центра, авторы работ [8-10] предположили, что контур линии формируется в результате воздействия низкочастотного турбулентного электрического поля плазмы со средней напряженностью ~ 20 кВ/см. В действительности, полученные в этих работах контуры были интегральными по толщине катодного свечения, так как апертура оптической системы была большой (>0.2).

В настоящей статье представлены результаты спектроскопических измерений пространственного распределения напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала ПИК. Показано какое влияние на это распределение оказывает температура катода. Локальная величина напряженности поля в катодной области ПИК измерялась методами, основанными на штарковской спектроскопии линий водорода H_{β} ($\lambda = 486.1$ нм) и нейтрального гелия $\lambda = 492.2$ нм ($2p \ ^1P_0 - 4d \ ^1D$) с ее запрещенной компонентой ($2p \ ^1P_0 - 4f \ ^1F$). На основании уширения штарковских компонент линий водорода и гелия установлено наличие переменной составляющей электрического поля, разработана методика измерения и измерена ее величина.

2. ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК КИСЕЛЕВСКОГО

2.1. Экспериментальная установка.

Тлеющий разряд возбуждался в герметичной камере с кварцевыми окнами между двумя электродами: закругленным вольфрамовым анодом (диаметр – 6 мм, радиус закругления – 3мм) и плоским катодом, выполненном из меди (диаметр – 30 мм, толщина 8 мм).

Межэлектродный промежуток был равен 4 мм. Рабочий газ – гелий – проходил через разрядную камеру и свободно выпускался в атмосферу. Расход газа составлял ~ 2 л/мин, концентрация примесей в потоке гелия не превышала 0.01%. Разряд поддерживался с помощью источника постоянного тока при токе 1 А. Вольт-амперная характеристика разряда представлена на рис. 1.

Она является медленно растущей в диапазоне токов от 50 мА до 15 А при охлаждении электродов. Без охлаждения электродов срыв в дугу происходит при токе в несколько ампер. Напряжение на электродах при горении тлеющего разряда находится в пределах $200 \div 280$ В.

Блок-схема измерительной экспериментальной установки представлена на рис. 2. С помощью осветительной системы, состоящей из двух ахроматических объективов, увеличенное в 2 раза изображение разряда фокусировалось в плоскости входной щели сканирующего монохроматора высокого разрешения МДД 500х2 с обратной линейной дисперсией 0.5 нм/мм. При ширине входной и выходной щелей ~ 30 мкм получался гауссовский инструментальный контур с полушириной 0.02 нм.

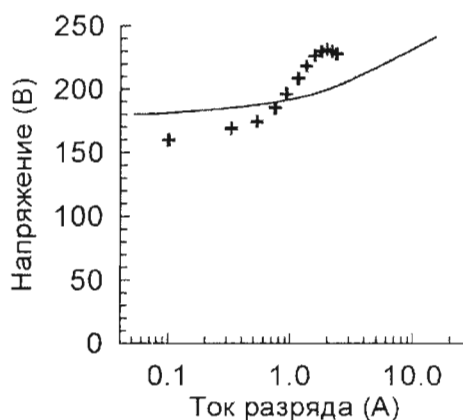


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики разряда.

Сплошная кривая — охлаждаемые электроды. (+) — электроды без охлаждения.

Монохроматор перестраивался по спектру шаговым двигателем с минимальным изменением длины волны в шаге 0.001 нм. Ось разряда находилась в фокальной плоскости первого объектива осветительной системы, а входная щель монохроматора была параллельна поверхности катода. Между объективами устанавливался пленочный поляризатор. Световой поток перед входной щелью монохроматора модулировался механическим прерывателем с частотой порядка 1000 Гц. Переменный электрический сигнал с фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79 усиливался селективным усилителем, а постоянное напряжение с выхода усилителя регистрировалось автоматизированной измерительно-вычислительной системой, включающей комплекс аппаратуры КАМАК и персональный компьютер.

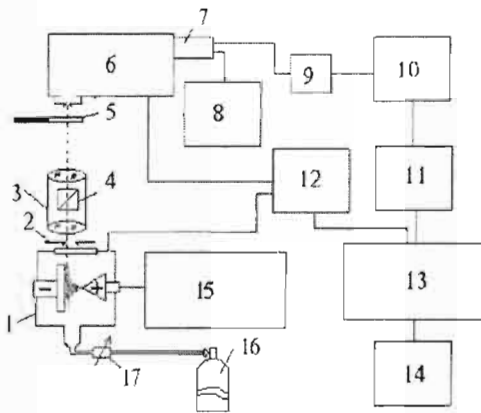


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки
1 – разрядная камера, 2 – щель, 3 – осветительная система, 4 – поляризатор, 5 – модулятор, 6 – монохроматор, 7 – фотоумножитель, 8 – высоковольтный источник питания, 9 – истоковый повторитель, 10 – селективный усилитель, 11 – КАМАК, 12 – блок управления перемещениями, 13 – компьютер, 14 – принтер, 15 – источник питания, 16 – баллон с гелием, 17 – регулятор расхода газа.

Как уже отмечалось во введении, размеры характерных слоев в тлеющем разряде при атмосферном давлении значительно меньше, чем в разряде при пониженном давлении. С другой стороны, область отрицательного свечения представляет собой довольно большой светящийся диск диаметром до 20 мм и более. Чтобы получить разрешение по поперечным сечениям катодного свечения порядка десятков микрон осветительная система должна иметь очень малую апертуру. Но при малой апертуре происходит значительное ослабление регистрируемого светового потока. В экспериментах была использована прямоугольная диафрагма с высотой 10 мм и шириной 1 мм, которая устанавливалась перед первой линзой осветительной системы монохроматора. При этом апертура осветительной системы вдоль оси разряда, составила 0.01, а пространственное разрешение на оси разряда, измеренное по изображению стандартной миры, было около 10 мкм. Апертура осветительной системы в радиальном направлении – 0.1 и при высоте щели монохроматора 2 мм поперечное разрешение было порядка 1 мм.

Для получения пространственных распределений интенсивности интегрального светового излучения и интенсивности линий разрядная камера устанавливалась на специально изготовленную площадку, которая могла перемещаться в двух перпендикулярных оптической оси направлениях с помощью микрометрических винтов и поворачиваться вокруг двух осей. Такая сложная конструкция необходима для точной ориентации рабочей поверхности катода относительно входной щели монохроматора. Вдоль оси разряда перемещение осуществлялось с помощью шагового двигателя под управлением компьютера с минимальным линейным шагом 1 мкм.

2.2. Характеристика свечения ПИК.

Внешний вид свечения ПИК при разрядном токе 1 А представлен на рис. 3. Одной из особенностей его является протяженное отрицательное свечение в катодной

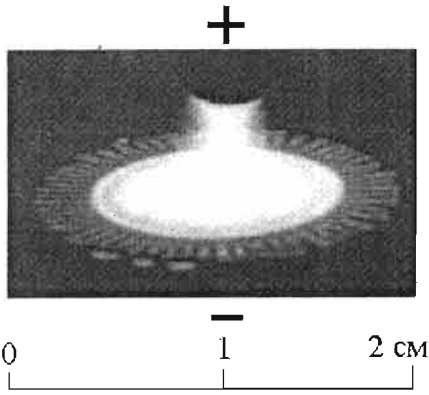


Рис. 3. Внешний вид разряда

(+) – анод, (-) – катод.

области по размерам превосходящее размеры поперечного свечения положительного столба. Отрицательное свечение имеет вид тонкого светящегося диска диаметром 20-30 мм и толщиной менее 1 мм с кольцевой структурой — периодически изменяющейся интенсивностью излучения от центра по радиусу. Далее к аноду простирается светящийся столб диаметром 2-3 мм. Между этими светящимися областями находится темное фарадеево пространство. Конец анода покрыт ярким светящимся слоем.

На рис. 4 представлены аксиальные и поперечные распределения интенсивностей линий гелия и водорода в катодной области. Водород присутствует в виде примеси (около 0.01%) в баллоне с гелием. Как следует

из поперечного распределения интенсивности линии HeI 501.6 нм (Рис. 4, а), интенсивность линии максимальна на оси разряда и спадает при удалении от нее.

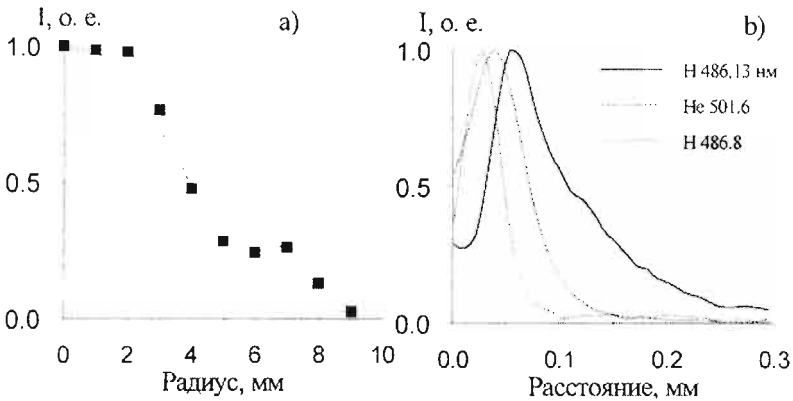


Рис. 4. а – Поперечное (□) и радиальное (■) распределения интенсивности линии HeI 501.6 нм. б – Продольные распределения интенсивностей линий водорода и гелия.

Так как катодное свечение имеет близкую к цилиндрической симметрию, то это позволило нам для получения локальных интенсивностей линии водорода в прикатодном пространстве использовать преобразование Абеля. На радиальном распределении (рис. 4, а) можно выделить две области, где свечение однородно: в центре отрицательного свечения (~ 10 мм в диаметре) и по кольцу возле его внешней границы (от 5 до 10 мм).

Вдоль оси разряда интенсивность линии гелия ($\lambda = 501.6$ нм) максимальна узкой (менее 100 мкм) области. Кривая распределения интенсивности линии водорода H_{β} ($\lambda = 486.13$ нм) в области катодного свечения примерно в два раза шире, чем линии гелия (Рис. 4, б). При этом со стороны катода кривая имеет особенность: наблюдается уменьшение интенсивности, а затем рост. Наличие этого провала связано со значительным (2-3 нм) уширением водородной линии

В положительном столбе линия H_{β} сравнительно узкая (рис. 5, а) и ее полуширина составляет порядка 0,04 нм. Однако при наблюдении по центру катодного свечения линия уширяется (рис. 5, б) и в ее крыльях появляются широкие максимумы. Их смещение от центра линии достигает 0,8 нм. На краю катодного свечения уширение несколько

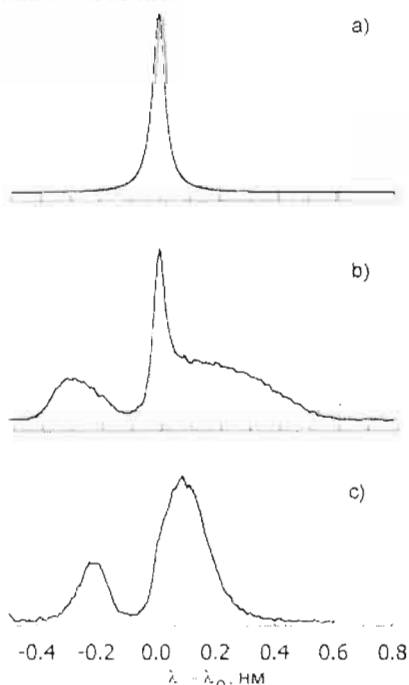


Рис. 6. Контуры линии водорода HeI 492,2 нм в положительном столбе (а), в центре (б) и на краю катодной области (с).

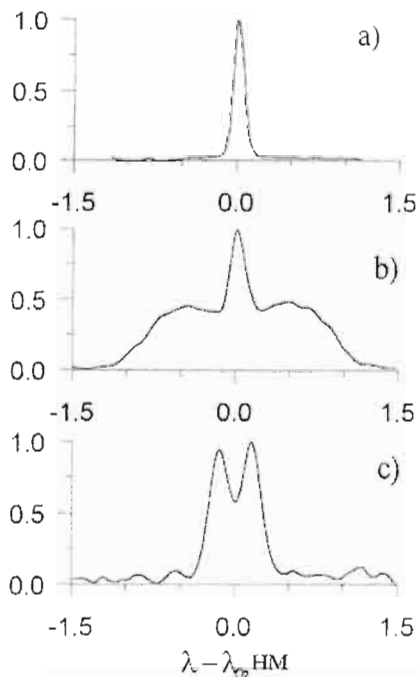


Рис. 5. Контуры линии водорода H_{β} в положительном столбе (а), в центре (б) и на краю катодной области (с).

меньше (рис. 5, с), но максимумы в крыльях более выражены, а центральная составляющая исчезает вовсе. Для установления области, в которой наблюдается уширение линии H_{β} , производилась регистрация продольного распределения интенсивности излучения в крыле линии на длине волны 486,8 нм (рис. 4, б). Видно, что наибольшую интенсивность крыло линии H_{β} имеет в прикатодной области в том же месте, где имеется особенность на продольном распределении интенсивности в центре линии H_{β} . Максимум продольного распределения интенсивности крыла H_{β} расположен даже ближе к катоду, чем максимум продольного распределения линии атома HeI 501,6 нм.

В области, где происходит уширение линии H_{β} , видоизменяются

также и контуры линий гелия. Правда, уширение различных линий происходит по-разному. Линия HeI 501,6 нм практически не уширяется. Поэтому ее нормированные распределения интенсивности в центральной части линии на рис. 4 соответствуют распределениям полной интенсивности линии. Эту линию мы использовали в экспериментах для настройки спектральной аппаратуры. В то же время контуры других линий, как например, HeI 492,2 нм в различных зонах катодной области претерпевают существенные изменения. На рис. 6 приведены спектральные участки возле линии HeI 492,2 нм в трех точках разряда. Видно, что в зависимости от выбранной точки бокового наблюдения спектр сильно видоизменяется: появляется запрещенная линия, а разрешенная линия смещается.

Столь сильное изменение контуров линий водорода и гелия в катодной области указывает на наличие сильного поля, воздействующего на излучающие атомы. Используем эти уширения для установления величины этого поля.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ШТАРКА.

Штарковское уширение линий атомов, которое вызывается смещением и расщеплением энергетических уровней излучающего атома в электрическом поле, широко используется для исследования области катодного падения потенциала различных типов тлеющих разрядов при низких давлениях. Так по уширению линий водорода измерены аксиальные распределения напряженности электрического поля в [11]. Штарковская спектроскопия линий нейтрального гелия и соответствующих их запрещенных компонент использована в [12, 13]. Рассмотрим теоретические основы этих методов и их использование в условиях ПИК.

3.1. Эффект Штарка для водорода в постоянном поле.

Уровни энергии атома водорода, помещенного во внешнее постоянное и однородное электрическое поле, взаимодействуют с этим полем по линейному эффекту Штарка [14]. Поле вызывает симметричное расщепление термов и соответствующее расщепление линий, которое пропорционально приложенному полю. При этом спектральные линии расщепляются на ряд штарковских компонент, расположенных симметрично относительно положения несмещенной линии. Смещение компоненты с номером i по частоте относительно центра линии дается выражением:

$$\Delta\omega = E i g,$$

где $g = 3ea_0^2/2h$ - постоянная эффекта Штарка; a_0 — борковский радиус; E — напряженность электрического поля. Для линии H_α индекс i пробегает целые значения в интервале $-8 \leq i \leq 8$, для линии H_β — целые четные значения в интервале от $-14 \leq i \leq 14$, для линии H_γ — целые значения в интервале $-22 \leq i \leq 22$. Соответствующие смещения в длинах волн для этих линий равны:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda [\text{нм}] &= 0,00275 i E [\text{кВ/см}] && \text{для линии } H_\alpha, \\ \Delta\lambda [\text{нм}] &= 0,00151 i E [\text{кВ/см}] && \text{для линии } H_\beta, \\ \Delta\lambda [\text{нм}] &= 0,00120 i E [\text{кВ/см}] && \text{для линии } H_\gamma. \end{aligned} \quad (1)$$

По поляризации излучения штарковские компоненты делятся на π - и σ -компоненты. Излучение π -компонент обусловлено переходами без изменения магнитного квантового числа ($\Delta m = 0$) и поляризовано линейно вдоль направления

внешнего электрического поля. Излучение σ -компонент обусловлено переходами с изменением магнитного квантового числа на единицу ($\Delta m = \pm 1$) и имеет круговую поляризацию. Но в силу того, что электрическое поле не снимает вырождения по магнитному квантовому числу, число квантов с право- и лево-поляризованных одинаково. В результате суммарное излучение оказывается неполяризованным. Располагая поляризатор параллельно или перпендикулярно направлению внешнего электрического поля, можно получить контур, образованный излучением π - либо σ -компонент, соответственно. Относительные интенсивности и номера π - и σ -компонент линии H_{β} , взятые из работы [15], представлены в таблице:

π		σ	
Номер компоненты	Относительная интенсивность	Номер компоненты	Относительная интенсивность
2	0.00538	2	0.043306
6	0.04844	4	0.27273
8	0.22967	6	0.17584
10	0.21591	8	0.00359
14	0.0006	10	0.00478

Спектральное расположение и относительные интенсивности штарковских π -компонент для напряженности электрического поля $E = 35$ кВ/см представлены на рис. 7

Форма контуров линий излучения при двух взаимно перпендикулярных положениях поляризатора будет зависеть от уширения каждой из штарковских компонент. Контур отдельной штарковской компоненты будет определяться аппаратным уширением в комбинации с уширениями, которые будут преобладающими в данной экспериментальной ситуации: штарковским, доплеровским, уширением нейтральным газом. В тлеющих разрядах при низких давлениях и малых концентрациях заряженных частиц, как это сделано в [11], плазменными уширениями можно пренебречь. Тогда каждая штарковская компонента может быть представлена гауссовской функцией с полушириной

$$\Delta\lambda_i = (\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_A^2)^{0.5},$$

где $\Delta\lambda_A$ - полуширина аппаратного контура, $\Delta\lambda_D$ - доплеровская полуширина. В случае атома водорода доплеровская полуширина равна

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 T^{0.5}, \quad (2)$$

где λ_0 - длина волны в центре линии в нм, T - температура возбужденного атома водорода в $^{\circ}\text{K}$. Тогда контуры линии для π - и σ -компонент при учете аппаратного и доплеровского уширения можно записать в виде:

$$S_{\pi}(\lambda) = \sum_i \beta_{\pi} \exp \left\{ - \left[\frac{\lambda - (\lambda_0 + c t E)}{\Delta\lambda_i} \right]^2 \right\}, \quad S_{\sigma}(\lambda) = \sum_i \beta_{\sigma} \exp \left\{ - \left[\frac{\lambda - (\lambda_0 + c t E)}{\Delta\lambda_i} \right]^2 \right\}, \quad (3)$$

где E - напряженность внешнего электрического поля; β_{π} и β_{σ} - относительные интенсивности π - и σ -компонент с номером i , c - коэффициент, зависящий от выбора линии (см. (1)).

Используем формулы (3) для интерпретации уширения штарковских компонент линии H_{β} в области катодного падения в плазменном источнике Киселевского. На рис. 7 представлены

экспериментальный (п-компоненты) и рассчитанный контуры линии водорода H_{β} . При расчете были использованы следующие параметры: $E = 35$ кВ/см и $T = 200$ эВ. Величина

напряженности электрического поля E определяется положением максимумов в соответствии с (1). Чтобы получить уширение компонент по доплеровскому механизму, в данном случае требуются энергии возбужденных атомов водорода ~ 200 эВ. При атмосферном давлении, как нам кажется, такие энергии атомов водорода маловероятны. При параметрах плазмы ПИК ($n_e \sim 10^{14} - 10^{15}$ см $^{-3}$, $T_e \ll 2000$ К), в соответствии с (1), доплеровское уширение линии H_{β} не превышает 0.015 нм. Поэтому примем во внимание другие возможные механизмы уширения.

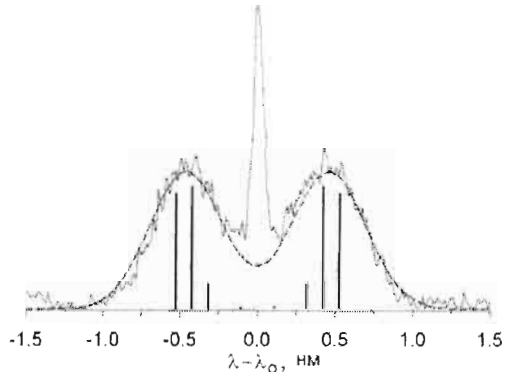


Рис. 7. Экспериментальный (сплошной) и расчетный доплеровский (пунктир) контуры линии H_{β} . Вертикальные отрезки – положения и относительные интенсивности штарковских п-компонент.

3.2. Спектрополяризационная методика определения напряженности постоянной и низкочастотной составляющих напряженности электрического поля.

Наиболее вероятным механизмом такого сильного уширения линий в катодной области ПИК может быть штарковское уширение под действием переменных электрических полей или в результате сильного градиента поля. В катодной области разряда можно выделить две составляющих электрического поля: постоянную и переменную. Постоянная составляющая, а она будет преобладающей, вызывает расщепление уровней и сдвиг штарковских компонент. Переменная составляющая будет ответственна за уширение штарковских компонент. Источником постоянной аксиальной составляющей поля E_0 является катодное падение потенциала. Переменная компонента поля может быть вызвана рядом причин: поле ионов, турбулентность плазмы, ионизационная неустойчивость с участием метастабильных атомов, флуктуации области катодного потенциала и др. Оценка величины напряженности поля Хольцмарка $E_H = 2.61 en_1^{2/3}$ для $n_1 \sim 10^{15}$ см $^{-3}$ дает значение ~ 3.5 кВ/см. Полуширина линии водорода H_{β} в этих условиях составляет 0.15 нм [16], что значительно превышает инструментальное и доплеровское уширение. Поэтому уширение в поле ионов может быть одним из основных. Рассмотрим задачу о форме контуры линии водорода H_{β} при одновременном воздействии переменного и постоянного электрических полей.

Для учета их влияния была использована спектрополяризационная методика, приведенная в работе [17], в которой рассматривается влияние квазистатических однородных, анизотропных электрических полей на штарковские профили водородных линий. Распределение низкочастотных электрических полей в разряде было представлено в виде суперпозиции одномерного спектра шумов с волновым вектором вдоль оси z , направленным параллельно оси разряда анод-катод, и двумерного спектра с

волновыми векторами в плоскости, параллельной поверхности катода. Однако в отличие от работы [17], составляющая электрического поля вдоль оси z может быть представлена в виде суперпозиции постоянного продольного поля E_0 и продольной составляющей низкочастотного электрического поля \tilde{E} . В результате для контуров линии водорода, образованных π - и σ -компонентами, соответственно, в квазистатическом приближении были получены следующие выражения:

$$S_i = \frac{1}{A^3 \tilde{E}} \sqrt{\frac{2(1+p)^3}{\pi p}} \lambda^2 \left[\sum_k \frac{B_k}{R_k^3} M_{ik} + \sum_k \frac{C_k}{C_k^3} N_{ik} \right], \quad (4)$$

где

$$M_{1k} = 2 \int_{-1}^1 dz \varphi(z, R_k) z^2, \quad N_{1k} = 2 \int_{-1}^1 dz \varphi(z, T_k) (1-z^2),$$

$$M_{2k} = \int_{-1}^1 dz \varphi(z, R_k) z^2, \quad N_{2k} = \int_{-1}^1 dz \varphi(z, T_k) (1-z^2),$$

$$\varphi(z, R_k) = \exp \left\{ -\frac{p+1}{\tilde{E}^2} \left[\frac{\lambda^2}{A^2 R_k^2} (1-z^2) + \frac{1}{2p} \left(\frac{\lambda z}{AR_k} - E_0 \right)^2 \right] \right\}$$

Индекс $i = 1, 2$ соответствует положению оси поляризатора вдоль выделенного направления z и перпендикулярно к нему, соответственно. Выражение для $\varphi(z, T_k)$ аналогично выражению для $\varphi(z, R_k)$ при замене R_k на T_k , $\tilde{E} = \sqrt{\langle E_{\parallel}^2 \rangle + \langle E_{\perp}^2 \rangle}$, где E_{\parallel} и E_{\perp} компоненты вектора низкочастотного электрического поля в направлении оси z и перпендикулярно к нему. Масштабный множитель $A = 0.025$ выбран таким образом, что при подстановке в формулу (4) значения напряженности электрического поля берутся в единицах кВ/см, а длина волны λ , отсчитываемая от центра линии, в нанометрах. Параметр $p = \eta^2/2$, где $\eta = \sqrt{2 \langle E_{\parallel}^2 \rangle / \langle E_{\perp}^2 \rangle}$. Численные значения других параметров R_k , B_k , T_k , C_k приведены в таблице выше.

Подбор теоретических контуров осуществляется по следующей схеме. Вначале для контура $I_{\parallel}(\lambda)$ была рассчитана зависимость положения максимума крыла от напряженности постоянного поля E_0 . От других параметров (напряженности низкочастотного поля \tilde{E} и степени его анизотропии η) положение максимума зависит слабо и их влияние не учитывалось. Затем по смещению максимума крыла экспериментального контура $I_{\parallel}(\lambda)$ необходимо определить величину постоянного поля E_0 . Используя это значение E_0 и два экспериментальных контура $I_{\parallel}(\lambda)$ и $I_{\perp}(\lambda)$, по формулам (4) с помощью метода наименьших квадратов можно найти значения \tilde{E} и η .

3.3. Эффект Штарка в постоянном поле для гелия

Уровни энергии атома гелия, помещенного во внешнее постоянное и однородное электрическое поле, расщепляются на несколько подуровней и смещаются, в зависимости от величины напряженности приложенного электрического поля. Кроме этого под влиянием внешнего поля снимается запрет по орбитальному квантовому числу и в спектре гелия появляются запрещенные линии, которые находятся вблизи оптически разрешенных переходов. Возле линии HeI 492.2 нм ($2p \ ^1P_0 - 4d \ ^1D$) появляются следующие запрещенные линии: ($2p \ ^1P_0 - 4f \ ^1F$), ($2p \ ^1P_0 - 4p \ ^1P$) и ($2p \ ^1P_0 -$

4s ¹S). Используя зависимость смещения между длиной волны разрешенной и запрещенной линии от величины внешнего поля, можно определить его величину.

В работе [13] приведена рассчитанная в соответствии с классической работой Фостера [18] зависимость расстояния штарковских подуровней 4d ¹D и 4f ¹F от напряженности электрического поля в диапазоне от 0 до 20 кВ/см. Расщепление нижнего уровня ¹P₀ мало и оно не учитывалось. Впоследствии расчеты [13] были расширены до значений напряженностей поля 100 кВ/см. Зависимость расстояния между запрещенной и разрешенной компонентами представлена

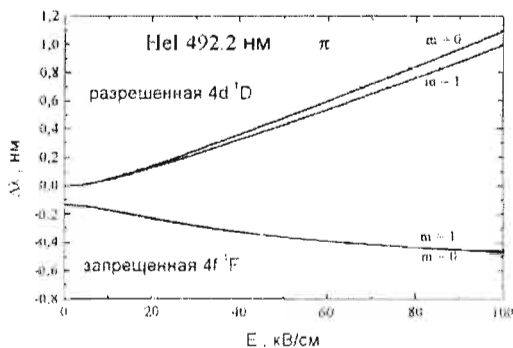


Рис. 8. Смещение запрещенных и разрешенных компонент линии гелия в зависимости от напряженности электрического поля.

на рис. 8. Т.к. штарковские компоненты переходов с магнитными квантовыми числами $m = 0$ и $m = 1$ практически неразрешимы в наших экспериментах, то при установке оси поляризатора параллельно направлению внешнего электрического поля, будут регистрироваться только одна разрешенная и одна запрещенные компоненты. При этом расстояние между этими компонентами будет значительно возрастать с увеличением напряженности электрического поля выше 5 кВ/см.

4. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПИК.

4.1. Результаты измерений по линии H_β

Прежде, чем сравнивать измеренные контуры линии H_β (рис. 5) с теоретическими контурами, определяемыми формулами (4), следует учесть, что как было показано выше (рис. 4, а), разряд, в том числе и область катодного падения, представляет собой неоднородный излучающий объект с цилиндрической симметрией и регистрируемый световой сигнал при наблюдении сбоку является интегральным по лучу зрения. Для получения локальных значений интенсивностей линий и их соответствующих контуров было использовано абелевское преобразование измеренных поперечных распределений. Алгоритм процесса был следующий. В поперечном направлении (вдоль поверхности катода) регистрировались 20 контуров линии H_β при двух положениях оси поляризатора: вдоль оси разряда z и перпендикулярно ей. Затем из массива данных I(λ, y), где y – поперечная координата, с заданным шагом по длине волны делались выборки I_i(y), где i – номер выборки, которые аппроксимировались функцией I_i(y) = I_{i0}(1 - (y/τ₀)²)ⁿ, где τ₀ – радиус катодного свечения. Для определения параметров I_{i0} и n был использован метод наименьших квадратов. Для каждого поперечного распределения интенсивности (i-той выборки) была применена процедура абелевского обращения. После этого, фиксируя в полученном массиве I(λ, τ) значение радиуса, можно получить локальный радиальный контур линии H_β.

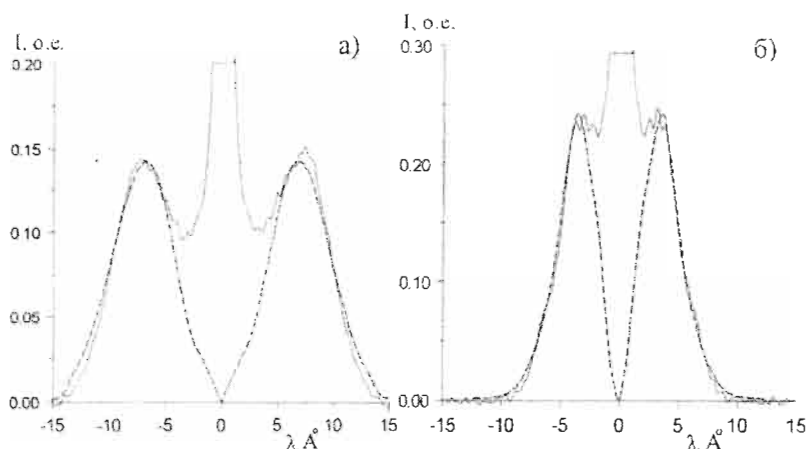


Рис. 9. Экспериментальные (сплошные) и теоретические (штриховые) контуры линии H_{β} для π - (а) и σ -компонент (б), соответственно.

Величина постоянного поля E_0 определялась по смещению от центра линии H_{β} максимума штарковских π -компонент при использовании зависимости (1) для линии H_{β} . Затем, используя вычисленное значение E_0 и два экспериментальных контура (рис. 9, сплошные кривые), по формулам (4) с помощью метода наименьших квадратов находились значения \bar{E} и η , т. е. величина напряженности низкочастотного поля и степень его анизотропии, соответственно.

Расчетные контуры линии H_{β} имеют провал до нуля в центре (рис. 9, пунктирные кривые), экспериментальные же провала не имеют. Это можно объяснить тем, что свет собирается в определенном телесном угле по лучу наблюдения, так что в поле зрения попадают области, в которых находятся излучающие атомы, где величины электрических полей малы.

Величина постоянного поля меняется по пространству в прикатодной области (рис. 10). Видно, что поле локализовано в узкой прикатодной области до 100 мкм и величина его изменяется как в продольном так и радиальном направлении. Спад поля в радиальном направлении меньше, чем в продольном. У поверхности катода напряженность поля спадает в радиальном направлении катодного свечения от ~ 60 кВ/см на оси до ~ 20 кВ/см на краю свечения. Наблюдаемый градиент напряженности электрического поля в радиальном направлении, проявляющийся при атмосферном давлении, не является

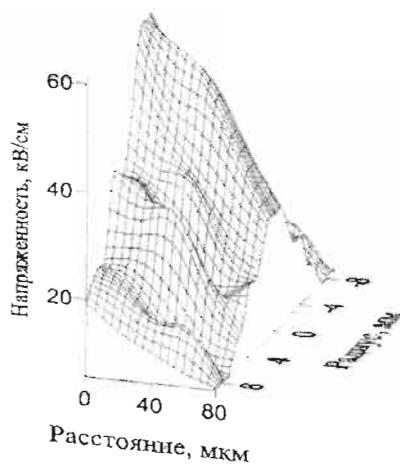


Рис. 10. Пространственное распределение напряженности постоянной составляющей электрического поля в катодной области.

характерным для классического тлеющего разряда и к тому же, как будет показано ниже, существенно зависит от температуры катода.

Величина напряженности переменной составляющей электрического поля $\vec{E} \sim 15$ кВ/см практически постоянна на расстояниях до 80 мкм от катода, а затем падает. Анизотропия переменной составляющей поля также практически неизменна и составляет величину от 3 до 4, что говорит о том, что преимущественное направление колебаний вектора переменной составляющей поля направлено вдоль оси разряда, т.е. перпендикулярно катоду и вдоль направления постоянного электрического поля.

4.2. Результаты измерений по линии гелия.

На рис. 6 представлены зарегистрированные в катодной области ПИК контуры запрещенной и разрешенной линии HeI 492.2 нм. Как и в случае с водородом, наличие несмещенной компоненты мы связываем с интегральностью излучения при боковом наблюдении, так что в суммарное излучение дают вклад области, в которых напряженность поля слишком мала. Видно также, что расстояние между запрещенной и разрешенной линиями меняется от точки к точке, что указывает на различную величину напряженности электрического поля. Следует отметить, что для определения спектрального интервала между разрешенной и запрещенной компонентой в регистрируемом спектре нужно было исключить несмещенную компоненту. Это было сделано путем вычитания лоренцевского контура соответствующего несмещенной линии. Для получения радиальных контуров линии гелия, как и для контуров линии H β , была применена процедура абелевского обращения данных. Определив расстояние между разрешенной и запрещенной линиями и воспользовавшись данными рис. 8,

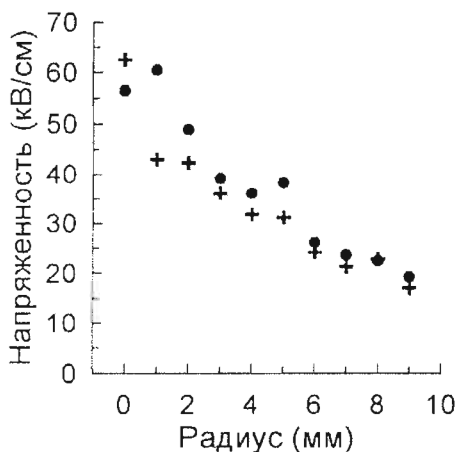


Рис. 11. Радиальная зависимость напряженности электрического поля, измеренная по линиям H β (●) и HeI 492.2 нм (+).

можно получить распределение напряженности поля. Результаты измерений представлены на рис. 11. На этом же рисунке приведены данные, полученные с помощью линии H β . Видно что, измеренные двумя различными способами распределения напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала достаточно хорошо согласуются друг с другом, что подтверждает надежность полученных данных.

5. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ КАТОДА НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ.

В первый момент после зажигания разряда при токе 1 А диаметр диска отрицательного свечения составляет 8-9 мм. После нескольких минут горения разряда, когда температура катода повышается до нескольких сотен градусов, увеличиваются диаметр отрицательного свечения (почти вдвое) и напряжение на разрядном

промежутке (на несколько десятков вольт). Поскольку ток разряда на протяжении этого времени был неизменен, а в положительном столбе заметных изменений не наблюдается, то, по-видимому, все изменения в основном связаны с катодной областью. Для установления влияния температуры катода на параметры области катодного падения потенциала были использованы два режима работы катода: горячий и холодный. В режиме холодного катода катод имел специальную конструкцию, обеспечивающую его интенсивное охлаждение проточной водой. При этом температура катода при токе 1 А не превышала 100 °С. В случае горячего катода температура катода при том же токе была порядка 400 °С, так как теплоотвод от поверхности был затруднен и осуществлялся только через центральный держатель катода. Такое различие температуры катода при одном и том же токе 1 А существенно сказывается на отрицательном свечении, в то время как в положительном столбе заметных изменений не наблюдается. В случае холодного катода диаметр отрицательного свечения составляет 7-8 мм. Интенсивность свечения по диску одинакова, а его граница резкая. При повышении температуры до 400 °С диаметр отрицательного свечения увеличивается до 20 мм. Распределение интенсивности становится неоднородным: наблюдаются чередующиеся темные и светлые кольцевые зоны. Края диска отрицательного свечения становятся изрезанными и размытыми (рис. 3).

Зависимость размеров области отрицательного свечения от тока исследовалась в случае холодного катода, так как в этом случае удавалось поддерживать одинаковую температуру при различных токах. В результате было установлено, что площадь диска отрицательного свечения увеличивается линейно с ростом тока до 3 А. При разрядных токах больше 3 А постоянно температуры катода в эксперименте не обеспечивалось и площадь отрицательного свечения начинала расти быстрее, чем ток.

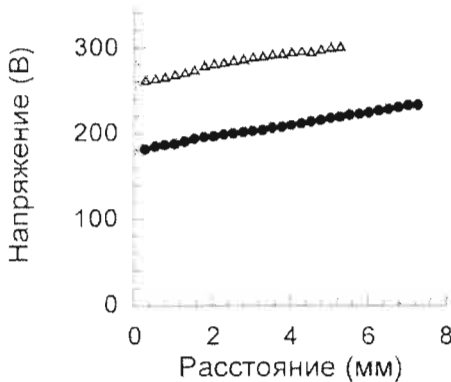


Рис. 12. Зависимость напряжения на электродах от величины разрядного промежутка для горячего (Δ) и холодного (●) катода.

Распределение потенциала в ПИК вдоль разрядного промежутка, как показано в [7], является характерным для классических тлеющих разрядов [2]: основное падение напряжения (180-250 В) происходит в катодной области, небольшое падение (50-80 В) приходится на положительный столб и анодную область. При малом промежутке (< 1 мм) напряжение на электродах, по-видимому, соответствует катодному падению напряжения, так как положительный столб и темное фарлеево пространство в этом случае отсутствуют. На рис. 12 представлена зависимость напряжения на электродах от расстояния между электродами для холодного и горячего

катодов при разрядном токе в обоих случаях 1 А. Видно, что в обоих случаях увеличение разрядного промежутка приводит к увеличению положительного столба и небольшому росту напряжения на электродах. Однако, как видно на рис. 12, в случае горячего катода падение напряжения на электродах приблизительно на 80 В больше, чем для холодного катода. Следует отметить, что область отрицательного свечения

практически не изменяется при изменении разрядного промежутка почти до десятых долей миллиметра.

На рис. 13, а приведены аксиальные распределения напряженности электрического поля, измеренные по штарковскому уширению линии H_{β} для холодного и горячего катодов. Максимальная величина поля в обоих случаях у поверхности катода практически одинакова ~ 60 кВ/см (в пределах ошибки измерений ± 2.5 кВ/см). Однако напряженность электрического поля падает на расстоянии порядка 100 микрон от поверхности горячего катода и менее чем 80 микрон для холодного катода. Следовательно, из-за большей толщины слоя катодное падение потенциала у горячего

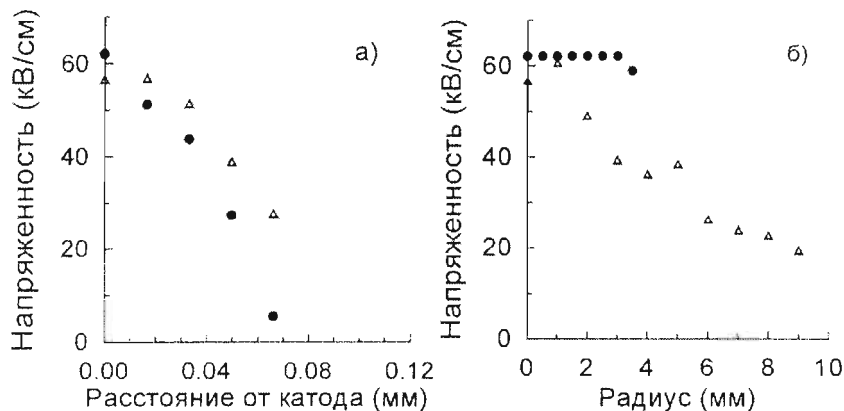


Рис. 13. Аксиальное (а) и радиальное распределения напряженности электрического поля в катодной области ПИК для горячего (Δ) и холодного (\bullet) катодов.

катода будет больше, чем у холодного, что и наблюдается на опыте (рис. 12).

Существенное различие распределений напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала у холодного и горячего катодов наблюдается в радиальном направлении (рис. 13, б). В случае холодного катода величина напряженности поля в радиальном направлении не изменяется вплоть до границы диска отрицательного свечения, которая, как указывалось выше, имеет резкие очертания. Напряженность же электрического поля у поверхности горячего катода спадает в радиальном направлении на расстоянии 5 мм от оси разряда величина поля уменьшается в два раза, а на краю отрицательного свечения – в 3 раза.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе использована штарковская спектроскопия для определения пространственного распределения напряженности электрического поля в области катодного потенциала. Кратко приведены теоретические основы измерений напряженности электрического поля по линии водорода H_{β} и линии HeI 492.2 нм. По смещению штарковских компонент линии H_{β} измерено пространственное распределение напряженности электрического поля в области катодного падения потенциала ПИК. Максимальная величина напряженности электрического поля, измеренная у поверхности катода, составила $60 (\pm 2.5)$ кВ/см. Показано, что распределение напряженности поля как в аксиальном, так и в радиальном направлении

существенно зависит от температуры катода. Реализовано два режима работы катода: горячий и холодный. В случае горячего катода его температура составляет 400 °С. Температура холодного катода не превышала 100 °С. Размеры области катодного падения потенциала для горячего катода в аксиальном направлении составляют ~ 100 мкм, для холодного – 80 мкм. Следует отметить, что результаты измерений напряженности электрического поля по линии $H\beta$ и по линии HeI 492.2 нм дали хорошо соответствуют друг другу.

Показано, что уширение штарковских компонент в области катодного падения ПИК невозможно объяснить исключительно доплеровским уширением, так как для этого, с одной стороны, требуются значительные энергии возбужденных атомов водорода (более 200 эВ). По нашему мнению, такие энергии атомов водорода при атмосферном давлении нереальны. С другой стороны, наблюдается неординарное уширение запрещенной и разрешенной компонент линии HeI 492.2 нм (рис. 6, б, с): разрешенная компонента более чем в два раза шире по сравнению с запрещенной. В тлеющем разряде низкого давления [11], где доплеровский механизм уширения штарковских компонент был основным, полуширины этих компонент одинаковы. В связи с этим высказано предположение, что уширение штарковских компонент в катодной области ПИК происходит под действием переменной составляющей напряженности электрического поля, либо из-за сильного градиента потенциала. Разработана спектрополяризационная методика для определения величины переменной составляющей поля. По измеренным контурам $H\beta$ при двух взаимно перпендикулярных положениях поляризатора определена величина переменной составляющей, которая оказалась порядка 10 ± 15 кВ/см. Для выяснения источника этого поля необходимы дальнейшие исследования. Вероятней всего ее источником может быть флуктуирующее поле пространственного заряда ионов у поверхности катода.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (проект Ф96-086).

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В.Л.: 1971. Электрический ток в газе. Установившийся ток, Наука, Москва.
2. Райзер Ю.П.: 1987. Физика газового разряда. Наука, Москва.
3. Киселевский Л.И., Соловьянчик Д.А.: 1968, *Журн. аналит. химии* **23**, 829.
4. Архипенко В.И., Капаник А.К., Симончик Л.В.: 1997, Матер. конф. «Физика плазмы и плазменные технологии - 2», Минск, 1, 17.
5. Киселевский Л.И., Мазуренко С.Л., Макаревич А.Н., Соловьянчик Д.А.: 1993, Патент РФ № 1499600. Газоразрядный источник ультрафиолетового излучения.
6. Архипенко В.И., Згировский С.М., Симончик Л.В. и др.: 1997, *Журн. прикл. спект.* **64**, 711.
7. Киселевский Л.И. Мазуренко, С.Л. и др.: 1985, Исследование анодной области тлеющих разрядов атмосферного давления в инертных газах (He, Ne, Ar), Препринт №379 ИФ АНБ, Минск.
8. Боярхуу Ч., Киселевский Л.И., Мазуренко С.Л. и др.: 1989, *Журн. прикл. спект.* **51**, 203.
9. Боярхуу Ч., Киселевский Л.И., Макаревич А.Н., Соловьянчик Д.А.: 1990, *Журн. прикл. спект.* **53**, 26.
10. Киселевский Л.И., Мазуренко С.Л., Макаревич А.Н., Соловьянчик Д.А.: 1991, *Журн. прикл. спект.* **54**, 682.
11. Konjevic N., Videncovic I. R. and Kuraica M.M.: 1996, *Spectrochim. Acta, Pt. B* **51**, 1707.

12. Takiyama K., Usui T., Kamiura Y. et al.: 1986, *J. Appl. Phys.* **25**, L455.
13. Kugaica M. M., Konjevic N., Videnovic I. R.: 1997, *Spectrochim. Acta, Pt.B* **52**, 745.
14. Грим Г.: 1978, Уширение спектральных линий, Мир, Москва.
15. Березин А. Б., Люблин Б. В., Яковлев Д. Г.: 1983, Штарковская спектроскопия водородных линий в турбулентной плазме. I. Низкочастотная турбулентность, Препринт К-0609 НИИ ЭФА, Ленинград.
16. Визе В.: 1967, В кн. *Диагностика плазмы*. Под ред. В.Хаддлстоуна и С. Леонарда, Мир, Москва
17. Окс Е. А., Шолин Г. В.: 1973, *Докл. АН СССР* **209**, 1318.
18. Foster J.S.: 1927, *Proc. R. Soc. London A*, **117**, 137.

РАДИАЦИОННЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В АКСИАЛЬНО СИММЕТРИЧНОЙ ПЛАЗМЕ РАЗРЯДОВ И СТРУЙ

Е. А. Ершов-Павлов*, В. Е. Окунов, Ю. А. Станкевич, Л. К. Станчиц, К. Л. Степанов

Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси 220072 Минск, ул. П. Бровки 15

*Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси

220072 Минск, пр-т Ф. Скорины 70

Излучение плазмы электрических разрядов и струй электродуговых генераторов высокого (атмосферного и выше) давления играет значительную (иногда решающую) роль в их формировании и в значительной мере определяет протекающие в них процессы. Излучение является важным фактором установления энергетического баланса в плазме и может изменять ее динамические характеристики. Излучение служит одним из главных источников информации о состоянии генерируемой плазмы. Теоретическое описание радиационно-плазмодинамических процессов, сопровождающих процессы генерации плазмы и ее эволюции, обычно базируется на решении нестационарных уравнений магнитной радиационной газодинамики [1]. Более сложные модели, включающие рассмотрение кинетики ионизации и рекомбинации, передачи энергии от электронов ионам, могут учитывать возможные отклонения ионизационного состава от равновесного, различия в температурах электронной и ионной компонент плазмы [2]. В ряде случаев для диагностики плазмы по спектрам собственного излучения необходимо учитывать эффекты неидеальности [3-5]. Существенной может быть и связанная с эрозией электродов неоднородность разрядной плазмы по химическому составу, что также может влиять на ее параметры и процессы переноса.

Ввиду большой сложности рассмотрения радиационного переноса энергии в плазме с учетом реального спектра в численных моделях МРГД часто используются сравнительно простые приближения, которые не всегда могут быть достаточными даже для описания энергобаланса в плазме. Так в приближении объемного высвечивания перенос излучения сводится к объемным радиационным потерям, определяемым единственным локальным параметром - средним планковским коэффициентом поглощения. Когда плазма «достаточно» непрозрачна, в коэффициентах поглощения учитывают только рекомбинационные и тормозные континуумы (непрерывное поглощение), пренебрегая дискретными переходами и, полагая, что излучение в них заперто [6-7]. В оптически плотной плазме, где на среднем пробеге излучения температура слабо меняется, используется приближение лучистой теплопроводности [8]. Различные упрощающие предположения применяются для описания угловых характеристик излучения. Здесь следует отметить диффузионное приближение и приближение Шварцшильда («вперед-назад»). К сожалению, плазма электрических разрядов и струй, генерируемых мощными плазмотронами, как правило, бывает сильно неоднородной, часто нестационарной, полупрозрачной, селективно излучающей. Ее коэффициенты поглощения в различных участках спектра различаются на много порядков, в результате этого радиационный перенос носит нелокальный характер. Индикатрисса излучения может заметно отличаться

от сферической, т.е. модели диффузионного и потокового типа могут давать лишь качественный, но не количественный результат.

В ряде задач радиационной плазмодинамики необходимо знание параметров выходящего излучения (его мощности, спектрального состава, длительности), коэффициента преобразования энергии плазмы в энергию излучения. Такой проблемой, например, является создание плазменных источников излучения высокой яркости в видимой и УФ- области спектра. Их исследование требует применения более строгих методов описания переноса излучения. Результаты, полученные с их использованием, могут служить для тестирования более простых моделей радиационного переноса.

В настоящей работе исследовано излучение квазистационарного осесимметричного разряда атмосферного давления в воздухе и излучение нестационарной плазменной струи, генерируемой сверхзвуковым соплом. Приводятся параметры плазмы в типичной стационарной стабилизированной дуге постоянного тока. Представлены результаты расчетов нестационарной стадии плазменной струи, расширяющейся в окружающий ее воздух. Рассмотрены экспериментальные и теоретические данные по коэффициентам поглощения воздуха. Изложен метод характеристик для решения спектрального уравнения переноса излучения, описано многогрупповое по спектру приближение, применяемое при совместном решении уравнений нестационарной газовой динамики и радиационного переноса. Даны результаты сравнения детальных спектральных расчетов и результатов, полученных на основе интегрального по спектру метода парциальных характеристик [9].

Параметры плазмы дугового разряда. Положительный столб дуги рассматривается при постоянном давлении как стационарное неоднородное плазменное образование, имеющее осесимметричную геометрию. Чаще всего осевой градиент температуры оказывается гораздо меньшим радиального. Типичное распределение температуры в дуге атмосферного давления показано на рис. 1 [10] (разрядный ток 200 А). Радиальный профиль температуры в дуге можно представить в

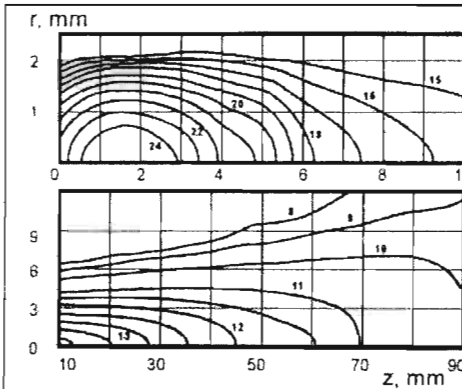


Рис. 1. Пространственное распределение температуры в плазме дугового разряда (кК)

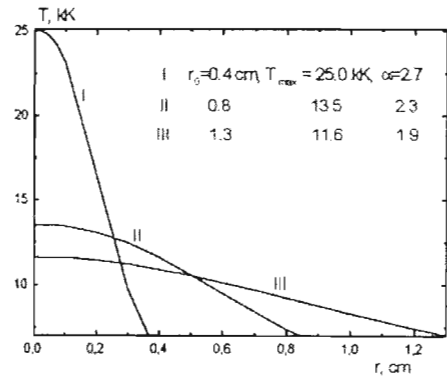


Рис. 2. Радиальные профили температуры в плазме

параметрическом виде $T(r) = T_0(1 + A(r/r_0)^\alpha)^{-1}$. Здесь T_0 - температура на оси разряда, r_0 - радиус плазмы, $A = T_0/T(r_0) - 1$, α определяет форму профиля (от однородного при $\alpha \rightarrow \infty$, до сильно неоднородного, когда $\alpha \sim 1$). Двумерный характер температуры $T(r,z)$ также хорошо описывается этим выражением, если принять, что T_0, r_0 и α зависят от z . Радиальные профили температуры для трех сечений дуги [10] даны на рис.2 (I - $z = 0.16$ см, II - $z = 2$ и III - $z = 6$ см).

Параметры плазмы сверхзвуковой струи. Вторым объектом исследования являлась недорасширенная плазменная струя, вытекающая в затопленное пространство из круглого отверстия диаметром $D=0.2$ см в стенке. На срезе сопла температура струи составляла $T_0=3.5$ эВ, плотность $\rho_0=1.29 \cdot 10^{-4}$ г/см³, давление $P_0=70.8$ атм, скорость $U_0=10$ км/с, число Маха $M=1.24$. Параметры окружающего воздуха были близки к нормальным ($P_f=1.63$ атм, $\rho_f=1.29 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $T_f=0.038$ эВ). Параметр нерасчетности $N = P_0 / P_f = 43.4$. Приведенные параметры характерны для струи капиллярного разряда с испаряющейся стенкой [11].

Численное моделирование струи ввиду разнообразия физических процессов и их сложной взаимосвязи представляет значительные трудности. Оно должно описывать двумерность движения плазмы, нестационарность процесса истечения, использовать реальное (табличное) уравнение состояния и табличные банки данных по оптическим свойствам плазмы. Компьютерная модель не должна накладывать существенных ограничений на геометрические и временные масштабы изучаемых процессов. Ввиду сказанного, радиационный перенос рассматривался в упрощенном виде. Угловое распределение излучения определялось в четырехпотоковом приближении Шварцшильда-Шустера [8]

$$\frac{d(S_r^+ - S_r^-)}{dr} + \frac{(S_r^+ - S_r^-)}{r} = 2\kappa[2I_p - (S_r^+ + S_r^-)], \quad \frac{d(S_r^+ + S_r^-)}{dr} = 2\kappa(S_r^+ - S_r^-) \quad (1)$$

$$\frac{d(S_z^+ - S_z^-)}{dz} = 2\kappa[2I_p - (S_z^+ + S_z^-)], \quad \frac{d(S_z^+ + S_z^-)}{dz} = 2\kappa(S_z^+ - S_z^-) \quad (2)$$

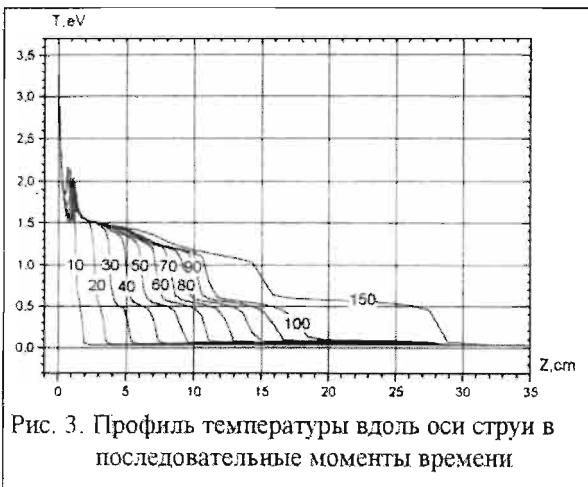


Рис. 3. Профиль температуры вдоль оси струи в последовательные моменты времени

Спектральная зависимость рассматривалась в многогрупповом приближении. Из 10 групп по две принадлежали ИК и видимой области спектра, диапазон от ближнего до вакуумного УФ-излучения описывали 3 группы, остальные принадлежали более жесткому участку спектра. Расчет проводился на неравномерной по r и z эйлеровой сетке, полное количество узлов которой $\approx 10^4$. Система нестационарных двумерных

уравнений радиационной газовой динамики решалась с помощью метода крупных частиц [12].

Физическая картина течения в струе такова. При нерасчетном ($N > 1$) истечении сверхзвуковой струи давление в струе и окружающей среде должно выравняться. На срезе струи образуется веер волн разрежения, в котором плазма ускоряется, давление в ней падает ниже атмосферного, происходит перерасширение струи. Под действием градиента давления струя начинает сужаться и тормозиться. При торможении сверхзвукового потока плазмы образуется центральная ударная волна (диск Маха), висячий и отраженный скачок уплотнения. Особенностью сверхзвуковых нерасчетных струй является существенная неоднородность параметров, как в осевом, так и радиальном направлениях, формирование сложной волновой структуры течения.

На рис. 3 показано распределение температуры плазмы вдоль оси струи в последовательные моменты времени (t в мкс). Видно, что радиационная волна со временем уходит на достаточно большие расстояния от среза сопла. Профиль температуры имеет характерный двухступенчатый вид [13]. Первый ближний к соплу температурный уступ с $T \sim 1$ эВ соответствует волне ионизации газа, второй, имеющий температуру $T \sim 0.5$ эВ, отвечает процессам диссоциации воздуха. К моменту $t = 150$ мкс течение в окрестности сопла выходит на квазистационарный режим, положение диска Маха в дальнейшем не изменяется. Его расстояние от сопла, полу-

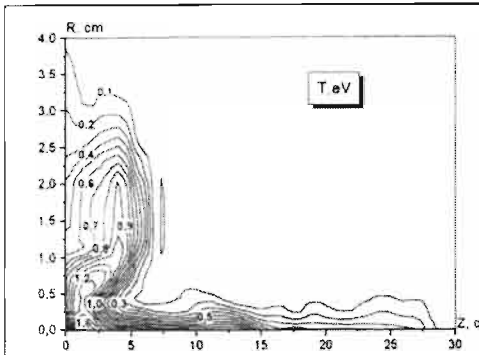


Рис. 4. Поле температур при $t = 150$ мкс.

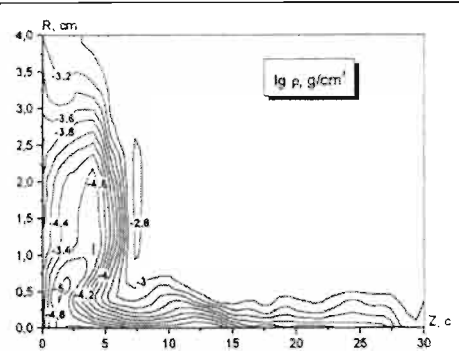


Рис. 5. Поле плотностей при $t = 150$ мкс.

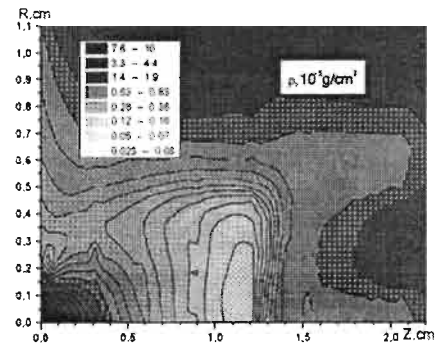
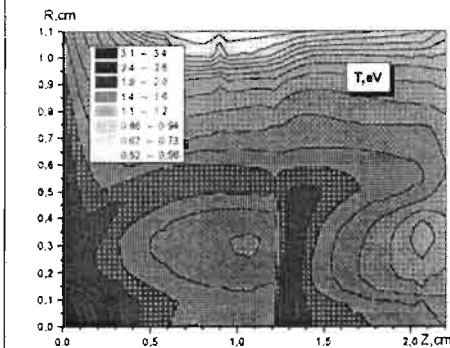


Рис. 6. Квазистационарное поле температуры и плотности в окрестности сопла и диска Маха.

ченное в расчете, и оцененное по формуле $Z_M = 0.69MD\sqrt{N\gamma}$ [14] (где эффективный показатель адиабаты на срезе сопла $\gamma \approx 1.2$), составляет 1.23 см. Рис. 4,5 демонстрируют распределение полей температуры и плотности плазмы в момент $t=150$ мкс. На рис. 6 даны изображения тех же полей в наиболее горячей области струи вблизи сопла.

Данные по распределениям параметров плазмы, показанные на рис. 1-2 и 4-6, используются далее в расчетах радиационных характеристик.

Спектральные коэффициенты поглощения. Для описания переноса лучистой энергии в плазме необходимы данные по спектральным коэффициентам поглощения в широком диапазоне параметров состояния. В растоящей работе перенос излучения рассматривался с использованием реальных оптических свойств плазмы воздуха [15-19]. Экспериментальные данные по оптическим свойствам воздушной плазмы [15,16] были получены в диапазоне длин волн $\lambda = 400-1200$ нм. Разрешение по спектру составляло ~ 2.5 нм, интервал температур $T = (9-18) \cdot 10^3$ К, давлений $P=1-10$ атм. В расчетных данных [17-19] учитывались основные механизмы поглощения излучения. При $T \leq 10^4$ К это электронно-колебательные переходы в молекулах и молекулярных ионах, дискретные переходы в атомах и ионах, процессы фотодиссоциации и фотоионизации молекул, тормозные переходы в полях нейтральных частиц. При более высоких температурах плазмы начинают доминировать дискретные переходы в атомах и ионах, фотоионизация основных и возбужденных состояний и внутренних электронных оболочек, тормозное поглощение в полях ионов. Вклад различных механизмов в суммарное поглощение сильно зависит от параметров T , ρ и энергии кванта, что приводит к сложному

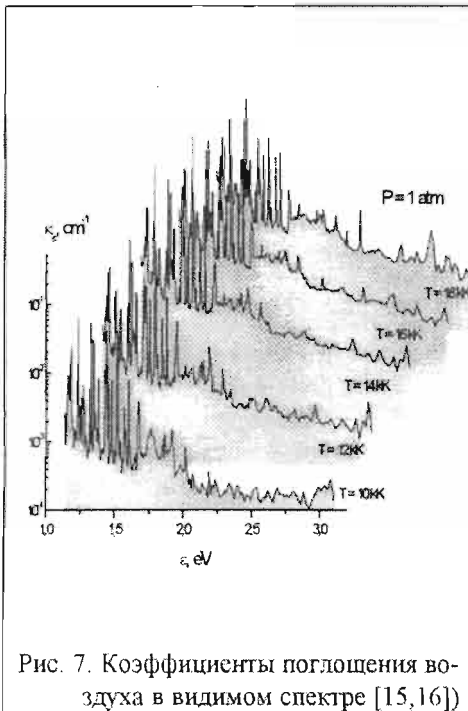


Рис. 7. Коэффициенты поглощения воздуха в видимом спектре [15,16]

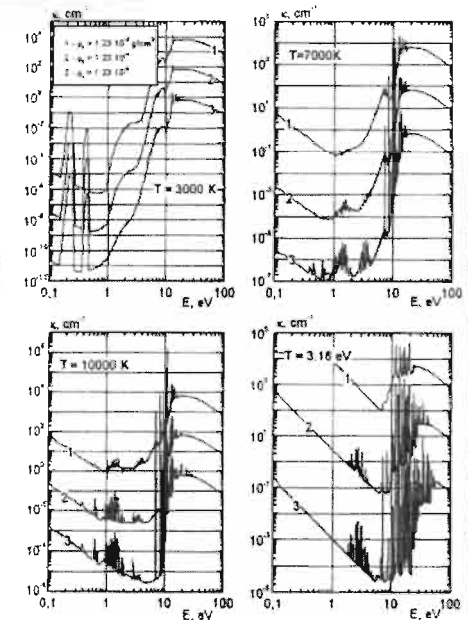


Рис. 8. Теоретические коэффициенты поглощения воздуха [17-19]

виду реального спектра. Теоретические банки данных [17-19] содержат спектральные коэффициенты поглощения в интервале температур $T=10^3-10^5$ К и плотностей $\rho=10^{-6}-10^{-2}$ г/см³ (давлений $P=10^{-3}-10^3$ атм). Диапазон энергий квантов $E \leq 100$ эВ, спектральное разрешение при $E \leq 17.35$ эВ составляет 0.031 эВ, т.е. 250 см⁻¹, при больших E шаг монотонно растет, и при $E \sim 10^2$ эВ $\Delta E \approx 0.5$ эВ, число интервалов спектра $\sim 10^3$. Шаг по температуре не превышает $\Delta \lg T = 0.1$ (10 точек на порядок), по плотности $\Delta \lg \rho = 0.5$.

На рис. 7, 8 показаны измеренные и рассчитанные величины спектрального коэффициента поглощения для различных параметров плазмы. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по коэффициенту поглощения для излучения видимого диапазона представлено на рис. 9. Температура плазмы $T=1.8 \cdot 10^4$ К, давление $P=1$ атм. Сплошными кривыми (1) отмечены данные эксперимента, прямоугольниками (2) - результаты расчетов [17], кружками (3) - экспериментальные данные, усредненные по интервалу 250 см⁻¹. Отметим, что поскольку диапазон параметров состояния исследуемой плазмы достаточно широк, а радиационный перенос энергии определяется квантами с энергиями $E \leq 10T$, основные сведения по спектральным коэффициентам поглощения и их зависимостям от температуры и плотности (давления) должны быть получены расчетным путем. Экспериментальные данные служат в качестве опорных точек для сопоставления отдельных результатов.



Расчет радиационного переноса. Перенос излучения описывается уравнением закона сохранения энергии для спектральной интенсивности

$$\frac{dI_E}{ds} = \kappa_E (I_{\text{сп}} - I_E) \quad I_{\text{сп}} = 5 \cdot 10^3 E^3 \exp(-E/T) [1 - \exp(-E/T)]^{-1} \quad (3)$$

Здесь для температуры и энергии квантов используются энергетические единицы (эВ), размерность интенсивности I_E - Вт/(см²стер эВ). В (3) пренебрегается рассеянием излучения, которое может влиять на лучистый перенос только при низких плотностях или очень высоких температурах плазмы, когда ослабление излучения определяется не его поглощением, а рассеянием. В цилиндрических координатах уравнение переноса излучения имеет вид:

$$\sin \theta \left(\mu \frac{\partial I_E}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_E}{\partial \mu} \right) + \cos \theta \frac{\partial I_E}{\partial z} = \kappa_E (I_{\text{сп}} - I_E) \quad (4)$$

Здесь $\mu = \cos \varphi$ - косинус угла между проекцией направления распространения фотона $\vec{\Omega}$ на плоскость, перпендикулярную оси z , и нормалью к поверхности. θ -

угол между направлением $\vec{\Omega}$ и осью z (см. рис. 10). Интегральный поток излучения определяется выражением:

$$\bar{S} = \int_0^{\infty} dE \int_{(4\pi)} I_E \vec{\Omega} d\vec{\Omega} \quad (5)$$

Введя полярный и азимутальный углы ψ и χ , связанные с углами φ и θ соотношениями

$$\cos \psi = \sin \theta \cos \varphi, \quad \sin \psi \cos \chi = \sin \theta \sin \varphi, \quad (6)$$

и учитывая осевую симметрию плазмы, получим выражения для проекций лучистого потока на оси r и z

$$S_r(r, z) = 2 \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\chi \int_0^{\pi} \cos \psi \sin \psi d\psi \int_0^{\infty} I_E(r, z, \chi, \psi) dE, \quad (7)$$

$$S_z(r, z) = 2 \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\chi \int_0^{\pi} \cos \theta \sin \psi d\psi \int_0^{\infty} I_E(r, z, \chi, \psi) dE. \quad (8)$$

Для углового интегрирования в расчетах использовалась восьмиточечная квадратурная формула Гаусса, применяемая к каждому из углов χ и ψ , интегральные потоки находились путем прямого интегрирования по спектру.

Решение уравнения переноса находилось методом характеристик. Согласно (4), переменные r, z, μ , и θ вдоль направления распространения s связаны соотношениями:

$$\frac{dr}{ds} = \mu \sin \theta, \quad \frac{d\mu}{ds} = \frac{1 - \mu^2}{r} \sin \theta, \quad \frac{dz}{ds} = \cos \theta \quad (9)$$

Из (9) уравнение характеристики имеет вид

$$s = \frac{r\mu \mp \sqrt{r_0^2 - r^2(1 - \mu^2)}}{\sin \theta} + \frac{z - z_0}{\cos \theta} \quad (10)$$

Угол θ не изменяется вдоль луча, а μ в разных точках луча находится из уравнения

$$\mu = \frac{\pm \sqrt{r^2 - r_0^2(1 - \mu_0^2)}}{r} \quad (11)$$

(в точке $s=0$ $\mu = \mu_0$). Соотношения (10), (11) определяют в какие точки пространства r, z и под каким углом μ попадает луч, проходящий в точке r_0, z_0 в направлении μ_0, θ . Из (9)-(11) следует, что величины ds, dr и dz связаны выражениями

$$ds = \pm \frac{r dr}{\sin \theta \sqrt{r^2 - r_0^2(1 - \mu_0^2)}} + \frac{dz}{\cos \theta} \quad (12)$$

При интегрировании (3) вдоль луча функция источника в счетной ячейке аппроксимировалась линейной зависимостью $I_E(\tau'_E) = I_E(\tau_E) + (dI_E / d\tau_E)(\tau'_E - \tau_E)$ от оптической переменной τ_E ($d\tau_E = \kappa_E ds$). Это обеспечивало верные асимптотики

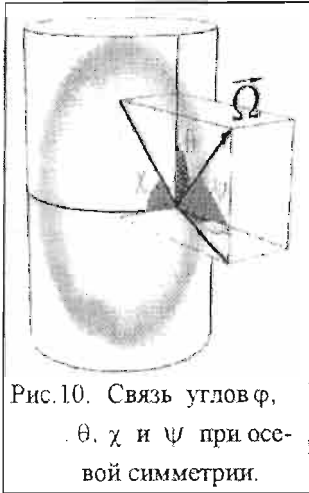


Рис.10. Связь углов φ , θ , χ и ψ при осевой симметрии.

решения в пределе малых и больших оптических толщин τ .

$$I_E(\tau_{iE}) = I_E(\tau_{i-1E}) \exp(-\Delta\tau_{iE}) + I_{iE}(\tau_{iE}) [1 - \exp(-\Delta\tau_{iE})] - \left(\frac{dI_{iE}}{d\tau_{iE}} \right) [1 - \exp(-\Delta\tau_{iE})(1 + \Delta\tau_{iE})]. \quad (13)$$

Результаты расчетов. В табл.1 приведены данные по групповым (для 6 участков спектра) и интегральному потоку излучения с поверхности разряда в трех сечениях, показанных на рис. 2.

Таблица 1. Потоки излучения из плазмы разряда, кВт/см²

S, кВт/см ²							
ΔE , эВ	0.03-1.15	1.15-3.16	3.16-4.52	4.52-6.51	6.51-11	11-17	0- ∞
$\Delta\lambda$, нм	>1078	1078-392	392-274	274-190	190-113	113-73	$\infty-0$
I	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$1.21 \cdot 10^{-1}$	$1.03 \cdot 10^{-2}$	$7.98 \cdot 10^{-3}$	$7.23 \cdot 10^{-1}$	1.58	2.51
II	$3.87 \cdot 10^{-2}$	$9.63 \cdot 10^{-2}$	$7.60 \cdot 10^{-3}$	$5.29 \cdot 10^{-3}$	$1.74 \cdot 10^{-1}$	$9.73 \cdot 10^{-2}$	$4.19 \cdot 10^{-1}$
III	$1.22 \cdot 10^{-2}$	$3.81 \cdot 10^{-2}$	$4.78 \cdot 10^{-3}$	$2.85 \cdot 10^{-3}$	$4.81 \cdot 10^{-2}$	$1.55 \cdot 10^{-2}$	$1.21 \cdot 10^{-1}$

Отметим следующие моменты. Хотя максимум равновесного излучения, отвечающего осевым температурам, приходится на интервал $\varepsilon \approx 2.5 - 6$ эВ, в более жестких участках спектра (5 и 6 группы) радиационный поток значителен. Связано это с большей непрозрачностью плазмы в этих диапазонах в целом и наличием мощных спектральных линий, полностью определяющих выходящее излучение. Поток видимого диапазона $\varepsilon \approx 1.15-4.5$ эВ падает вместе с уменьшением средней температуры плазмы. При этом его доля в полном потоке возрастает, составляя для профилей I, II, III, соответственно, 5,2, 25 и 35,5%. Полная мощность (на единицу

длины) монотонно уменьшается (6,3, 2,1 и 0,99 кВт/см), в то время как в видимой части спектра она имеет величину 0,25, 0,55 и 0,35 кВт/см.

Представление о спектральных характеристиках излучения и их пространственной эволюции дает рис.11. Здесь показана односторонняя спектральная интенсивность излучения при $\gamma = 0$ вдоль луча ($\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$), нормального к оси разряда, и излучения с поверхности разряда



Рис. 11. Интенсивность излучения на оси разряда 1 и на его поверхности 2. Кривые 3 - 5 описывают планковское излучение с $T=1.7, 1$ и 0.5 эВ.

да. На вставке дано соответствующее распределение температуры ($T_0 = 1.7$ эВ, $r_0 = 1.6$ см, $T_r = 0.0343$ эВ, параметр профиля $\alpha = 2.5$).

Из рис. 11 видно, что в целом плазма прозрачна для собственного излучения за исключением нескольких сильных линий жесткого участка спектра. Генерируемое осевой областью разряда излучение с энергией $E=7-17$ эВ сильно реабсорбируется во внешних более холодных слоях. На поверхности разряда ($r = r_0$) в спектре излучения еще имеется жесткая компонента. Однако ввиду резкого возрастания коэффициента поглощения холодного воздуха в системе полос Шумана-Рунге молекулы O_2 , фотодиссоциационных и фотоионизационных континуумах кислорода и азота, спектр выходящего излучения обрезается при энергиях квантов $E \approx 6.7$ эВ ($\lambda \approx 186$ нм).

На рис. 12 показаны два результата расчета радиальной интенсивности с поверхности плазменного объема с близким к II температурным профилем в видимом диапазоне спектра. В первом

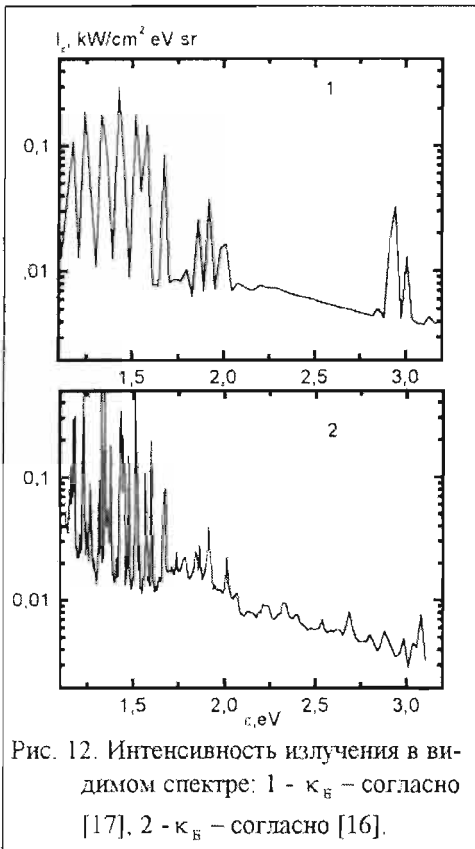


Рис. 12. Интенсивность излучения в видимом спектре: 1 - κ_B - согласно [17], 2 - κ_B - согласно [16].

случае использованы теоретические коэффициенты поглощения воздуха, во втором - экспериментальные банки данных. Как видно, между ними имеет место качественное и количественное соответствие.

Далее рассмотрим пространственное распределение радиационных характеристик разряда. Поле температуры и интегрального потока излучения разряда с током $I = 100$ А в плазменном объеме показано на рис. 13. Пространственное распределение температуры здесь аналогично данному на рис. 1, отличаясь от него лишь меньшими значениями T . Как видно из векторного поля лучистого потока, излучение разряда имеет преимущественно радиальный характер. Наличие существенных градиентов потока, как в осевом, так и в радиальном направлении, свидетельствует о значительной реабсорбции собственного излучения плазмой разряда. Более детальная картина в наиболее горячей области разряда представлена на рис.

14. Здесь следует отметить относительно большие потоки радиации на поверхность катода (заметим, что процессы эрозии электродов в данной работе не рассматриваются). Рис. 15 демонстрирует распределение радиальных S_r и осевых S_z составляющих потока излучения на расстояниях ≤ 1 см от катода.

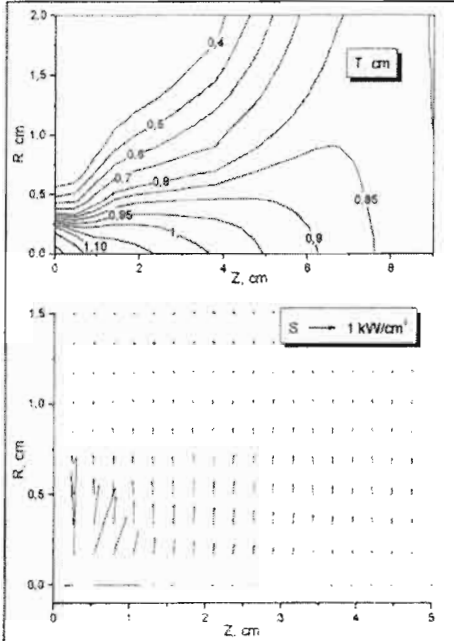


Рис. 13. Пространственное распределение потоков излучения в плазме разряда.

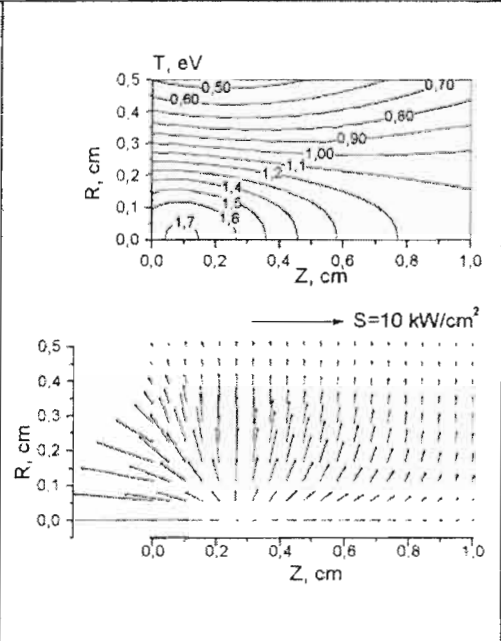


Рис. 14. Поле температуры и лучистого потока в горячей области.

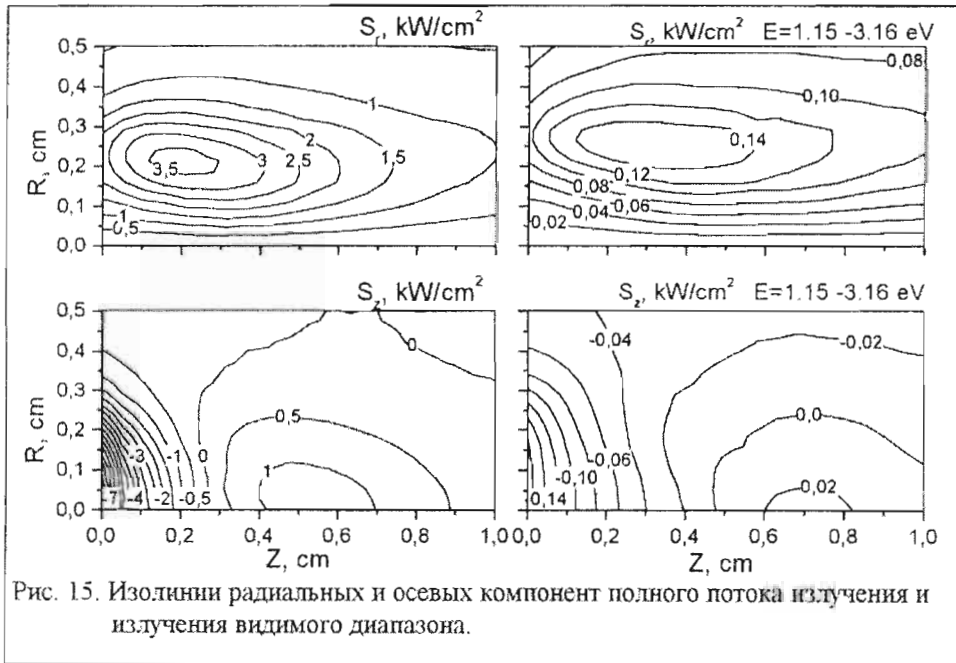


Рис. 15. Изолинии радиальных и осевых компонент полного потока излучения и излучения видимого диапазона.

На правых графиках показано соответствующее распределение потоков в видимом диапазоне спектра ($392 \text{ нм} < \lambda < 1078 \text{ нм}$). Из него видно, что в объеме плазмы радиационные потоки видимого диапазона спектра составляют малую долю полных потоков. Только в периферийных областях разряда лучистый перенос связан с видимым излучением.

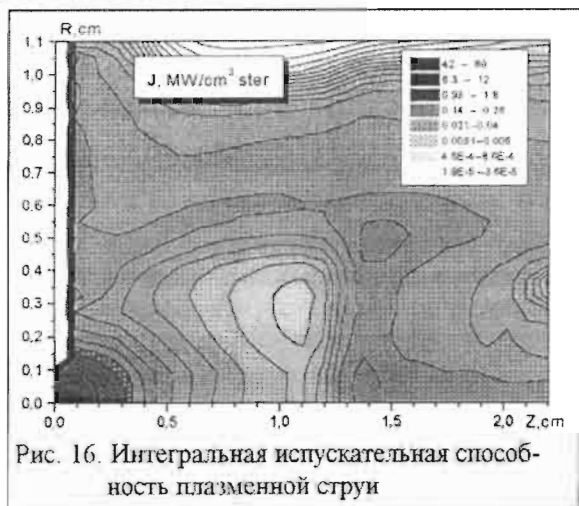


Рис. 16. Интегральная испускательная способность плазменной струи

дается. Ее излучение падает до уровня $\sim 10^{-2}-10^{-1} \text{ МВт/см}^3$. В висячем и прямом скачке уплотнения, несмотря на сжатие и дополнительный нагрев, испускательная способность возрастает и достигает величины $Q \sim 1 \text{ МВт/см}^3$. Таким образом, в отличие от электрического разряда атмосферного давления, в котором концентрация излучающих частиц $N_i \sim 1/T$, и в силу этого объемное излучение сравнительно однородно, распределение источников излучения в струе чрезвычайно неоднородно. В такой ситуации в расчетах радиационного переноса проявляется эффект луча. Он состоит в том, что в большей части объема плазмы излучение сконцентрировано в узком телесном угле, под которым виден из точки наблюдения элемент плазмы с максимальной яркостью. Индикатрисса излучения оказывается сильно вытя-

Рассмотрим далее радиационные параметры сверхзвуковой плазменной струи. Прежде всего, обращает на себя внимание распределение интегральной яркости плазмы. Как видно из рис. 16, область, генерирующая основное излучение, локализована в непосредственной близости от сопла. Объемная мощность излучения $Q = 4\pi J$ составляет здесь $\sim 10^1-10^2 \text{ МВт/см}^3$. В процессе гидродинамического разлета плазма расширяется и охла-

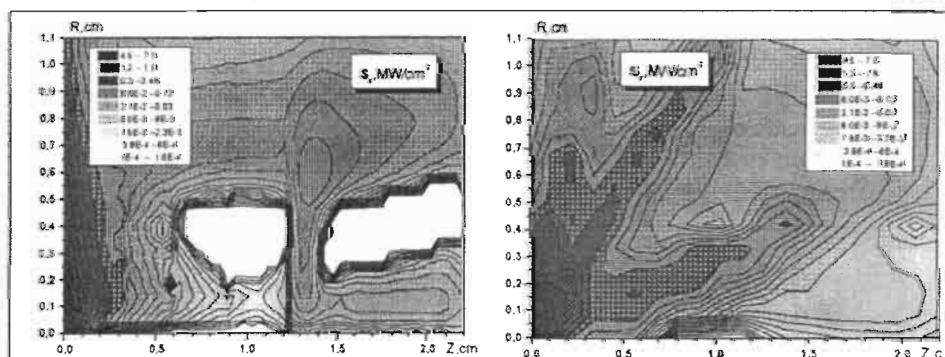


Рис. 17. Радиальная составляющая лучистого потока в струе, рассчитанная в приближении Шварцшильда-Шустера и вдоль характеристик (64 направления в полном телесном угле)

нутой вдоль соответствующего направления. На рис. 17 дается сравнение радиальной составляющей потока излучения, определенной в приближении 4-х потоков (формулы (1)-(2)) и согласно методу характеристик (формулы (4)-(13)). Видно, что метод характеристик для вычисления интенсивностей вдоль направлений, отвечающим углам, которые выбираются с помощью нулей полиномов Лежандра (гауссово интегрирование), оказывается несвободным от эффекта луча. Вместо физически понятного эллипсоидального распределения S_r получается четко выраженная розетка. В 4-х потоковом приближении радиальный перенос определяется только распределением источников в соответствующем сечении $z = \text{const}$. При этом может не учитываться даже область максимальной эмиссии. Поэтому слева и справа от диска Маха составляющая S_r резко падает и даже меняет знак.

Таким образом, для корректного описания лучистого теплообмена в плазме с большими пространственными градиентами объемной эмиссии требуется выбор характеристических направлений, которые определялись бы распределением источников излучения в объеме плазмы. При использовании модели Шварцшильда-Шустера необходимо вычислять средние косинусы в четырех направлениях в соответствии с реальной диаграммой направленности излучения.

Интегральный перенос излучения в реальном спектре. Детальное описание спектральных характеристик излучения в задачах радиационной плазмодинамики ввиду его большой трудоемкости практически не применяется. Вместе с тем необходимо знать интегральный лучистый поток и его дивергенцию на каждом временном слое, причем расчет их нужно проводить быстро и достаточно точно. В [9] излагается развиваемый в течение ряда лет интегральный по спектру метод описания переноса излучения - метод парциальных характеристик. Метод основан на представлении потока излучения (для плоского слоя) или интенсивности в заданном направлении (для произвольной геометрии плазмы), а также их дивергенций через характеристики, предварительно проинтегрированные по спектру. Используя формальное решение уравнения переноса, можно найти интенсивность излучения и его производную по направлению. В отсутствии источников на границах они имеют вид:

$$I(x) = \int_0^L \Delta I(\xi, x) \text{Sign}(x - \xi) d\xi, \quad \nabla I(x) = \Delta I(x, 0) + \Delta I(x, L) - \int_0^L \Delta I_{\text{im}}(\xi, x) d\xi \quad (14)$$

Соответствующие парциальные характеристики определяются выражениями

$$\Delta I(\xi, x) = \int_0^{\infty} I_{\text{ep}}(\xi) \kappa_E(\xi) \exp\left(\int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy\right) dE \quad (15)$$

$$\Delta I_{\text{im}}(\xi, x) = \int_0^{\infty} [I_{\text{ep}}(\xi) - I_{\text{ep}}(x)] \kappa_E(\xi) \kappa_E(x) \exp\left(\int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy\right) dE \quad (16)$$

Аналогично для плоского слоя находятся поток излучения и дивергенция потока:

$$S(x) = \int_0^L \Delta S(\xi, x) \text{Sign}(x - \xi) d\xi, \quad \nabla S(x) = \Delta S(x, 0) + \Delta S(x, L) - \int_0^L \Delta S_{\text{im}}(\xi, x) d\xi, \quad (17)$$

$$\Delta S(\xi, x) = 2 \int_{\xi}^x S_{\text{ЭП}}(\xi) \kappa_E(\xi) E_2 \left(\int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy \right) dE \quad (18)$$

$$\Delta S_{\text{ин}}(\xi, x) = \int_0^{\infty} [S_{\text{ЭП}}(\xi) - S_{\text{ЭП}}(x)] \kappa_E(\xi) \kappa_E(x) E_1 \left(\int_{\xi}^x \kappa_E(y) dy \right) dE \quad (19)$$

Парциальные характеристики (15-16) и (18-19) можно рассчитать, если задан профиль температуры и плотности (давления) между точками ξ и x и известен спектральный коэффициент поглощения κ_E в зависимости от T и ρ . Простейшим является линейный профиль:

$$T = T_x + (T_{\xi} - T_x)z, \quad \rho = \rho_x + (\rho_{\xi} - \rho_x)z, \quad z = \frac{y}{|\xi - x|}, \quad 0 \leq z \leq 1 \quad (20)$$

Он описывается минимальным числом параметров, что является существенным моментом, т.к. точность метода в значительной мере зависит от степени подробности используемых таблиц. Кроме того, как можно видеть из приведенных выражений, в предельном случае оптически прозрачной среды результат слабо зависит от распределения параметров между точками ξ и x , а в случае большой непрозрачности поток и интенсивность излучения в данной точке определяются ее малой окрестностью, где линейное приближение обычно вполне достаточно. Парциальные характеристики плазмы воздуха были рассчитаны в приближении линейных сплайнов в том же диапазоне параметров состояния, что и коэффициенты поглощения [17-19] ($T=10^3-10^5$ К, $\rho = 10^{-6}-10^{-2}$ г/см³). Диапазон масштабов $x=|\xi - x|$ табулировался с частотой 10 точек на порядок в интервале $x=10^{-4}-10^5$ см. Приведем сравнение интегральных интенсивностей излучения вдоль луча, нормального к оси разряда. Распределение температуры имеет параметры, указанные на рис. 11. Профиль интенсивности поперек разряда, полученный прямым интегрированием спектра, показан кривой (1) (из симметрии на оси $l=0$). Кривая (2) дает ход ин-

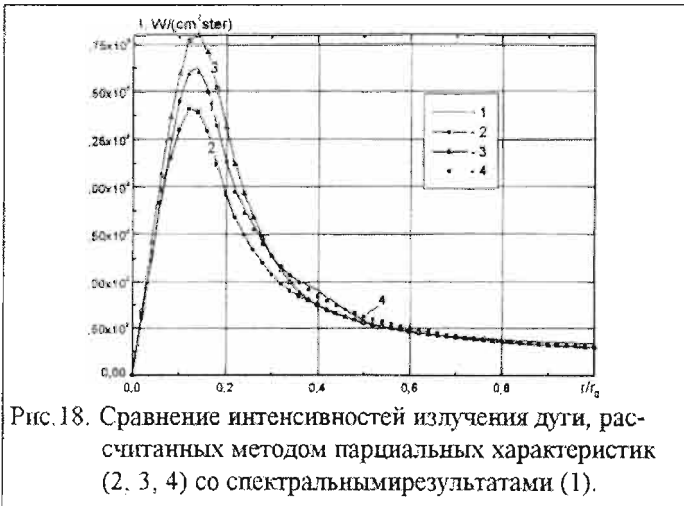


Рис. 18. Сравнение интенсивностей излучения дуги, рассчитанных методом парциальных характеристик (2, 3, 4) со спектральными результатами (1).

тенсивности по методу парциальных характеристик. Она идет несколько ниже кривой (1), наибольшее отклонение не превышает 20%. Отметим, что при использовании линейных сплайнов в качестве T_x помимо реальной температуры в точке x , как это сделано в расчете (2), можно выбрать темпера-

туру T'_x , обеспечивающую максимальное приближение линейного профиля на пути поглощения к реальному. Из очевидных соображений [9] следует, что эффективная температура точки T'_x определяется распределением температурного поля между точками ξ и x таким образом, чтобы полный интеграл от истинного температурного поля был равен интегралу от линейного профиля

$$\int_{\xi}^x T(y) dy = \frac{1}{2} (T_{\xi} + T'_x)(x - \xi) \quad (21)$$

Для профиля $T(r) = T_0 (1 + A(r/r_0)^{\alpha})^{-1}$ с параметром $\alpha = 5/2$ эффективная температура равна

$$T'_x(\xi, x) = \frac{4T_0 r_0}{A^{\beta}} \beta \begin{cases} F(\xi) - F(x) \\ F(x) - F(\xi) \\ F(x) + F(\xi) \end{cases} \begin{cases} (*) \\ (**) \\ (***) \end{cases} (x - \xi)^{-1} - T_{\xi} \quad (22)$$

где $\beta = 1/\alpha = 0.4$, функция $F(z)$ имеет вид

$$F(z) = \frac{1}{2} \ln|z + 1| - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 \text{Cos}[\beta(2k-1)\pi] \ln \left[z^2 - 2z \text{Cos} \left(\frac{\beta}{2} (2k-1)\pi \right) + 1 \right] + \sum_{k=1}^2 \text{Sin} \left(\frac{\beta}{2} (2k-1)\pi \right) \text{arctg} \frac{z - \text{Cos}[\beta(2k-1)\pi/2]}{\text{Sin}[\beta(2k-1)\pi/2]} \quad (23)$$

Выражение (22) зависит от того слева ли от $r = 0$ на луче лежат точки x и ξ (*), справа (**), или по разные стороны (***). Кривая (3) на рис. 18 отвечает эффективной температуре T'_x , полученной по (21) – (23). Она в горячей центральной части расположена выше кривой (1), а во внешних холодных областях (при $T < 0.3$ эВ) совпадает с кривой (2). Наконец, результаты, отмеченные дискретными символами (4), получены при комбинации парциальных характеристик

$$\Delta I(x, \xi) = \Delta I(T_{\xi}, T'_x) \sqrt{T_x / T'_x} + \Delta I(T_{\xi}, T_x) \left(1 - \sqrt{T_x / T'_x} \right), \quad (24)$$

когда $T'_x > T_x$. Ввиду нелинейности (24) этот результат не является некоторым средним двух предыдущих. Он значительно лучше соответствует данным спектрального расчета, отражающим весьма сложный характер реального спектра (рис. 11) и его эволюции в различных участках разряда.

Приведенные данные показывают, что даже в случае весьма сложного характера теплообмена, когда реальный спектр характеризуется многими сотнями интенсивных линий и рекомбинационных континуумов, где интенсивность изменяется по порядку величины, использование метода парциальных характеристик с некоторыми модификациями обеспечивает весьма высокую точность определения интегральных потоков и интенсивностей излучения. Это позволяет надеяться на его успешное применение в решении задач нестационарной радиационной газовой динамики.

Литература.

1. Radiative Plasmadynamics. Proc. I Symposium on radiative plasmadynamics. Moscow: Energoatomizdat. 1991.
2. Derjiev V.I., Jidkov A.G., Yakovlenko S.I. Ion's radiation in nonequilibrium dense plasma. Moscow: Energoatomizdat. 1986.
3. Transport and Optical properties of Nonideal Plasma. Ed. G.A.Kobzev, I.T.Yakubov, M.M.Popovich. New-York: Plenum. 1995.
4. Stepanov K.L., Stanchits L.K. // J. Appl. Spectroscopy (Russian). **65**. 1998. P.22.
5. Gubkevich V.A., Ershov-Pavlov E.A., Krat'ko L.E., Chubrik N.I. // Optical properties of Hydrogen plasma at high pressure. Preprint No424, Physical Institute of Belorussian AS, Minsk, 1986.
6. Boyko Yb.S., Grishin Yu.M., Kamrukov A.S. et al. Thermodynamic and Optical Properties of Plasma of Metals and Dielectric. Moscow: Metallurgia. 1988.
7. Ardelian N.V., Kosmachevsky K.V., Kozlov N.P. et al. Radiative Plasmadynamics. Proc. I Symposium on radiative plasmadynamics. Moscow: Energoatomizdat. 1991. P.191.
8. Zeldovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena. Moscow: Nauka. 1966.
9. Radiation Transfer in High Temperature Gases. Handbook Ed.R.I.Solouchin. Moscow: Energoatomizdat. 1984.
10. Megy S., Ershov-Pavlov E., Baronnet J.-M. // J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, 1995, P.344.
11. Belov S.N. // J. Appl. Spectroscopy (Russian), **28**, 1978, P.605.
12. Belotserkovsky O.M., Davidov Yu.M. Large Particle Method in Gas Dynamics. Moscow: Nauka. 1982.
13. Stepanov K.L., Stanchits L.K., Stankevich Yu.A. // The structure of radiating powerful shock waves propagating in the Earth's atmosphere. Preprint No2, HMTI BNAS, Minsk, 1998.
14. Lewis C.H., Carlson D.J. // AIAA J., **2**. 1964, P.776
15. Kiselevsky L.I., Gubkevich V.A., Ershov-Pavlov E.A. et al. // J. Appl. Spectroscopy (Russian). **14**, 1971, P.916.
16. Shimanovich V., Ershov-Pavlov E., Azharonok V. et al. // Optical properties of air, carbon dioxide, and argon plasmas in the spectral range 400-1200 nm. Preprint No4, IMAP BNAS, Minsk, 1997.
17. Avilova I.V., Biberman L.M., Vorobjev V.S. et al. Optical Properties of Hot Air. Moscow: Nauka, 1970.
18. Romanov G.S., Stankevich Yu.A., Stanchits L.K., Stepanov K.L. // Thermodynamical properties, spectral and mean absorption coefficients of gases in a wide range of parameters. Preprint No6, HMTI BAS, Minsk, 1993.
19. Romanov G.S., Stankevich Yu.A., Stanchits L.K., Stepanov K.L. // Int. J. Heat Mass Transfer. **38**, 1995, P.545

ЭРОЗИОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ФАКЕЛЫ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.К.Гончаров, М.В.Пузырев, А.Ф.Чернявский.

Научно-исследовательский институт Прикладных физических проблем им.А.Н.Севченко, ул. Курчатова 7, 220106, Минск, Беларусь, тел: +375 017 2775644, E-mail: sikolenko@pfp.bsu.unibel.by.

Аннотация. Показана возможность управления составом эрозионных лазерных факелов металлов, используя внешнее электрическое и электромагнитное поля. Получена эрозионная плазма с минимальным содержанием жидкокапельной фазы материала мишени.

ВВЕДЕНИЕ

Продукты эрозии металлов, при воздействии на них лазерного излучения умеренной интенсивности ($10^5 \div 10^8$ Вт/см²), представляют собой двухфазные потоки с достаточно сложной кинетикой частиц конденсированной фазы материала мишени.

Частицы конденсированной фазы, формирующиеся за счет объемного парообразования, двигаясь навстречу излучению воздействующего лазера, поглощают его и доиспаряются [1, 2]. Некоторые более крупные частицы за счет перегрева могут дробиться [3]. Дробясь и доиспаряясь, они уменьшаются в размерах, а также уменьшается их концентрация и на некотором расстоянии от поверхности мишени частицы могут полностью испариться, увеличив плотность окружающих паров [4], которые продолжают поглощать падающее лазерное излучение. При определенных условиях это может привести к плазменной вспышке [5 - 7], за счет чего происходит интенсивное поглощение излучения в плазме, что препятствует прохождению воздействующего лазерного излучения к поверхности.

Попытка получить бескапельные эрозионные плазменные потоки металлических мишеней за счет увеличения плотности воздействующего излучения приводит к тому, что условия лазерного воздействия в приповерхностной зоне изменяются и в результате в эрозионный факел начинают поступать более мелкие частицы, однако их концентрация увеличивается.

В связи с этим очень важно найти методы, которые позволили бы управлять параметрами жидкокапельной фазы эрозионных лазерных фа-

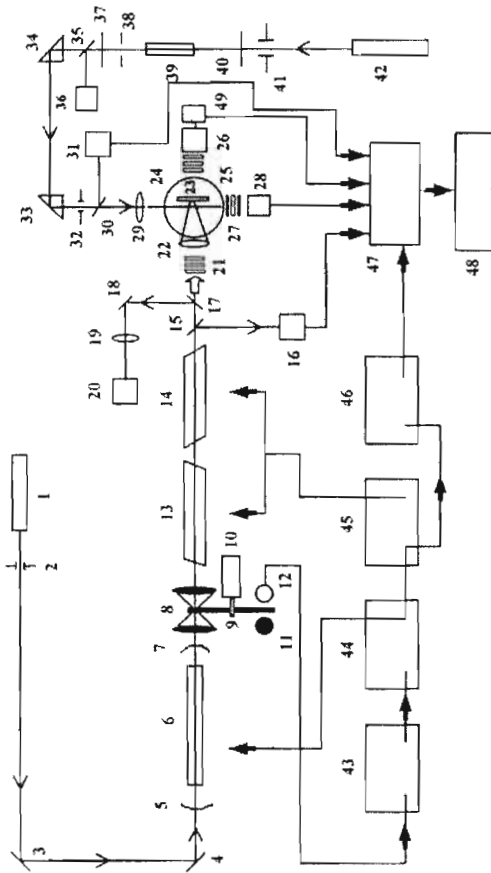


Рис.1. Схема экспериментальной установки для получения и зондирования эрозивных лазерных факелов. 1,42 - юстировочные гелий-неоновые лазеры; 2,32,38,41 - диафрагмы; 3,4 - поворотные зеркала; 5,7 - сферические зеркала; 6 - рабочее тело задающего генератора; 8 - система софокусных линз; 9 - вращающееся диафрагма; 10 - электрический двигатель; 11 - лампочка синхронизации; 12 - фотодиод запуска; 13,14 - усилители; 15,17,18,30,35 - поворотные пластинки; 19,22,29 - линзы; 16,28,31 - фотодиоды; 20,36 - калориметры; 21,25,27 - светофильтры; 23 - мишень; 24 - интегрирующая сфера; 26 - ФЭУ; 33,34 - поворотные призмы; 37, 40 - плоскопараллельные зеркала; 39 - рубиновый лазер; 43 - 46 - генераторы задержанных импульсов; 47 - многопараметрический автоматизированный регистратор; 48 - ЭВМ; 49-широкополосный усилитель.

келов металлов, а также найти способы получения бескапельных эрозионных факелов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Для получения эрозионных лазерных факелов металлов использовалась лазерная установка изображенная на рис.1. В качестве воздействующего на мишень использовалось излучение неодимового лазера. Он состоял из задающего генератора с конфокальным резонатором и двух усилителей. Генератор и усилители собраны на основе стандартных головок ГОС-1001М. На выходе генератора был получен квазистационарный импульс, начало и конец которого обрезалось механическим затвором. Затвором являлся вращающийся

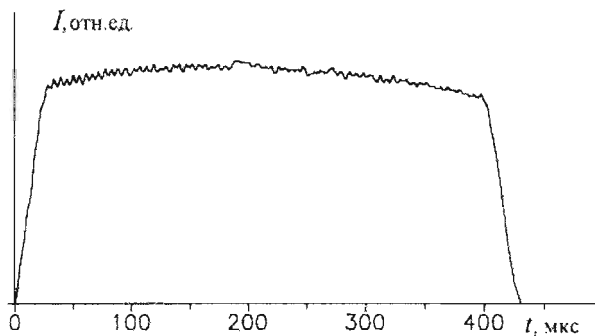


Рис.2. Форма воздействующего лазерного излучения.

дюралюминиевый диск с прорезью. Таким образом, удалось получить импульс излучения, форма которого близка к прямоугольной. Характерный вид такого импульса представлен на рис.2. Изменяя размеры отверстия в диске можно получить импульсы различной длительности. В наших экспериментах длительность лазерного импульса составляла 400 мкс. Установка позволяла получать, используя два усилителя, энергию в импульсе до 400 Дж.

Основным методом исследования в настоящей работе является метод поперечного зондирования эрозионного факела излучением вспомогательного рубинового лазера.

Известно, что для сферических частиц, размеры которых значительно меньше длины волны зондирующего излучения ($d \ll \lambda$), справедливы соотношения [8]:

$$Q_{\text{рас}} = \frac{8}{3} \pi^4 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2, \quad Q_{\text{нов}} = -4\pi \frac{d}{\lambda} \text{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right), \quad (1)$$

где d - диаметр частиц; λ - длина волны зондирующего излучения; $Q_{рас}$ и $Q_{пог}$ - безразмерные коэффициенты рассеяния и поглощения, отнесенные к площади поперечного сечения частицы. Комплексный показатель преломления m - связан с показателем преломления n и показателем поглощения χ соотношением $m=n-i\chi$. Учитывая, что

$$|m^2 - 1|^2 = (n^2 - \chi^2 - 1)^2 + 4n^2\chi^2 \quad (2)$$

и

$$Im\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right) = -\frac{6n\chi}{|m^2 + 2|^2} \quad (3)$$

получаем:

$$\frac{Q_{рас}}{Q_{пог}} = \frac{\pi^3}{9} \left(\frac{d}{\lambda}\right)^3 \frac{(n^2 - \chi^2 - 1)^2 + 4n^2\chi^2}{n\chi}. \quad (4)$$

Таким образом, мы имеем соотношение рассеянной и поглощенной компонент для релеевского приближения. Зная n и χ вещества частиц, λ зондирующего излучения и измерив экспериментально $Q_{рас}/Q_{пог}$, можно контролировать d для достаточно мелких частиц.

Для частиц ($d > \lambda$) соотношение между рассеянием и поглощением зависит лишь от физической природы вещества частиц. Оно может быть оценено [80] по формуле:

$$\frac{Q_{рас}}{Q_{пог}} = \frac{(n^2 + n + \chi^2)^2 + (1+n)^2 + 2\chi^2}{2n[(1+n)^2 + \chi^2]}. \quad (5)$$

Анализ формулы (5) для металлических мишеней показывает, что $Q_{рас} > Q_{пог}$. Если перейти в пределе к очень большим частицам, получаем коэффициенты отражения и поглощения массивной мишени, для которой отражение может на порядок и более превышать поглощение.

Используя обычное зондирование с измерением мощности падающего на объект и прошедшего через него излучения, можно вычислить общие потери излучения, которые представляют собой суммарные потери за счет рассеяния и за счет поглощения на частицах. Однако, в данном случае принципиально необходимо разделение потерь за счет рассеяния и за счет поглощения. Это удастся сделать, если мишень поместить в центр интегрирующей сферы 24 (см.рис.1), за счет чего удастся одновременно контролировать падающую на эрозионный факел, прошедшую через него, рассеянную, а, следовательно, определенную из баланса энергии поглощенную, компоненты зондирующего излучения.

Известно, что при падении излучения на полупрозрачную среду часть падающего излучения проходит через эту среду, часть поглощается и часть рассеивается средой. В связи с этим можно записать следующее уравнение для зондирующего излучения:

$$P_{пад}(t) = P_{пр}(t) + P_{рас}(t) + P_{ног}(t), \quad (6)$$

где $P_{пад}(t)$ – мощность излучения падающего на зондируемый объект, $P_{пр}(t)$ – мощность прошедшего излучения через объект, $P_{рас}(t)$, и $P_{ног}(t)$ – мощности рассеянного и поглощенного излучений объектом. Нормируя на единицу, получаем

$$K_{пр}(t) + K_{рас}(t) + K_{ног}(t) = 1, \quad (7)$$

где

$$K_{пр}(t) = \frac{P_{пр}(t)}{P_{пад}(t)}; \quad K_{рас}(t) = \frac{P_{рас}(t)}{P_{пад}(t)}; \quad K_{ног}(t) = \frac{P_{ног}(t)}{P_{пад}(t)}. \quad (8)$$

Таким образом, измеряя $P_{пад}(t)$, $P_{пр}(t)$ и $P_{рас}(t)$, можно найти коэффициенты пропускания и рассеяния зондирующего излучения, а, следовательно, и вычислить из (7) коэффициент поглощения. Определение коэффициентов рассеяния и поглощения с помощью предлагаемой методики, строго говоря, справедливо при однократном рассеянии, а в этом случае $Q_{рас}/Q_{ног} = K_{рас}/K_{ног}$. Следовательно, контролируя соотношение $K_{рас}/K_{ног}$ для зондирующего излучения удастся из соотношения (1) находить размеры частиц при условии, что $d \ll \lambda$. Для контроля размеров более крупных частиц необходимо учитывать соотношение поглощенной и рассеянной компоненты зондирующего излучения, исходя из теории Лява-Ми [9, 10].

Для количественной оценки размеров частиц в настоящей работе использовался метод, который заключается в определении диаметров частиц d путем сравнения экспериментально измеренных соотношений рассеянной и поглощенной компонент зондирующего излучения и теоретически рассчитанных по теории Лява-Ми зависимостей этих соотношений от размеров частиц.

Сравнивая результаты измерения размеров частиц путем лазерного зондирования с результатами, полученными на электронном микроскопе определена погрешность измерения, которая составляет 30 %.

Зная диаметр частиц, а также величину зондируемой зоны можно получить также числовую и объемную концентрации частиц по формулам:

$$N = \frac{K_{рас} + K_{ног}}{\pi r^2 Q_{ном} l}, \quad (9) \quad C_v = \frac{4}{3} \frac{K_{рас} + K_{ног}}{Q_{ном} l} r. \quad (10)$$

где, r – радиус частиц, l – ширина зондируемой зоны, $Q_{ном} = Q_{рас} + Q_{ног}$, N – их числовая концентрация C_v – объемная концентрация.

Ширина зоны зондирования l определялась по скоростным фотографиям. Фиксировался рассеянный след зондирующего в узкой спектральной полосе в области длины волны зондирующего излучения.

Таким образом определив экспериментально $K_{рас}$ и $K_{лог}$, ширину зондируемой среды и теоретически рассчитав $Q_{пот}$ и радиус частиц можно контролировать содержание конденсированного вещества в исследуемой зоне.

Плотность мощности зондирующего рубинового лазера в экспериментах не превышала в зоне зондирования 10^4 Вт/см², чтобы не возмущать параметров зондируемой среды.

Сбор, хранение и обработка информации производилась с помощью автоматизированной системы, которая достаточно подробно описана в [11, 12, 13, 44].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

Чтобы определить степень влияния электрического поля на динамику образования жидкокапельной фазы материала мишени она помещалась между двумя пластинами, к которым было приложено внешнее электрическое поле (рис.3). Воздействие производилось на свинцовую мишень. Плотность мощности воздействующего излучения составляла $4,6 \cdot 10^5$ Вт/см². Зондирование производилось на расстоянии 1 мм от поверхности мишени. Электрическое поле изменялось от 0 до 4 кВ/см.

Из рис.4а можно проследить изменение во времени диаметров частиц в эрозионном факеле свинцовой мишени. При напряженности внешнего электрического поля 1 кВ/см кривая изменения диаметра частиц во времени достигает своего максимального значения к моменту времени 400 мкс, в то время как без внешнего электрического поля максимум приходится на 200 мкс относительно начала воздействия. При напря-

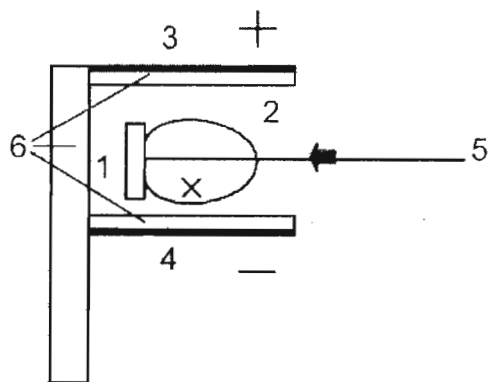


Рис.3. Схема исследования эрозионного лазерного факела свинцовой мишени во внешнем электрическом поле.

1 - мишень; 2 - эрозионный факел; 3,4 - обкладки конденсатора; 5 - воздействующее излучение; X - направление зондирующего излучения; 6 - изолятор.

женности 4 кВ/см максимум кривой соответствует времени 700 мкс. Очевидно, это связано с тем, что частицы, поступающие в эрозионный факел, начинают экранировать электрическое поле, тем самым ослабляя его действие. Величина числовой концентрации частиц с увеличением напряженности внешнего электрического поля возрастает (рис.4б). Можно предположить также, что с дальнейшим увеличением напряженности внешнего электрического поля диаметры частиц жидкокапельной фазы будут уменьшаться, а величина числовой концентрации увеличиваться. Такое поведение во времени параметров частиц жидкокапельной фазы можно объяснить пространственным перераспределением электрических зарядов на поверхности частиц, которое стимулирует их дробление [15, 16].

Исследования показали, что при воздействии неодимового лазера на свинцовую мишень при наличии внешнего электрического поля концентрация частиц в эрозионном лазерном факеле увеличивается по сравнению с воздействием без электрического поля, а размеры частиц уменьшаются.

Как видно из экспериментов внешнее электрическое поле можно использовать для управления параметрами частиц жидкокапельной фазы.

Другим способом управления параметрами и составом эрозионных плазменных потоков может служить воздействие на них достаточно интенсивного электромагнитного излучения. Для этого было проведено исследование кинетики конденсированной фазы в скрещенных лазерных пучках, когда воздействующее лазерное излучение направляется перпендикулярно поверхности мишени, а параллельно ей, на некотором расстоянии, - излучение вспомогательного лазера, которое взаимодействует с продуктами эро-

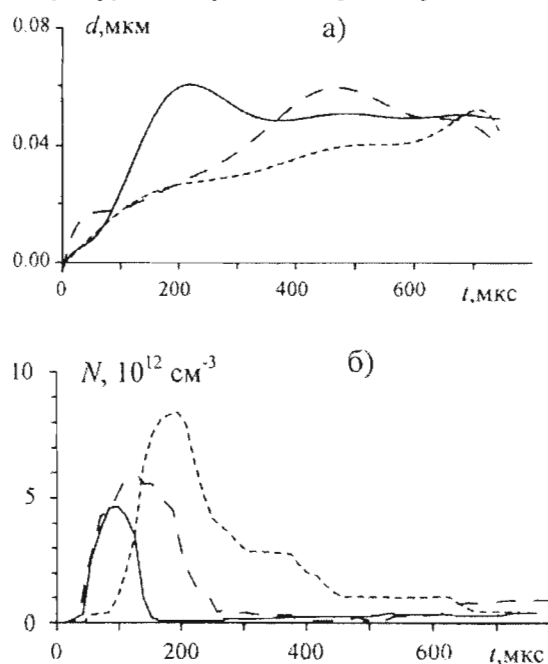


Рис.4. Зависимость диаметра частиц (а) и числовой концентрации (б) от напряженности внешнего электрического поля: непрерывная линия - без поля; крупные штрихи $E=1$ кВ/см, мелкие штрихи $E=4$ кВ/см.

зии, доиспаряя частицы конденсированной фазы, но не меняя при этом условий на поверхности.

В настоящей работе эксперименты проводились со свинцовой мишенью. В качестве воздействующего излучения использовались импульсы неодимового

лазера длительностью 400–500 мкс (рис.2). Плотность мощности воздействующего излучения во всех экспериментах составляла $1,4 \cdot 10^6$ Вт/см² при диаметре пятна облучения 0,6 см. В качестве доиспаряющего использовалось излучение импульсного неодимового лазера в режиме свободной генерации. В этом случае длительность импульса $\sim 10^{-3}$ с, диаметр лазерного луча в зоне воздействия составлял 0,8 см. Центр этого пучка располагался на расстоянии 2 мм от поверхности мишени, так что его нижняя часть экранировалась самой мишенью, а остальная часть взаимодействовала с эрозионным факелом. Плотность мощности доиспаряющего излучения регулировалась в зависимости от условий эксперимента. Контроль параметров конденсированной фазы проводился на расстоянии 2 мм от поверхности мишени.

Кинетика конденсированной фазы в скрещенных полях может сильно зависеть от размеров частиц, следовательно, от механизма их образования. На начальной стадии лазерного воздействия формирование мелких капель происходит за счет объемного парообразования. Причинами появления частиц за счет объемного парообразования могут быть: пространственно-временная неоднородность лазерного излучения, растворенные в металле газы, различные примеси и структурные неоднородности [17]. Эти частицы имеют характерные размеры 0,01 – 0,1 мкм. К концу лазерного воздействия в эрозионный факел поступают частицы, образованные гидродинамическим механизмом. Эти частицы характеризуются более крупными размерами. По массе поступающей в эрозионный факел жидкой фазы второй механизм значительно преобладает над первым. Поэтому целесообразно рассмотреть три случая: случай I, когда в эрозионном факеле присутствуют мелкие частицы за счет объемного парообразования (в течение времени воздействия плазмообразующего импульса неодимового лазера); случай II когда в эрозионном

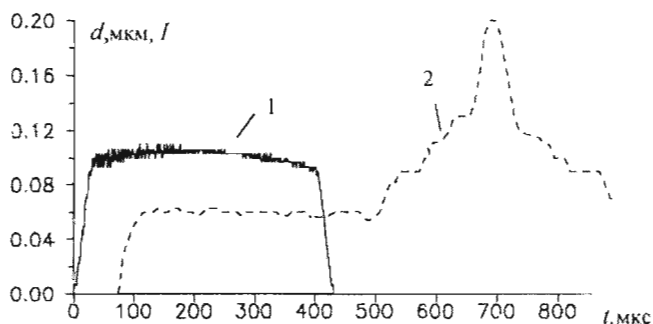


Рис.5. Временной ход интенсивности лазерного излучения (1) (в условных единицах) и изменение диаметра частиц жидкокапельной фазы (2) во времени в эрозионном лазерном факеле свинцовой мишени.

факеле присутствуют частицы, сформированные за счет обоих механизмов (в настоящих экспериментах это происходит через 450 - 500 мкс после начала лазерного воздействия); случай III когда в эрозионном факеле присутствуют в основном крупные частицы, сформированные за счет гидродинамического механизма (в наших условиях это происходит через 650 - 700 мкс после начала лазерного воздействия) (см.рис.5).

Эксперименты показали, что доиспарение частиц конденсированной фазы, в случае I, начинается уже при плотности мощности доиспаряющего лазера $\sim 10^5$ Вт/см², а при плотности мощности $\sim 5 \cdot 10^5$ Вт/см² частицы настолько уменьшаются, что рассеянное ими излучение зондирующего рубинового лазера лежит за пределами чувствительности измерительного комплекса, которая составляет для измерения концентрации частиц величину 10^8 см⁻³.

На рис.6 представлены результаты экспериментов при воздействии на свинцовую мишень импульса неодимового лазера плотностью мощности $1,4 \cdot 10^6$ Вт/см² без излучения (непрерывная линия) и с излучением доиспаряющего лазера плотностью мощности $q = 2,3 \cdot 10^5$ Вт/см² (штриховая линия). Как видно из этого рисунка даже при незначительной интенсивности излучения доиспаряющего лазера (по сравнению с воздействующим) диаметры частиц конденсированной фазы и их числовая концентрация заметно уменьшаются, что связано с эффективным доиспарением частиц вспомогательным лазером.

Результаты экспериментов для случая II, представлены на рис.7а. Воздействующее излучение в этом случае также имело плотность мощности $q = 1,4 \cdot 10^6$ Вт/см². Плотность мощности

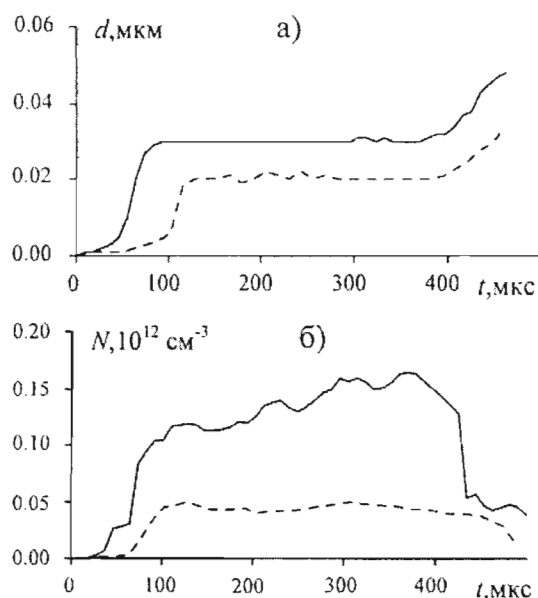


Рис.6. Изменение во времени диаметров (а) и концентрации (б) частиц жидкокапельной фазы эрозионного факела свинца, сформированных за счет объемного парообразования: сплошная линия - без излучения доиспаряющего лазера и штриховая - с излучением доиспаряющего лазера при плотности мощности $2,3 \cdot 10^5$ Вт/см². Плотность мощности воздействующего лазера - $1,4 \cdot 10^6$ Вт/см². Расстояния зондирования 2 мм от поверхности мишени.

доиспаряющего излучения изменялась от 0 до величин $\sim 10^6$ Вт/см². В этом случае размеры частиц с увеличением плотности мощности доиспаряющего излучения сначала растут. Это происходит за счет того, что наиболее мелкие частицы, сформированные за счет процесса объемного парообразования, полностью доиспаряются, а в факеле остается большая доля крупных частиц, сформированных за счет гидродинамического механизма. При дальнейшем увеличении плотности мощности доиспаряющего излучения размер частиц уменьшается. Уменьшение объемной концентрации C (отношение объема, занимаемого частицами конденсированной фазы в исследуемой зоне ко всему объему исследуемой зоны) говорит о достаточно эффективном доиспарении частиц жидкокапельной фазы материала мишени при увеличении плотности мощности доиспаряющего излучения. При дальнейшем увеличении плотности мощности доиспаряющего лазера происходит полное испарение частиц жидкокапельной фазы.

Для случая III (Рис.7б) размер частиц уменьшается с увеличением плотности мощности доиспаряющего излучения. Ход объемной концентрации говорит о том, что масса вещества, сосредоточенная в частицах конденсированной фазы, с увеличением плотности мощности доиспаряющего излучения значительно уменьшается и при некоторой плотности мощности частицы могут полностью доиспариться.

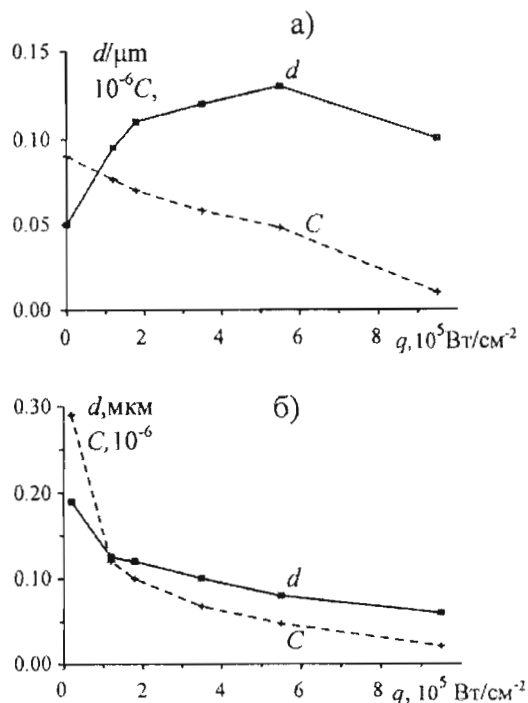


Рис.7. Зависимость диаметра частиц (d) и объемной концентрации (C) от плотности мощности доиспаряющего лазера для случая II (а) и для случая III (б).

ВЫВОДЫ

Таким образом, управлять размерами и концентрацией частиц в двухфазных потоках, формирующихся в результате воздействия лазерного излучения на металлы можно, если поместить область воздействия во внешнее электрическое поле.

Исследования кинетики частиц конденсированной фазы эрозионных факелов в скрещенных лазерных пучках показали, что воздействием излучения вспомогательного также лазера можно эффективно управлять параметрами частиц жидкокапельной фазы и тем самым параметрами самих эрозионных лазерных потоков. Показано, что для этого требуются меньшие плотности мощности, чем воздействующего излучения, а для частиц, сформированных за счет объемного парообразования, существенно более низкие. Для более эффективного уменьшения содержания конденсированной фазы материала мишени и получения бескапельной стерильной эрозионной плазмы целесообразно одновременно воздействовать на эрозионный лазерный факел внешним электрическим полем, добиваясь уменьшения частиц по размерам, и более эффективно донспарять их излучением вспомогательного лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В.К. Роль частиц материала мишени в динамике лазерного эрозионного факела // ИФЖ. - 1992. - Т.62, №5. - С. 665 - 684.
2. Путренко О.И., Янковский А.А. Исследование световой эрозии металлов в течение импульса генерации ОКГ // ЖПС. - 1971. - Т. 15, №4. - С. 596 - 604.
3. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. Динамика образования жидкокапельной фазы эрозионных лазерных факелов металлов вблизи поверхности мишени // Квантовая электроника. - 1995. - Т.22, №3. - С. 249 -252.
4. Исследование лазерных эрозионных факелов с помощью оптического многоканального спектроанализатора / В.К.Гончаров, В.И.Карабань, А.В.Колесник, В.В.Ревинский, С.К.Товмасын, А.Ф.Чернявский // ЖПС. - 1989. - Т.51. - С.16 - 21.
5. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты // Доклады АН СССР. - 1969. - Т.186, №5. - С. 1048 - 1051.
6. Виленская Г.Г., Немчинов И.В. Явление вспышки поглощения, последующего разогрева и движения плазмы в слое паров, образу-

- щихся под действием излучения ОКГ // ЖПС. - 1969. - Т.11, №4. - С. 3 - 19.
7. Гончаров В.К. Взаимодействие лазерного излучения с металлами в режиме образования эрозионной плазмы с конденсированной дисперсной фазой: Автореферат диссертации на соискание уч. степени доктора физ.-мат. наук: 01.04.03 / Белгосуниверситет. - Минск, 1993. - 34 с.
 8. Г.Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. - М.: ИЛ, 1961. - 536.
 9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
 10. Борен К., Хармен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. - М.: Мир, 1986. - 660 с.
 11. Роль частиц материала мишени в динамике плазмообразования / А.П.Бык, В.К.Гончаров, В.В.Захожий и др. // Квантовая электроника. - 1988. - Т.15, №12. - С. 2552 - 2559.
 12. Автоматизированный комплекс для изучения временных процессов взаимодействия импульсного лазерного излучения умеренной интенсивности с веществом. / В.Н.Баринов, А.П.Бык, В.К.Гончаров, В.В.Захожий, В.И.Карабань, В.И.Кваченок, В.Н.Колесников, В.В.Ревинский, А.Ф.Чернявский. Москва, 1986. - №38 - 26 с. - (Препринт / Физ. ин-т АН СССР)
 13. Концевой В.Л., Товмасян С.К. Использование оптического многоканального анализатора для настройки сложных оптических систем // II Университетский семинар "Применение лазерной и оптико-электронной техники в народном хозяйстве": Тез. докл. - Минск, 1985. - С.54.
 14. Оптический многоканальный анализатор для исследования двумерных распределений интенсивностей / В.К.Гончаров, В.Г.Кваченок, А.В.Колесник, В.В.Колесников, В.Л.Концевой, В.В.Ревинский, С.К.Товмасян, А.Ф.Чернявский. - Москва, 1986. - 26 с. - (Препринт / Физ. ин-т АН СССР).
 15. Бадан В.Е., Владимиров В.В., Порицкий В.Я. Неустойчивость микроструй, возбуждаемых на поверхности металла // ЖТФ. - 1987. - Т.57, вып.6. - С.1197 - 1198.
 16. Бадан В.Е., Лиситченко В.В., Порицкий В.Я. Распад микроструй жидкого металла // ЖТФ. - 1989. - Т.59, вып. 8. - С.141 - 142.
 17. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В // Приоритетность факторов, способствующих объемному парообразованию в лазерных мишенях // ИФЖ. - 1994. - Т.66, №6. - С. 662 - 667.

STARK BROADENING OF NEUTRAL ARGON LINES BY PLASMAS

Z. MIJATOVIĆ, D. NIKOLIĆ, S. DJUROVIĆ, R. KOBILAROV AND N. KONJEVIĆ*

Institute of Physics, Trg D. Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia

**Institute of Physics, P.O. Box 68, 11080 Belgrade, Yugoslavia*

1. INTRODUCTION

Plasma broadened spectral lines of neutral argon, in the visible region of electromagnetic spectra, have been extensively investigated in order to obtain Stark broadening parameters (see Konjević et al. (1976, 1982, 1990) and references therein). Although these investigations covered a number of lines, there is a lot of space for further experimental investigations. Today's experimental techniques improve the accuracy of obtained data in some cases almost for the order of magnitude. Also, in the most of previous investigations, in order to obtain Stark widths of the lines, deconvolution of symmetric Voigt profile has been applied although plasma broadened profiles are asymmetrical. Some of the close argon lines have not been investigated due to complicated procedure of line profile separation. Reported data contained Stark widths and shifts only, with the exception of Jones et al. (1986) where the experimental results for ion broadening parameter A were also reported.

In order to obtain Stark broadening parameters (widths, shifts and A) with high accuracy it is necessary to fulfil several conditions:

- a) plasma source must be highly reproducible, in the case of pulsed plasma source or very stable, in the case of continuous source,
- b) an experimental technique for spectral intensity measurements should provide high accuracy of measurements,
- c) attention should be paid to plasma diagnostics techniques (electron density and temperature measurements),
- d) proper numerical procedures for experimental profiles treatment should be applied (for example Abel inversion procedure, line separation procedure, deconvolution procedure etc.). For example, in the cases of strongly asymmetric lines, the error of up to 25 % could be introduced if one applies deconvolution procedure for Voigt profile instead for asymmetric profile,
- e) the influence of other broadening mechanisms must be taken into account.

In this work all of above mentioned conditions tried to be fulfilled in order to obtain high accurate data of Stark broadening parameters. Also, applied deconvolution procedure, made possible to determine the ion broadening parameter of investigated lines. Stark broadening parameters are determined for twelve neutral argon lines in

the visible spectrum. Close spectral lines were also investigated, some of them for the first time. Obtained results are listed in a table and also compared with the theoretical and experimental results of other authors when available.

2. EXPERIMENTAL

In this chapter the experimental procedures and plasma diagnostics will be described.

2. 1. PLASMA SOURCE

Wall stabilized arc was used as a plasma source. It consists of a stack of 7.1 mm thick water-cooled copper plates separated by 0.5 mm thick insulating Teflon gaskets. The diameter of arc channel is 5 mm and its length is 70 mm. The arc was operating under atmospheric pressure with the gas mixture containing 99 % Ar and 1 % H₂. The mixture with the flow rate of 3 l/min is introduced into the arc from both ends. Stabilized power supply with the current stabilization of 0.3 % was used to supply the arc with the current of 30 A.

2. 2. LINE SHAPE AND SHIFT RECORDINGS

In order to avoid radiative transfer problems when radiation is recorded end-on, plasma was observed side-on at twelve position along plasma column radius. Plasma radiation was focused 1:1 onto the entrance slit of 1-m monochromator by means of the concave mirror M₂, see Fig. 1. The height of the entrance slit was 0.3 mm while the width of entrance and exit slit was 20 μm introducing the instrumental width of 0.018 nm. Monochromator is equipped with 1200 g/mm grating, high resolution stepping motor (36000 steps/rev), used for grating movements, and photomultiplier.

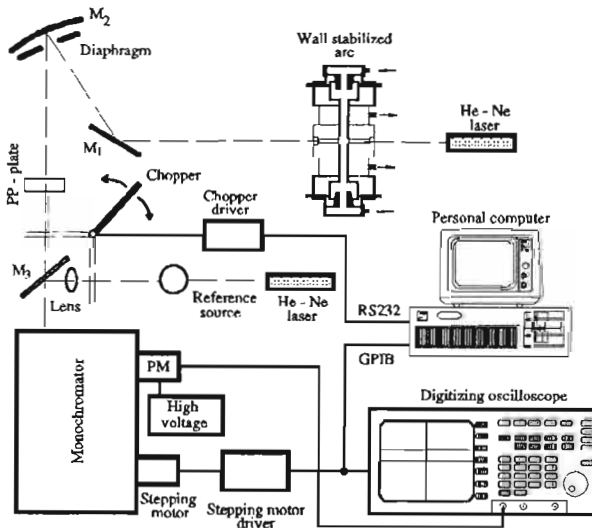


Fig. 1. Experimental setup.

A low-pressure Geissler tube was used as a source of unshifted argon spectral lines. The same mixture used for the arc is introduced under the low pressure in Geissler tube. The lines emitted from this source are also used for the instrumental width measurements. For the shift measurements, the light from Geissler tube was also focused onto the slit of the monochromator, see Fig. 1. The mirror M_3 is partially reflecting so the light from both, arc plasma and reference source have the same optical path from the mirror M_3 to the exit slit of the monochromator. Using the chopper C light is recorded from the arc or from a reference source alternatively.

Signals from the photomultiplier were led to the digitizing oscilloscope working in the averaging mode (32 samples over 200 ms). Using this technique for spectral intensity measurements the error less than 1 % was attained, while the accuracy of wavelength settings was 0.0025 nm. The stepping motor (HP-IB interface), chopper C (RS-232 interface) and oscilloscope (HP-IB interface) were controlled by the PC. The same computer was used for data acquisition.

2. 3. PROCESSING OF RECORDED LINE PROFILES

The line profiles recorded at twelve positions along the plasma column radius were Abel inverted (Djurović 1998). After this an advanced deconvolution procedure (Nikolić et al. 1998) for asymmetric line profiles was applied in order to separate Gaussian part (instrumental + Doppler) from the plasma broadened part. The influence of resonance and Van der Waals broadening mechanisms (Griem 1964) were taken into account also. The same deconvolution procedure was applied to close lines also. Since the one of the fitted parameters in this procedure is ion broadening parameter A , this procedure was used for determination of this parameter. The center of the lines were always determined at the maximum of peak intensity.

In order to determine the position of unshifted lines, profiles recorded from the reference source were fitted by least square method to the Gaussian.

Examples of recorded profiles together with the fitted profiles and profiles recorded from reference source are presented in Figs. 2 and 3.

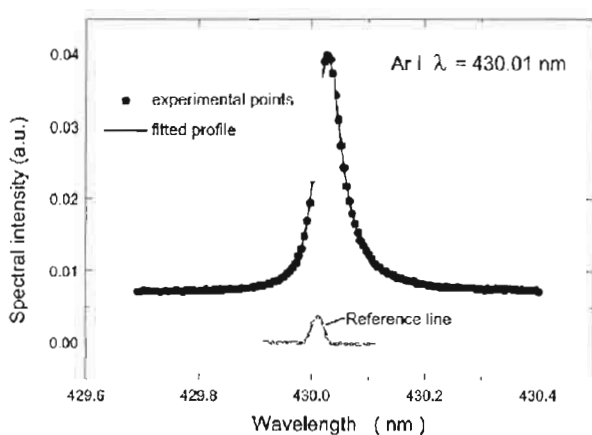


Fig. 2. An example of isolated Ar I line.

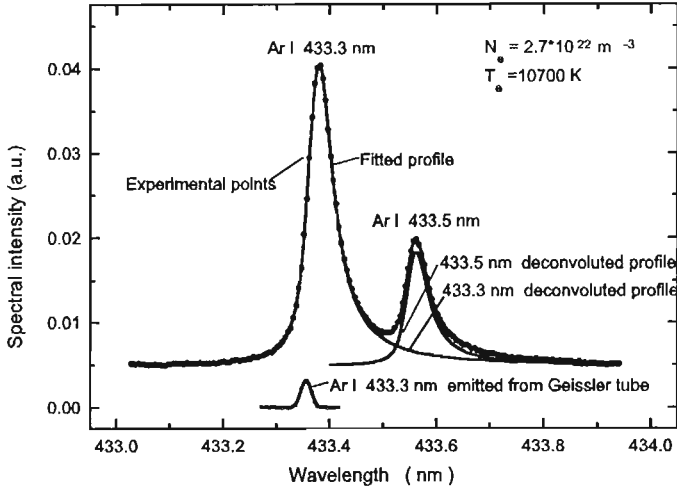


Fig. 3. An example of two close Ar I lines.

2. 4. PLASMA DIAGNOSTICS

An electron density in the range $(0.74 - 2.90) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ along the plasma radius was determined from the widths of the Balmer H_β line in conjunction with theoretical calculations by Vidal et al. (1973). The arc temperature ranging (9280 - 10750) K was deduced from plasma composition data using procedure described by White et al. (1958). Estimated uncertainty of reported electron densities and temperatures do not exceed $\pm 9 \%$ and $\pm 3 \%$, respectively.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Obtained values for widths and shifts for various electron densities and temperatures were compared with the theoretical values (Griem 1974). Theoretical values were calculated for corresponding electron densities and temperatures accordingly with the formulas for static ion approximation (Eqs. (226) and (227) in Griem 1974). In these formulas electron impact width, electron impact shift and ion broadening parameter enter as the theoretical values. For two of investigated lines these values are not existing. For five of them these values can be estimated from the existing values for the lines from the same multiplet (Griem 1974). Theoretical data for widths and shifts are corrected for the Debye shielding effect. Results of such comparisons are given in Table 1. together with the results of other authors and estimated errors. Results of this work are presented through an average values. Since error of measurements are given before, in Table 1. only standard deviation of obtained results are given. Results of other authors are, in some cases, given as the range of obtained results of the comparisons (they are marked with symbol §). These values are taken from critical reviews (Konjević et al. 1974,1990) together with estimated uncertainties: A – less 15 %; B – between 15 % and 30 %. Results with estimated uncertainties C – more

30 % are not taken for comparisons in this work. There are also four results (Djurović et al. 1997; Musielok 1994); Djeniže et al. 1995 and de Izarra et al. 1993), included in Table 1., which have not been critically reviewed since they are quite recent.

Table 1. Values of measured over theoretical widths and shifts for investigated Ar I spectral lines. References: 0 – this work; 1 – Bues et al. (1966-67); 2 – Griem (1962); 3 – Chapelle et al. (1967); 4 – Queffelec and Girault (1971); 5 – Sculz and Wende (1968); 6 – Jones et al. (1986); 7 – Jones et al. (1987); 8 – Chernichowski and Chapelle (1983); 9 – Abbas (1988); 10 – Djurović et al. (1997); 11 – Musielok (1994); 12–Djeniže et al. (1995); 13 – de Izarra et al. (1993). Results of this work are given as an averaged values with standard deviation for widths (s_w) and shifts (s_d). For the lines marked with (*) theoretical values were estimated from the values for the lines from the same multiplet for which theory exists. Letters in parenthesis in the last column denote accuracy estimated by critical reviews (Konjević et al. 1976, 1984, 1990). Symbol # denotes that only range of obtained comparison is given. Error reported by the authors of Refs. 12 and 13 is between 10 and 20 %.

λ (nm)	N_e (10^{22} m^{-3})	T (K)	w_m/w_{th}	s_w	d_m/d_{th}	s_d	Ref.
*415.86	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.724	0.032	1.088	0.024	0
4s[3/2] ⁰ - 5p[3/2]	1.42 - 11.4	9960 - 13100	0.67	0.028	0.87	0.074	1(B)
	1.7 - 18	9270 - 14830	0.83-1.07	-	1.01	-	2(B)#
	6.23	11900	0.91	-	-	-	6(A)
	6.2	11900	0.92	-	-	-	7(A)
	3.1 - 9.9	10800 - 12600	0.989	0.096	-	-	11
*418.19	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.616	0.038	0.633	0.025	0
4s'[1/2] ⁰ - 5p'[1/2]	1.42 - 11.40	9960 - 13100	0.57	0.015	0.657	0.065	1(B)
	1.1 - 8.6	9650 - 12500	0.78-0.91	-	-	-	3(B)#
	3.1 - 9.9	10800 - 12600	0.80-0.83	-	-	-	11
*419.07	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.565	0.047	0.887	0.060	0
4s[3/2] ⁰ - 5p[5/2]							
419.10	0.74 - 2.90	9280 - 10750		No	theory		0
4s'[1/2] ⁰ - 5p'[3/2]							
419.83	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.536	0.041	0.691	0.041	0
4s[3/2] ⁰ - 5p[1/2]	1.42 - 11.4	9960 - 13100	0.428	0.038	0.79	0.062	1(B)
420.07	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.628	0.064	0.756	0.032	0
4s[3/2] ⁰ - 5p[5/2]	1.42 - 11.4	9960 - 13100	0.584	0.022	1.00	0.056	1(B)
	1.7 - 9.2	9720 - 12610	0.82-0.90	-	0.78-0.84	-	2(B)#
	4.5	13400	0.87	-	-	-	11
425.94	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.726	0.048	0.691	0.035	0
4s'[3/2] ⁰ - 5p'[1/2]	1.42 - 11.4	9960 - 13100	0.561	0.015	0.777	0.055	1(B)
	0.47 - 3.5	8900 - 11070	0.729	0.039	0.764	0.033	10
	1.4 - 9.9	9800 - 12600	0.77	-	-	-	11(A)
	2.6	14000	-	-	0.62	-	12

Table 1. Continued

λ (nm)	N_e (10^{22} m $^{-3}$)	T (K)	w_m/w_{th}	s_w	d_m/d_{th}	s_d	Ref.
*426.63	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.540	0.078	0.866	0.055	0
4s[3/2] 0 - 5p[3/2]	1.42 - 11.4	9960 - 13100	0.691	0.020	1.28	0.073	1(B)
	1.4 - 9.9	9800 - 12600	1.00	0.113	-	-	11
427.22	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.700	0.043	0.942	0.030	0
4s[3/2] 0 - 5p[3/2]	1.42 - 11.4	9960 - 13100	0.651	0.028	1.136	0.100	1(B)
	6.2	11900	0.85	-	-	-	6(A)
	1.4 - 9.9	9800 - 12600	0.85	0.09	-	-	11
	2.2	16000	-	-	0.55	-	12
*430.01	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.740	0.053	0.611	0.030	0
4s[3/2] 0 - 5p[5/2]	1.2 - 9.4	9750 - 12200	0.590	0.019	0.944	0.06	1(B)
	1.7 - 13.2	9720 - 13500	0.75-0.84	-	0.81-1.2	-	2(B)#
	1.1 - 5.9	9600 - 11800	0.52-1.02	-	0.96-1.51	-	4(B)#
	6.2	11900	0.77	-	-	-	6(A)
	1.1 - 11	9000 - 15500	0.76-0.83	-	-	-	8(A)#
	2.2 - 14.4	10200 - 14200	0.75-0.96	-	-	-	9(B)#
	3.1 - 9.9	10800 - 12600	0.81	0.059	-	-	11
18.2	13000	0.85	-	-	-	13	
433.36	0.74 - 2.90	9280 - 10750	-	No	theory	-	0
4s'[1/2] 0 - 5p'[3/2]							
*433.53	0.74 - 2.90	9280 - 10750	0.501	0.026	0.730	0.034	0
4s'[1/2] 0 - 5p'[1/2]	1.42 - 11.4	9960 - 13100	0.647	0.040	0.771	0.069	1(B)
	1.0 - 7.0	9550 - 12100	0.69-0.73	-	-	-	5(B)#

In order to make experimental results in Table 1 comparable, electron densities determined from H_β line, in works published before 1973, had to be corrected to VCS theory (Vidal et al. 1973).

One can see from the Table 1 that values obtained from various experiments differ considerably, in some cases almost for 100 % (see 426.63 nm line). There is no rule about agreement between any of the experiments. However, disagreement between experiment and theory is obvious (disagreement could be defined as $[1 - |experimental\ value/theoretical\ value|]$). Depending on the considered line and Stark broadening parameters this is in the range of almost 60 % and 0 %. An average value of the disagreement between experiment and theory (including both parameters is about 20 %)

An general conclusion could not be drawn, except that the measurements of this kind should be continued in order to give more precise answer about the Stark broadening parameters of argon lines.

4. CONCLUSION

This paper is an attempt to give reliable experimental data of Stark broadening parameters of neutral argon lines. Twelve spectral lines were investigated. Attention was

paid on precise spectral intensity recordings, wavelength measurements and procession of obtain data. An averaging technique was applied for spectral intensity recordings, while high resolution stepping motor was used for the rotation of monochromator's grating and wavelength settings. An advanced deconvolution procedure was applied in order to obtain Stark broadening parameters free of systematical error introduced by applying the method for deconvolution of symmetrical lines.

Obtained results for widths and shifts of investigated spectral lines are compared with the theoretical values (if exist) and with the experimental results of other authors. This comparison showed strong disagreement between the experimental results, but in most cases considerable disagreement between experimental and theoretical values also exists. Final conclusion about the values of Stark broadening parameters of neutral argon lines demands more high precision experimental work.

References

- Abbas A., Basha T. S. and Abdel-Aal Z. A.:1988, *Jap. J. Appl. Phys.* **27**, 801.
 Bues I., Haag T. and Richter J.: 1966-67, *Laboratoriumsbericht aus dem Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel*.
 Chapelle J., Cabonne Sy. A., Cabannes F. and Blandin J.: 1967, *JQSRT* **8**, 1201.
 Chernichowski A. and Chapelle J.: 1983, *Acta Phys. Pol A* **63**, 67.
 Djeniže S., Skuljan Lj. and Konjević R.: 1995, *JQSRT* **54**, 581.
 Djurović S. : *to be published*
 Djurović S., Mijatović Z., Kobilarov R. and Konjević N.: (1997), *JQSRT* **57**, 695.
 Griem H. R.: 1962, *Phys. Rev* **128**, 515.
 Griem H. R.: 1964, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York.
 Griem H.R.: 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic, New York.
 de Izarra C., Chapelle J., Chernichowski A. and Vallee O.: 1993, *JQSRT* **49**, 433.
 Jones D. W., Pichler G. and Wiese W. L.: 1987, *Phys. Rev. A* **35**, 2585.
 Jones D. W., Wiese W. L. and Woltz L. A.: (1986), *Phys. Rev A* **34**, 450.
 Konjević N., Dimitrijević M. S. and Wiese W. L.: 1984, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 619.
 Konjević N. and Roberts J. R.: 1976, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 209.
 Konjević N. and Wiese W. L.: 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1307.
 Musielok J.: 1994, *Acta. Phys. Pol. A* **86**, 315.
 Nikolić D. et al.: *to be published*
 Queffelec J. L. and Girault M.: 1971, *Rev. Phys. Appl.* **6**, 401.
 Schulz P. and Wende B.: 1968, *Zeitschrift für Physik* **208**, 116.
 Vidal C.R., Cooper J. and Smith E.W.: 1973, *astrophys J. Suppl. Ser. No. 214* **25**, 37.
 White W.B., Jonson S.M. and Dantzig G.B.: 1958, *J. Chem. Phys.* **28**, 751.

SPECTRAL LINE INVESTIGATION OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI AT BELGRADE OBSERVATORY

LUKA Č. POPOVIĆ

Astronomical Observatory, Volgina 7, 11000 Belgrade, Yugoslavia
E-mail lpopovic@aob.bg.ac.yu

Abstract. The spectral line shape investigations of the Active Galactic Nuclei are carried out at the Belgrade Observatory since 1994. Initially the researches were only theoretical, the object of them having been the effects of the gravity field on the spectral line shapes. Subsequently these researches were extended to include the analysis of the observed emission spectral lines. On the basis of this analysis of the observed spectral lines the modelling was undertaken of the emission regions of the Active Galactic Nuclei. Special attention was paid to the investigation of time variations of these emission lines which point to the existence of two broad line emission regions in these objects.

1. INTRODUCTION

The investigation of the spectral line shapes and parameters helps us to understand the physical conditions and state of the plasma from which these are coming. In fact the only way of making diagnostics of plasma outside of the Solar System is the investigation of its radiation (spectral lines and continuum). The investigation of the spectral line shapes and parameters is very important also because most of the information on the celestial objects is acquired just by analyzing these parameters.

Among the most interesting objects in the Cosmos are Active Galactic Nuclei (AGN). These objects, where to the quasars also belong, are powerful radiation sources, one of their characteristics being the presence in their spectra of the very strong emission lines. These emission lines are characteristic of the active galaxies and in some of them a classification was deduced according to the shapes of these lines. For instance Syfert galaxies with narrow spectral lines (full width at the half maximum - FWHM - about several hundreds km/s) belong to the type two - Sy 2, while those with the broad lines (FWHM - up to several thousand km/s) belong to the type one - Sy 1.

According to the widely accepted view in the center of these objects there is a black hole with the accretion disk around it. This system is enveloped by an emission region. On the basis of researches in the spectral lines of these objects (see e.g. Osterbrock 1989) it has been brought out that the emission region from which they originate might be divided into several parts, each one with different physical properties. Generally two such regions are noticeable:

1. Broad line region (BLR) from which broad, mainly hydrogen and helium lines are radiated. This region is embedded in the environment of the accretion disk, its

dimensions being less than one parsec. It is composed of dense matter - a cloud, which in addition to the dominant rotation motion have their proper motion as well. The velocities of these clouds, derived from the lines half widths, run on the average around several thousand km/s (see e.g. Osterbrock 1989). The electron concentration in this region runs from 10^7 cm^{-3} to 10^{11} cm^{-3} , with temperature of about 10000 K.

2. Narrow line region (NLR) out of which narrow lines are coming, is larger, amounting to several kiloparsecs. It is from this region that radiation of highly ionized emitters (O III, C IV) is coming forth. Noticeable are also the lines from the forbidden transits (e.g. O III[4959,5007]). Otherwise the concentration of the emitters in this region is very slight, running from 10 cm^{-3} to 10^3 cm^{-3} .

Certainly, speaking strictly, the emission region is much more complex. For instance our investigation of the narrow line region in the Mkn 817 galaxy showed it to be composed of two parts (Popović and Mediavilla 1997). Sometimes one might include in the emission region the disk too, i.e. the disk effects may make themselves felt in the spectral line shapes, as is the case with the III Zw 2 (Popović et al. 1997).

The investigations of the spectral line shapes in Seyfert galaxies and quasars at the Belgrade Observatory were started in 1994. The initial investigations were theoretical and connected with the gravity field effect on the spectral line shapes (Popović and Vince 1994, Popović et al. 1994ab, Atanacković et al. 1994, Popović et al. 1995a). Later on these investigations were extended to include the studying of the spectral lines shapes observed at the Crimean Astrophysical Observatory (Popović 1996). Here a condensed survey of researches performed at the Belgrade Observatory is given. These researches are carried out within the framework of the task *Investigation of the Spectral Line Shapes in Active Galactic Nuclei* which forms a part of the Belgrade Observatory's Research Project.

2. GRAVITATIONAL EFFECTS ON THE SPECTRAL LINES SHAPES

Researches concerning the influence of gravitational effects on the spectral line shapes in AGN promoted studying the nature of these objects at the Belgrade Observatory. Having regard to the model of the AGN which envisages a black hole in the nucleus centre, with region emitting the lines, the so called Broad Line Region (BLR), in the immediate vicinity of the black hole, i.e. in a strong gravitational field, one may expect this field to affect the emitted radiation coming from these objects. In what sense? First, the observed line having been obtained as a summary radiation of a cloud situated in the line of sight at different distances from the center, i.e. within different gravitational fields, the radiation emitted from particular clouds has different gravitational shifts. In other words, the radiation of those clouds situated closer to the center will be shifted toward the red with respect to the radiation of clouds more distant from the black hole. Of course, we must thereby keep in mind that we, as observers, are within a relatively weak gravity field with respect to the emitters situated within a Broad Line Region or within the accretion disk of the AGN. In any case this will lead to the distortion of the spectral line shapes of these objects. Second,

the emitters will be in a strong gravitational field which must be taken into account at computing the atomic parameters of the emitter (oscillator strength, transition probability and line strength).

As already related, the initial investigations were connected with the effect of the gravitational redshift on the emission spectral line shifts for the case of the undistorted Lorentz profile (Popović and Vince 1994, Popović et al. 1994ab) and Voigt profile (Atanacković et al. 1994, Popović et al. 1995a). In both cases analytical expressions were derived serving for accounting for this effect.

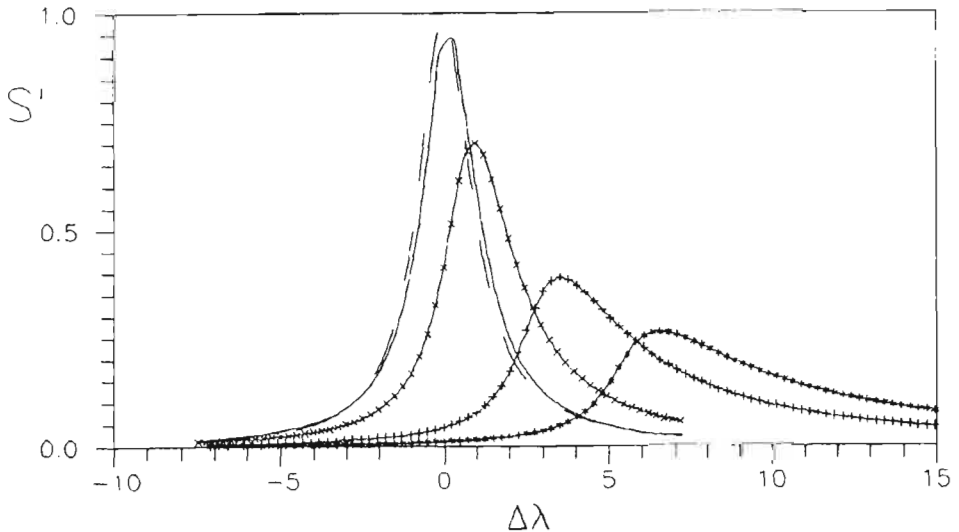


Fig. 1. The shape of the distorted spectral line profile for different transition lengths λ_0 , compared with undistorted Lorentz profile (dissected line). (—) for $\lambda_0 = 1000 \text{ \AA}$ (solid line), $(-x-x)$ for $\lambda_0 = 10000 \text{ \AA}$, $(+ - + -)$ for $\lambda_0 = 50000 \text{ \AA}$, $(- * - * -)$ for $\lambda_0 = 100000 \text{ \AA}$. $\Delta\lambda$ expressed in Lorentz half-widths (Popović et al. 1994a).

In the case of the undeformed profile of the emission line being Lorentz one ($S(\lambda)$) the analytical expression for the distorted profile ($S'(\lambda, r, M)$) due to the unequal gravitational shift is (Popović & Vince 1994, Popović et al. 1994a)

$$S'(\lambda, r, M) = S(\lambda) \cdot \Phi(\lambda, r, M) \quad (1)$$

where $\Phi(\lambda, r, M)$ is the corrective factor depending on the distance of the region emitting the radiation from the black hole (r) and on the mass of the central object (M).

In the case of the Voigt profile ($H(a, x)$) the expression for the distorted profile ($H'(a, x, r, M)$) is (Popović et al. 1995a)

$$H'(a, x, r, M) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} h(a, x, y) \cdot \Phi(a, x, y, r, M) dy \quad (2)$$

where $h(a, x, y)$ is the integrand of the Voigt profile

$$h(a, x, y) = \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (x - y)^2},$$

a is the relation of Lorentz and Doppler width and $x = \lambda - \lambda_0$ is expressed in Doppler half-width. The corrective function $\Phi(a, x, y, r, M)$ has the same analytical form as in the case of Lorentz profile.

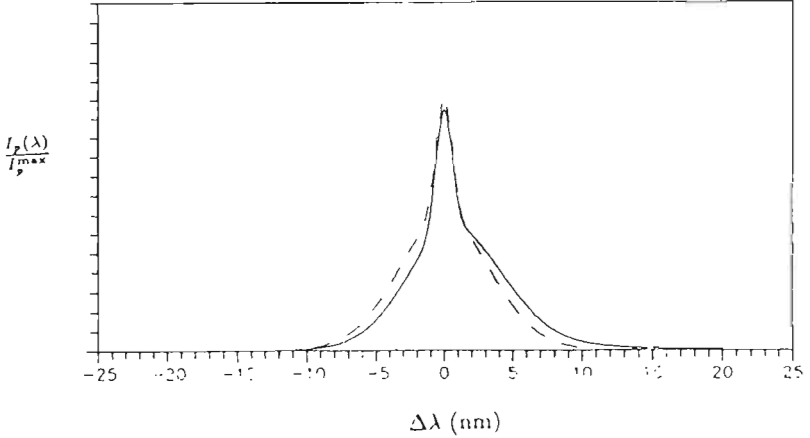


Fig. 2. The distorted H_β line in consequence of the gravitational effect (solid line) compared with the undistorted (dashed line). The model of an AGN is used, assuming the existence of three emission regions (Popović et al. 1995a).

The influence of the gravitational redshift effect on the spectral line shape was considered for optically thin and thick regions. The conclusion has been derived this effect to lead to the spectral line profile being distorted in such a way as to make the line broader, of lower intensity and shifted toward the red (Fig. 1.). This effect is more pronounced in the optically thin medium, which in fact applies to the broad line region situated closer to the black hole (Corbin 1997). In active galactic nuclei the distortion of the emission lines should be noticeable in the broad component, while this in the narrow component is not present. The investigations of other authors, made later on, give similar results (Corbin 1995, 1997ab).

Relatively recently investigations were started connected with the gravitational field effect on the atomic parameters of the emitter (Popović 1997, Popović 1999). Namely, for an observer situated in a weak gravity field, the radiation of the emitter will be shifted toward the red, i.e. the observer will find, by comparing the quantum system within a strong gravity field with one within his own field, the energy levels to differ according to

$$E'_i = E_i + \Delta E_i, \quad (3)$$

where E_i are quantum system levels energies in the observer's medium and E'_i are energies of the quantum system level whence the radiation is coming. ΔE_i is the

energy difference depending on the difference of the gravitational field strength. This difference can be calculated for the active galactic nuclei knowing the value of the gravitational redshift to obey (Popović 1999ab)

$$\Delta E_i \approx -\frac{z_G}{1+z_G} E_i, \quad (4)$$

where z_G is the gravitational shift. Actual calculations of the oscillator strengths and the transition probability were accomplished for the case of Ly_α line and the resonant $C\ IV$ lines (Popović 1999a). These lines are intensive in the UV spectrum of the AGNs.

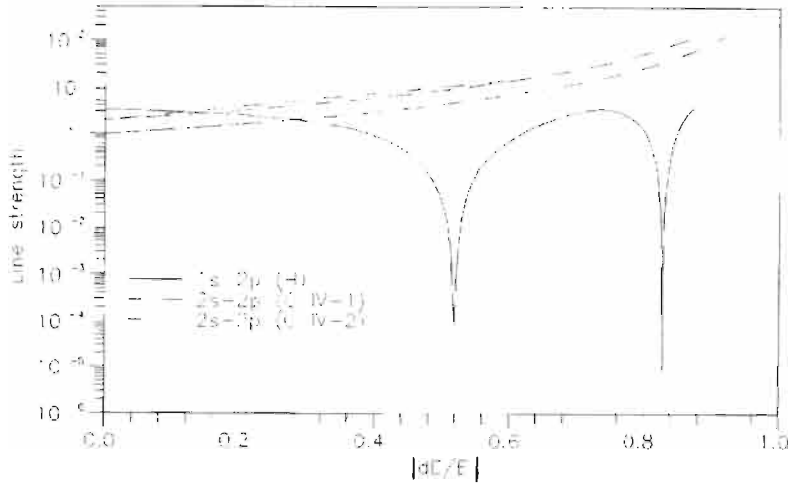


Fig. 3. Line strengths (in atomic units) for Ly_α (solid line) and resonant $C\ IV$ lines (dashed lines) (Popović 1999).

This effect ought to be taken into account at modelling the accretion disk and the broad line region in AGNs. This effect can equally be important in neutron stars.

3. ANALYSIS OF THE OBSERVED EMISSION LINE PROFILES IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI

Upon theoretical consideration of the gravity field effects on the shapes and parameters of the spectral lines in active galaxies, it was natural to experimentally test these results. For this purpose it was necessary to analyze the profiles of the observed lines in the spectrum of Sy 1 galaxies or quasars in whose total line profile there is a pronounced broad line region and/or accretion disk. The first such investigation was the analysis of Ly_α line in the spectrum of the Mkn 335 galaxy obtained with the Hubble space telescope (Popović et al. 1995a). For that purpose the complex profile of Ly_α was decomposed into two Gauss components. It appeared that the broad component was shifted toward the blue part of the spectrum. On removing the narrow

component from the observation a profile was obtained displaying red asymmetry (Fig. 4). In order to account for such profile a model was formed in which the cloud radiations were summed, the clouds being situated in different gravitational fields. Assumed thereby was very strong matter ejection, i.e. the clouds moving toward the observer. Such a model involving gravitational field effect, gave good agreement with the profiles observed in the Mkn 335 galaxy (Popović et al. 1995b).

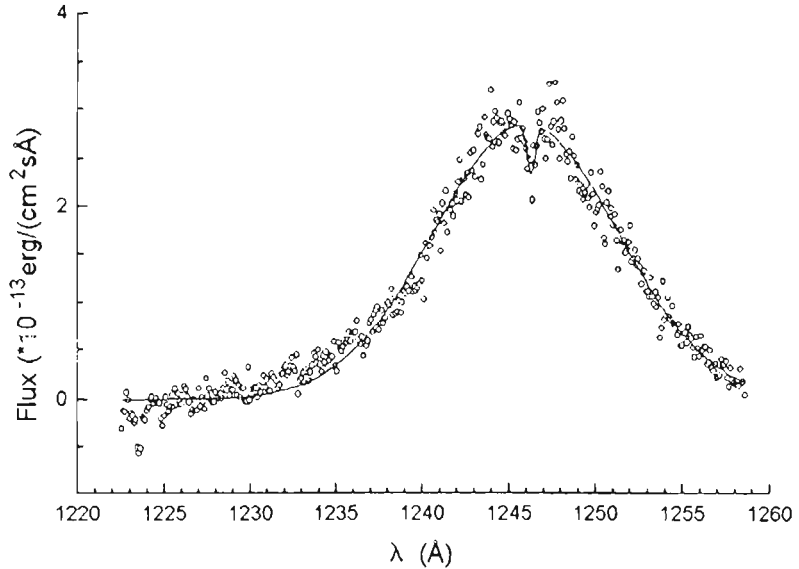


Fig. 4. Broad line component of Ly_{α} line in Mkn 335; the points represent the observations, the solid line illustrates the synthesized profile for which use has been made of the Broad Line Region model, with gravitational effects taken into account (Popović 1995b).

The need to acquire the observing material, i.e. the observations of larger number of galaxies in the H_{β} line in order to bring out this effect beyond doubt, through analysis of the observed profiles, investigated the processing of a great number of spectrograms of the Crimea Astrophysical Observatory (Popović 1996). Out of this material for the analysis were taken the spectra with the H_{β} lines of three Sy 1 galaxies in order to establish the effects of the gravitational field on these lines. Why exactly spectral region around H_{β} line was chosen? In the first place due to the fact that in the narrow span of the wavelengths in the environs of the wide H_{β} line and two narrow ones there are O III [4959,5007] lines coming almost exclusively from the Narrow Line Region. This renders it possible to introduce into analysis of the observed profiles, accomplished by fitting the observed lines by Gauss profiles, additional restrictions so as to minimize the possibility of false conclusions on the emission regions.

The following assumptions were introduced in the analysis performed by Gaussian profiles (Popović and Mediavilla 1997):

1. In view of the fact that the emission region is composed of several parts, the H_β line was fitted using at least three Gauss components which, coming from different parts, have different widths, shifts and intensities.
2. Binding together was made of the narrow line components of the broad H_β line and narrow O III [4959,5007] lines. It was namely assumed, having regard to their coming from the same region, that the narrow components have the same shifts and that their half-widths (ΔW) are mutually related according to

$$\frac{\Delta W_{H_\beta(NLR)}}{4861} = \frac{\Delta W_{4959}}{4959} = \frac{\Delta W_{5007}}{5007}.$$

3. Considering that the two O III lines are within the same multiplet, it has been assumed their intensities to be mutually related as their strengths in the line

$$\frac{I_{5007}}{I_{4959}} \approx 3.03$$

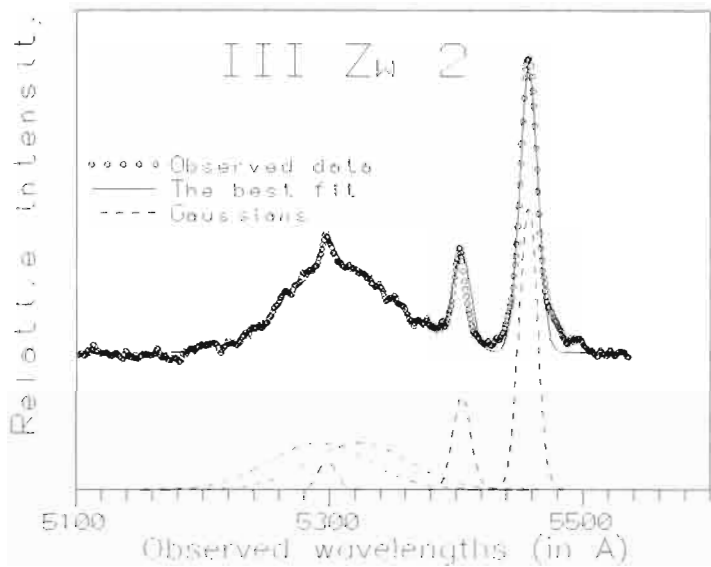


Fig. 5. The profiles associated with $H_\beta + \text{O III [4959,5007]}$ III Zw 2 decomposed into components. Clearly noticeable two peaks of H_β point to a disk radiating in the H_β range.

Analysis has been made for three active galactic nuclei III Zw 2, 3C120 and Mrk 817 (Popović 1997a). These three objects were chosen because no fast and great changes in the line shapes have been noted. Besides, we deal here with Sy 1 galaxies and quasars in which one may expect the gravity effect to be noticeable. Use was made of the observations made at the Crimea Astrophysical Observatory covering a longer time interval. The spectra have been meaned whereby the spectra covering a shorter time period were summed in order to neutralize the noise arising in consequence

of short period changes. The spectra thus obtained were analyzed striving thereby to decompose the H_{β} in all the spectra into the same number of components. The analysis of the observed profiles of three active galactic nuclei revealed the broad line component to be generally shifted toward the red with respect to the component in the narrow line region, which is in accordance with our theoretical investigations. This is particularly evident in Mrk 817 and III Zw 2 (Popović 1997a, Popović et al. 1998a, 1999c). It is likewise interesting to indicate the existence in Mrk 817 of three emission regions (Broad Line, Intermedium Line, and Narrow Line Regions), while in III Zw 2 the effects in H_{β} line of a rotation disk was discernible, i.e. two distinctly separated broad line components are noticeable.

4. INVESTIGATION OF CHANGES IN THE LINE PROFILES

In view of the extensive observing material at the Belgrade Observatory acquired with the 2.6 m telescope of the Crimean Astrophysical Observatory by K.K. Chuvaev, the investigations of the spectral lines were extended to include the changes of the line shapes over a longer time interval. An analysis was namely made of the H_{β} profile associated with Akn 120 (Popović et al. 1998b). The line profile in this galaxy are very variable, an indication of the stormy reactions in the BLR. It proved that the H_{β} profile in this galaxy is well described by a three region model. One of them is narrow line and two broad line ones.

In the H_{β} line of Akn 120 in the red portion there is a very broad component which varies considerably, probably belonging to the iron lines and to the broad O III lines (the broadest component in Fig. 6).

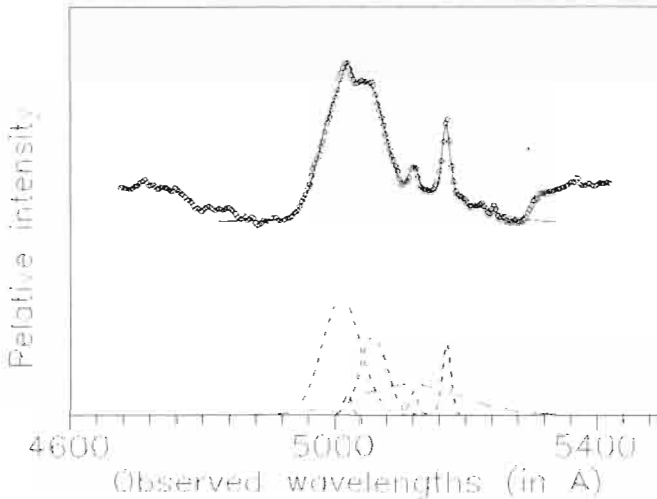


Fig. 6. The H_{β} profile in Akn 120 contains two broad line components. The circles represent the observed values. The solid line is the best fit. The dashed lines are Gauss components.

These investigations of the long period and the short period changes turned the attention toward the type 3C390.3 objects, interesting because of the possibility of existence in their centers of a twin black hole (Gaskell 1996). Having at our disposal the observations of the H_{β} line of 3C390.3 quasar, covering a longer time interval, led us to start developing a theoretical model of a close twin black hole or, more exactly, of the close twin broad line regions (Popović et al. 1998c). These investigations are made for the purpose of accounting for the complex lines observed in 3C390.3 quasar and the objects emitting lines similar to those of this object.

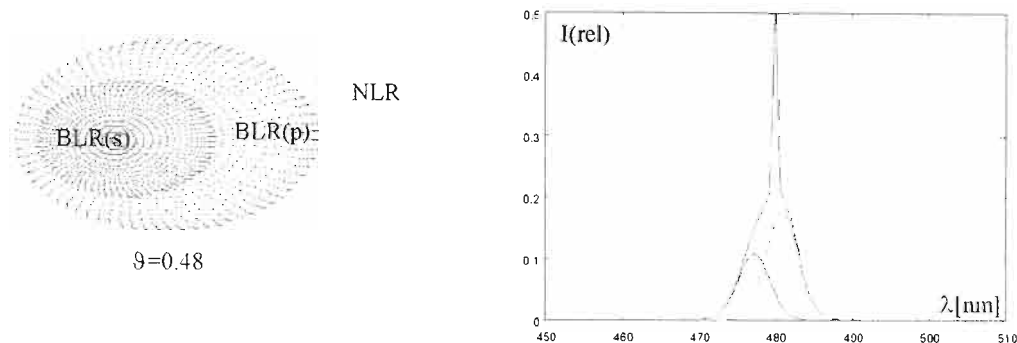


Fig. 7. The model of close twin broad line region (on the left) and shapes of the H_{β} line radiated by such a system (on the right). Labels: BLR(p), BLR(s) are broad line regions of the primary and the secondary, respectively; NLR - narrow line region. The narrow line peak stems from the NLR (Popović et al. 1998c).

The researches will be continued in the forthcoming period. First of all a developed theoretical model will be applied to H_{β} line of the 3C390.3 quasar whose observations cover a period of about twenty years (Popović 1996). On the other hand the H_{β} line shape of Akn 120 also points to the existence of two broad line regions, calling for further investigations.

Equally, the H_{β} line shape in III Zw 2 stimulated studies concerning the disk in this galaxy. For the purpose of determining the parameters of this disk the observations of this galaxy were made, according to our proposal, with the Isaac Newton Telescope (INT) in the Canary Islands. The processing of these observations, as well as the observations of the C IV and Ly_{α} lines of this galaxy, will provide more information on the nature of these objects.

References

- Atanacković-Vukmanović O., Popović L. Č., Vince I. and Kubičela A.: 1994, *Bull. Astron. Belgrade* **150**, 1.
 Corbin M. R.: 1995, *Astrophys. J.* **447**, 496.
 Corbin M. R.: 1997, *Astrophys. J.* **487**, 517.
 Corbin M. R.: 1997, *ASP Conference Series* **113** (eds. B. M. Peterson, F.-Z. Cheng and A. S. Wilson), p.260
 Gaskell C. M.: 1996, *Astrophys. J. Lett.* **464**, 107.

- Popović L. Č.: 1996, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* **54**, 49.
- Popović L. Č.: 1997, Abstracts of 29th EGAS (ed. H.-D. Kronfeldt), Technische Universität, Berlin, p. 516.
- Popović L. Č.: 1997, Abstracts of JENAM – 97, (July 2–5), Thessaloniki, Greece, p.197
- Popović L. Č.: 1999a, *Serb. Astron. J.* **159**, to be published
- Popović L. Č.: 1999b, in preparation
- Popović L. Č. and Vince I.: 1994, Abstracts of IAU Sym. 159 *Active Galactic Nuclei across the Electromagnetic Spectrum*, p. 55.
- Popović L. Č., Jevremović D., Vince I. and Milovanov T.: 1995, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **50**, 107 – 110.
- Popović L. Č., Vince I. and Kubičela A.: 1994a, In *Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN* (eds. T.J.-L. Courvoisier and A. Blacha) p. 456.
- Popović L. Č. and Mediavilla E.: 1997, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* **57**, 95.
- Popović L. Č., Salim S. and Vince I.: 1997, Abstract book of GA IAU 27, Kyoto (August 17 – 30), p.190
- Popović L. Č., Pavlović R., Živkov V., Djurašević G. and Kubičela A.: 1998c, *19th SPIG, August 31 – September 4, 1998, Zlatibor*, Contribution, (eds. N. Konjević, M. Čuk and I. R. Videnović), Faculty of Physics, University of Belgrade, Belgrade, p.639.
- Popović L. Č., Trajković N. and Kubičela A.: 1998a, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* **60**, 67.
- Popović L. Č., Trajković N., Kubičela A., Doroshenko V. T., Sergeev S. G., Bon E. and Stanić I.: 1998b, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* **61**, 139.
- Popović L. Č., Vince I., Kubičela A. Atanacković-Vukmanović O. and Samurović S.: 1994b, *Bull. Astron. Belgrade* **149**, 9.
- Popović L. Č. Vince I., Atanacković- Vukmanović O. and Kubičela A.: 1995a, *Astron. Astrophys.* **293**, 309.
- Popović L. Č., Vince I., Kubičela A., Salim S.: 1999, Proceedings of IAU Symp. No. 184 (Aug. 18-22 1997, Kyoto), *The Central Regions of the Galaxy and Galaxies*, to be published.

PLASMA FOCUS EXPERIMENT IN YUGOSLAVIA

Purić J., Antanasijević R. and Ćuk M.

*Faculty of Physics, University of Belgrade. P.O.Box 368, 11000
Belgrade, Yugoslavia*

Institute of Physic, P.O.Box 55, 11084 Zemun, Yugoslavia

1. INTRODUCTION

Getting energy from the fission and fusion was achieved immediately after the II World War in destructive purposes (“atomic and hydrogen bomb”) through the uncontrollable spreading of fission and fusion reactions. Controlled fission was achieved in nuclear reactors and the same is trying with thermonuclear reaction. Medium in which it can be realized is plasma, the fourth state of the matter in which 99,99% of the substances in Cosmos are created. The Sun, our nearest star, as well as all the other stars, is also in this state. As is known, in classic fuel, energy received from the Sun is synthesized through the energy that all living beings on our planet were sustained. With civilization development the reserves of that classic fuel will be spent (coal, oil, land gas, wood ...) faster then they will be repaired on natural way. Because of that it was necessary to find some more reliable source of energy. Electric energy from the hydrosystem is not enough for the energy derivation in quantity that human race needs today and it specially will not be enough in the imminent future.

Nuclear centers took very important part in one period. But keeping in mind limited reserves of uranium 235, and specially the coastlines of the method for natural uranium enriching with uranium 235, and the risk of radioactive residues from the exploited nuclear power stations, necessity for contrivance of more suitable energy resource was imposed. The chosen way was constructing of fusion machines where the fusion of light elements such as deuterium and tritium, deuterium and helium, hydrogen and boron etc. would be controlled in the plasma as a medium.

Today in the world prevails intention to chasten thermonuclear fusion in laboratory because it is considered for the basic energy creation process in all stars.

To obtain impacts in the plasma, leading to the fusion of light elements (e.g. deuterium and tritium), plasma must be heated over 100 000 000 K so that nucleus of light particles could be close enough to allow attraction prevailing the force of rejection. In this attraction the first creating intermediate state is one unstable nucleus and after that, in example of deuterium and tritium, there is an α particle and one neutron of high energy emitted, with releasing energy of 17,6 MeV:



This kind of plasma should be confined on high temperatures long enough to give more energy from the nuclear fusion than it is spent on the nuclear fusion. It is possible to

be done with a fusion reactor that use deuterium from natural water as a fuel. Tritium will be created in reactor coating made of lithium after the neutron being captured from D,D reaction according to the following way:



Returning the tritium created in a such way, the cycle has been closed and we can write it symbolically as a reaction:



The plasma can be confined in three ways, as it is known: gravitational, magnetic and inertial. Plasma in stars is confined by gravitational field. In laboratory conditions plasma is confined by magnetic field or inertially. So far it has found that a most successful devices for magnetic confinement of plasma were tokamaks, stelerator and inverse pinches (so called closed systems), and magnetic mirrors and plasma focuses (open systems). Among all these devices, the best results achieved until now with different kinds of tokamaks are (JET in Culham, PLT and TFTR in Princeton, T-20 in Russia, JT-60 in Japan and ASDEX in Garhing). In experiments with inertial plasma confinement the most successful devices are those in which with laser radiation shaped deuterium "ball" is irradiated homogeneously and symmetrically by all sides (up to 1% asymmetric radiation) so that reached e densities of D, are big enough to overcome Columb's barrier for starting their fusion. The best known experiments in USA are NOVA in LLNL, and in Russia "Dolphin" in FIAN. Several years ago in USA have started the building of the latest device under the name NIF (National Ignition Facility). That device will use 1,8 MJ, 500 tW, 0,35- μm laser system for investigation of possibility of economical inertial fusion reactor exploitation.

Joining to these researches, the Faculty of Physics and Institute of Physics with mutual efforts built deuterium plasma focus, that gives high value of neutron contribution, the positive charged particles, X-rays, optical and electromagnetic radiation, in impulsive mode.

2. EXPERIMENTAL SET UP AND RESULTS

The first experiment with a modified plasma focus device up to 2kJ input energy was performed in the Laboratory for plasma spectroscopy at Faculty of Physics, University of Belgrade, in 1985. Analysis of the propagation of the current sheet and collapse of the plasma was studied. (Fig.1.) (Purić et al., 1986).

The experiments on the model of plasma focus device in the connection with nuclear aspects, in 1989 were provided when D^+ ions of the energy about 1 MeV were detected using the NTD (CR-39) detectors. (Antanasijević et al., 1991).

During the next several years the new plasma focus device was built and is given in Fig 2.

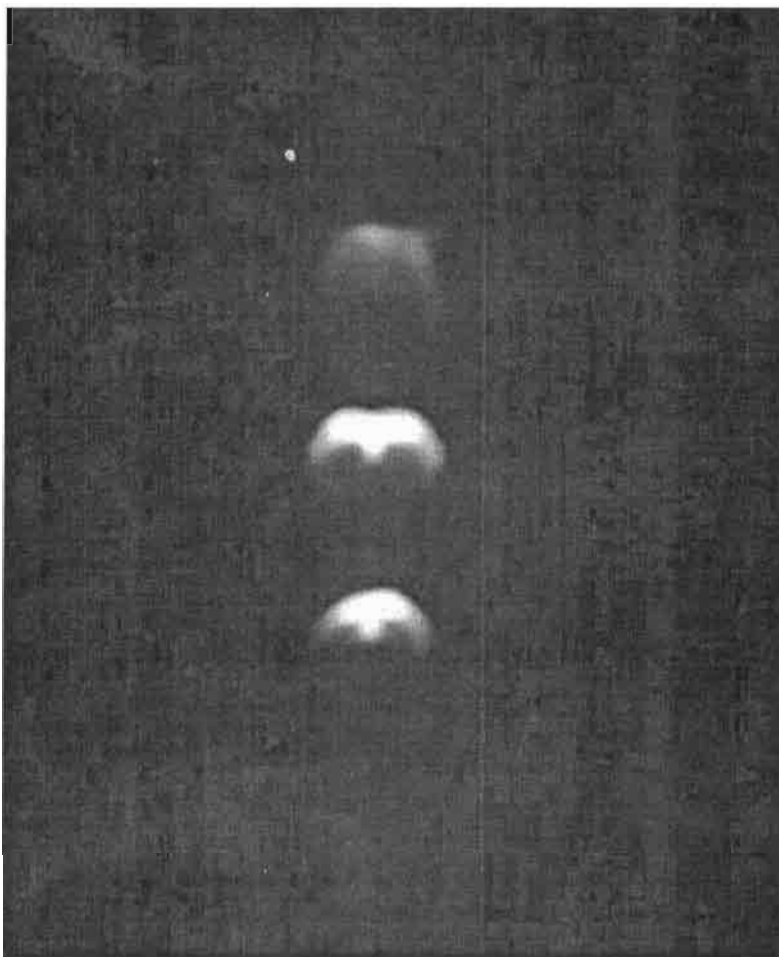


Fig. 1. $p=1$ Tor, time between snapshot 2 and 5 ns; $f/22$

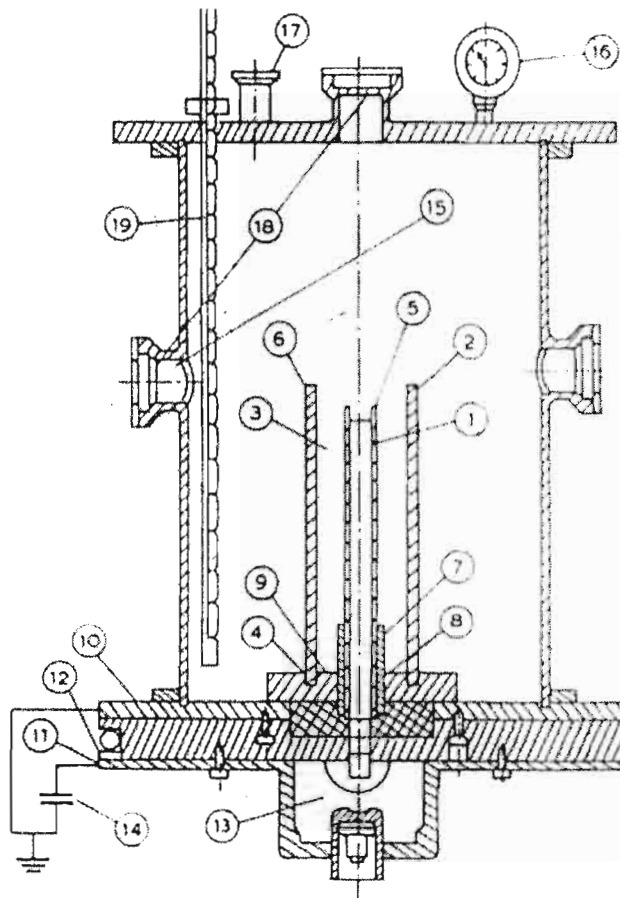


Fig. 2. Schematic sectional view of the plasma focus device. (1) Inner electrode; (2) outer electrode; (3) interelectrode gap; (4) breech wall; (5), (6) muzzle ends; (7) insulator sleeve; (8) field distortion element; (9) cylindrical brass knife edge; (10), (11) breech brass plates; (12) insulator layer; (13) switch; (14) power supply; (15) optical window flanges; (16) pressure control; (17) vacuum pump flange; (18) CR-39 or CA 80-15 with Al pinhole (diameter 1 mm); (19) optic cables, proportion: 1:3.

The plasma focus chamber is the Mather type and consist of two brass coaxial electrodes (the outer electrode consist of 9-18 cylindrically positioned brass roads). The chamber has been designed for current up to 1 MA and 10^{10} n/pulse.

For producing electrical discharges with a current up to 1MA and rise time at $1\mu\text{s}$, a low inductance capacitor bank ($C=45\mu\text{F}$, $L=62\text{nH}$, $R=15\text{m}\Omega$, $M_{\text{max}}=40\text{kV}$, $E_{\text{max}}=36\text{kJ}$) with triggered spark gap as a switching device is used as an energy source with a power supply and two coaxial electrodes.

The voltage measurement was performed with high voltage probes. A Rogovski coil monitoring the variations with time of electrode current was used.

Acceleration of the plasma focus current sheet has been measured using an appropriate photodiode with optic cables "looking" at certain spots inside the chamber (the item 19. on the Fig. 2).

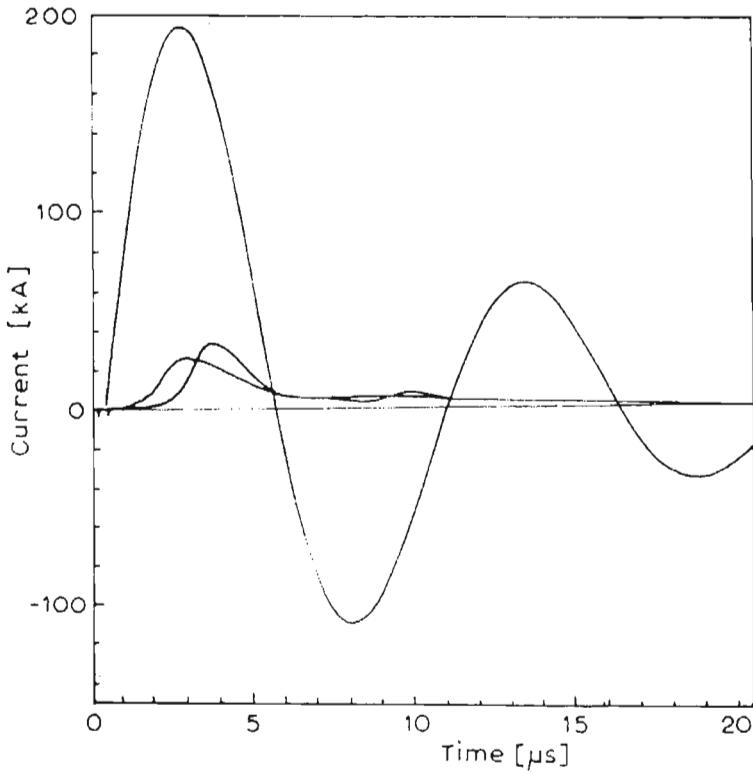


Fig. 3. PF current and photodiode signals (8 and 11 cm signals).
 $V = 9.2 \text{ kV}$, $P_0 = 1.3 \text{ mbar}$, $V_{ex} = 2 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

In Fig. 3 the corresponding current and photodiode signals at 8 and 11 cm position on the length of the inner electrode are given. The time of reaching the maximal value of the current has to correspond to the time of the current sheet coming to the top of the electrode.

For neutron yield measurements a large (600 l) liquid scintillator (NE 343) surrounded with 12 photomultipliers with efficiency of 80% for unique neutron was used. (Fig. 4). (Antanasijević, R., et al., 1993).

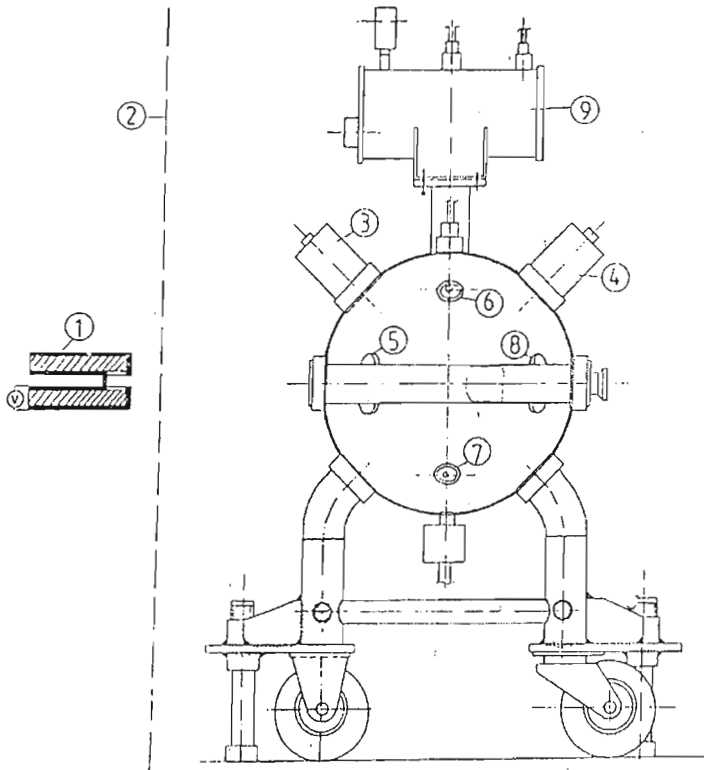


Fig. 4. The large volume gadolinium loaded liquid scintillator detector: 1 – plasma focus chamber, 2 – electromagnetic shield, (3 – 8) – photomultipliers and 9 – expansion tank.

Calibration of the detector using the ^{252}Cf placed in the center of the detector is shown on the Fig.5.

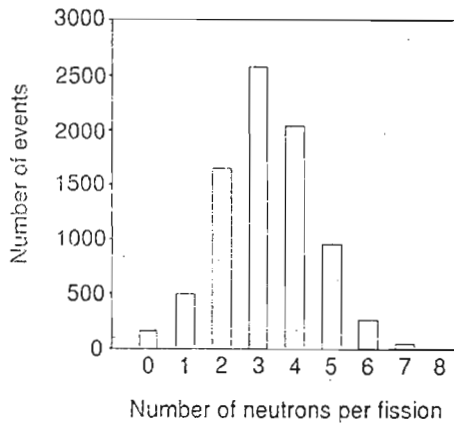


Fig. 5. Calibration of the scintillation detector with ^{252}Cf .

Plasma focus current and neutron yield are shown on the Fig. 6.

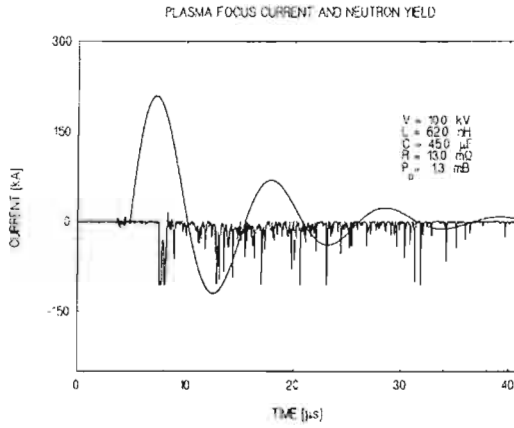


Fig.6. Plasma focus current and neutron yield.

Comparison of the neutron yield on the our PF with corresponding value obtained in the other laboratories is given in Fig.7.

Volume 180, number 1,2

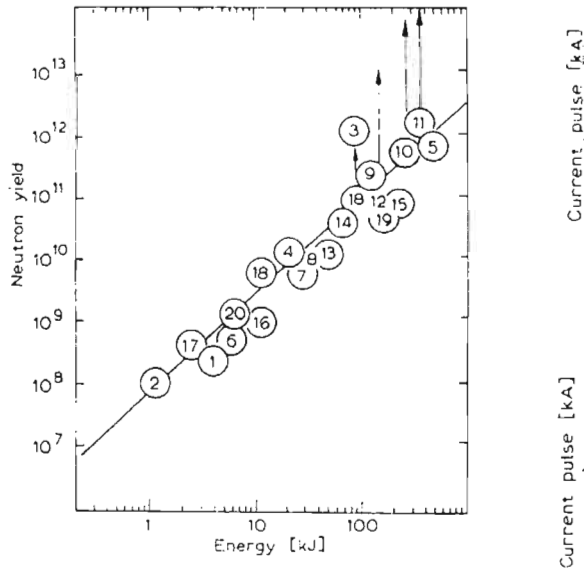


Fig.7. Our results on international scale. (1) Bucharest; (2) Darmstadt; (3) Düsseldorf; (4) El Segundo; (5) Frascati; (6) Hoboken; (7) Jülich; (8) Langley; (9) Livermore; (10) Limeil; (11) Los Alamos; (12) Moscow; (13) Osaka; (14) Sandia; (15) Stuttgart; (16) Sukhurni; (17) Tokio; (18) Urbana; (19) Warsaw; (20) Zemun.

Device is designed so that we have 8 windows on the plasma focus chamber and we can investigate different processes during the single shot. Namely we can measure the number density of the:

- a) positive particles produced from D-D reactions and its discrimination using the NTD (NC and CR-39), (Antanasijević et al., 1997) and Al foil of different thickness, (Vuković and Antanasijević, 1995). In the D-D fusion reactions ^3He , ^2H and ^1H as well as the neutrons are emitted. In the case of the appearance of the secondary reactions $\text{D}+^3\text{He}$, ^4He ions are also produced;
- b) produced X-ray using appropriate "optics" based on the mica sheet where it was found that in the case of the used gases with low Z (^1H , ^2H) only the soft X-rays are emitted and it was found that the X-ray energy emitted from the PF depends only on the Z of the working gas (Fig.8.);

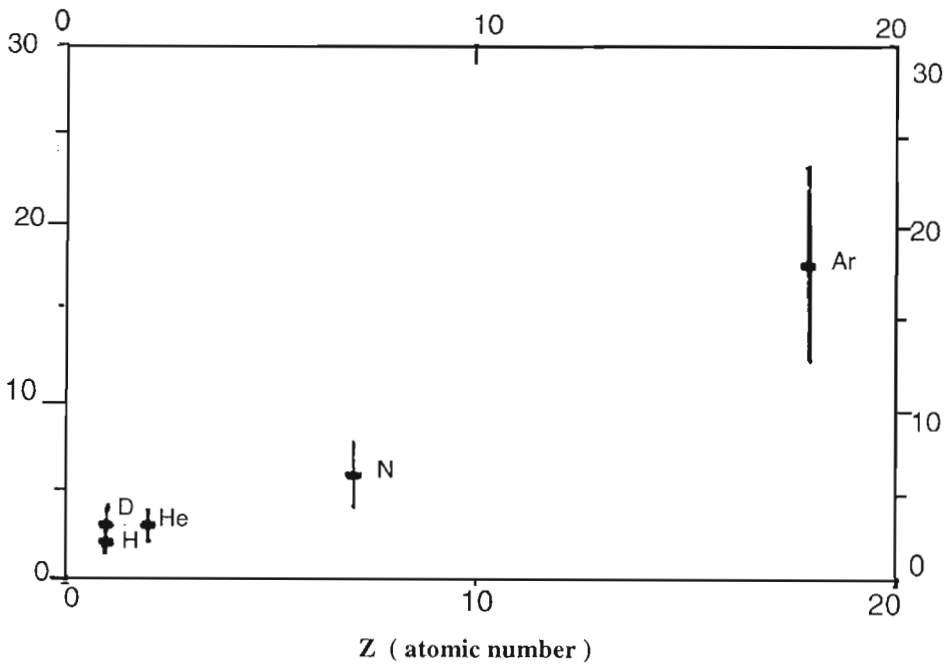


Fig.8. X-ray energy dependence on the gas atomic number Z.

- c) angular distribution of deuterons and products of the D-D reactions (Antanasijević et al., 1996.), and was found that the angular distributions of the ^4He and X-ray are the isotropic; only the ^2H have the maximum distribution above the central electrode and,
- d) to study the electromagnetic interference influence on the current profile; the maximum discharging current up to 640 rA was achieved so far, although using the same condenser battery was possible to achieve the current up to 1 MA; it was shown that there was no current interrupting, but electromagnetic interference influence on the current profile during the plasma focus collapse phase (Šević, et al., 1998), (Fig.9.)

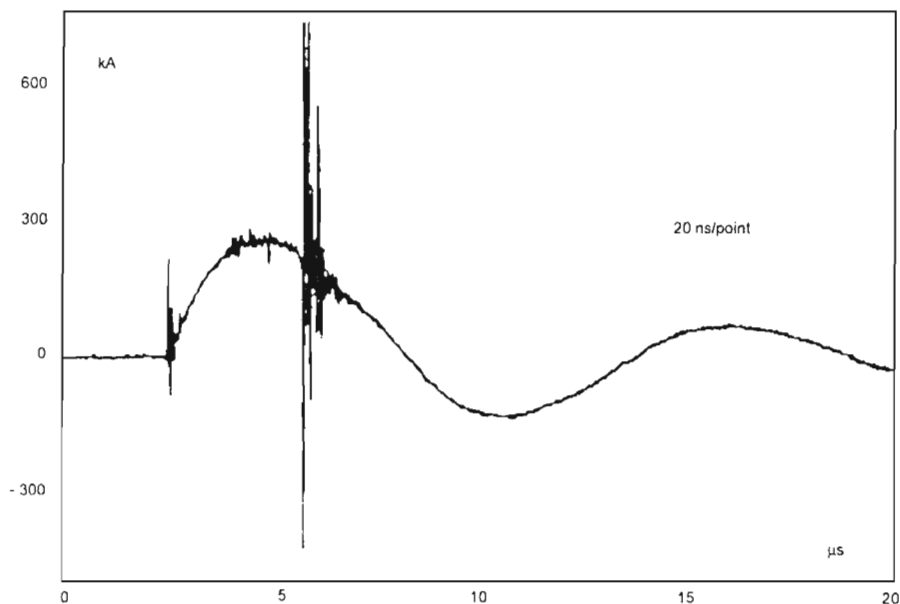


Fig.9. PF Current Signal

Finally, during this year, two new corresponding channels have been mounted on the appropriate windows, for optical measurements with spectrograph and X-ray radiography with soft X-ray. Also, a small liquid detector (NE 343) of 12 l volume for neutron angular distribution measurement from D-D reactions was completed.

Although the plasma focus experiment can be regarded as the simplest of all the fusion approaches based on self-magnetic field confinement there are a lot of unresolved problems intrinsic to such an approach. For instance, the plasma focus is considered as an impedance converter, which gives a fast rising high current at the final pinch phase. In spite of this, it is questionable whether the plasma focus depends or whether the leakage current, which increases with the discharge energy, is intrinsic in the plasma focus device. We have tried to analyze the process of selforganisation in the collapse phase of the plasma focus operation in which the neutrons begin to be emitted if the working gas is deuterium. Therefore the role of the radiation collapse in the plasma focus device and theoretical explanations to the scaling law obtained experimentally is still very important subjects to be studied (Miyamoto, 1996).

REFERENCES

1. Purić, J., Jelić, N., Platiša, M., 1986, 15th SPIG Contributed Papers, 461
2. Antanasijević, R., Vuković, J., Popović, S., Popović, M., Purić, J., Ćuk, M., XVII Int. Cont. on Autoradiography, Karpacz, Poland 1990, Abstracts, A1.
3. Antanasijević, R., Vuković, J., Popović, S., Popović, M., Purić, J., Ćuk, M., Nucl. Track. Radiat. Meas., **19** (1991) 555.
4. Antanasijević, R., Lakićević, I., Marić, Z., Vigier, J. P., 1993, Phys. Rev. **180**, 25.

5. Antanasijević, R., Vuković, J., Šević, D. Joksimović, D., Dragić, A., Udovičić, V., Purić, J., Čuk, M., 1997, Rad. Measurements, **28**, 75
6. Vuković, J., Antanasijević, R., 1996, Rad. Measurements, **28**, 141
7. Antanasijević, R., Todorović, Ž., Šević, D. Joksimović, D., Dragić, A., Udovičić, V., Marić, Z., 1996, Rad. Measurements, **28**, 241
8. Šević, D., Antanasijević, R., Dragić, A. Udovičić, V., Purić, J., Čuk, M., 1996, 18th SPIG Contributed Papers, 469
9. Miyamoto, T., 1996, NIFS-PROC-26 Research Report, Nagoja, Japan, pp 71

LASER-INDUCED FLUORESCENCE AND TIME-RESOLVED EMISSION SPECTROSCOPY OF LASER ABLATION PLASMA

N.V. Tarasenko

*Institute of Molecular and Atomic Physics National Academy of Sciences of
Belarus, 70 Scaryna Ave., 220072 Minsk, Belarus
E mail: lldp@imaph.bas-net.by*

Abstract. Based on the results of quantitative spectroscopic diagnostics the character of relaxation of parameters (n_e , T_e , n_a) of recombining laser produced plasma and processes (recombination, chemical reactions, cluster formation) which determine the plasma composition evolution were analyzed and the correlation of these processes with initial conditions of plasma creation were established.

Pulsed laser ablation plasmas produced by high power laser radiation near a solid target have numerous applications. These include deposition of thin layers, vaporization of sample material for spectrochemical analysis, formation of atomic, molecular and cluster beams. In the recombination phase such plasmas are attractive for generation of laser oscillations and as X-ray and vacuum ultraviolet sources. (Schriever *et al*, 1998, Ohyanagi *et al*, 1996). For optimization of these applications and refined management of ablation plume characteristics it is of great importance the understanding the basic physical and chemical processes governing the plasma composition at the various stages of its evolution.

The distinctive feature of pulsed laser ablation plasma is a complex spatio-temporal structure and a wide range of varying of plasma parameters during the plasma existence time. The plasma parameters are heavily dependent on irradiation conditions such as incident laser fluence, irradiation spot dimension, environment atmosphere composition and pressure. In a study of such plasmas one has to cope with a combination of short time scales (ns), small spatial dimensions (mm) and consequently strong plasma density gradients and the low density of the active species. In order to obtain the quantitative information on plasma parameters, like electron temperature, electron density, spatial and temporal evolution of transient species the currently available techniques should be adopted and laser aided diagnostics must be developed, which combine high sensitivity with a good spatial and temporal resolution.

In the present paper the laser-induced fluorescence method (LIF) combined with the time resolved emission spectroscopy was adopted to measure the spatial and temporal distributions of ions, atoms, and molecules, electron temperature and density in the laser ablation plasma. Based on the obtained results of diagnostics of plasma composition and its spatial-temporal changes at different irradiation conditions relaxation aspects of laser-produced plasma dynamics have been analyzed.

Details of the experimental apparatus employed in studies of laser-produced plasma composition have been described elsewhere (Burakov *et al*, 1997). Briefly, plasma was produced by focusing of a Nd:YAG (1064nm, 10ns, 10^8 - 10^{10} W/cm²) or XeCl (308nm, 10ns, 10^8 - 10^9 W/cm²) laser radiation on the surface of the metallic (Al, Ti) and graphite samples in the helium (air) atmosphere at pressures of 10^{-3} -500 Torr. The densities, temperatures, time-space distributions of various ablated species (Al, Al⁺, Ti, Ti⁺, AlO, TiO, C₂) were obtained.

Optical observation of the plasma emission was performed by imaging the section of the plasma plume onto the entrance slit of monochromator equipped by the fast photomultiplier. The emission spectra of plasma were recorded in the UV and visible region (spectral resolution of $\Delta\lambda \geq 3 \cdot 10^{-2}$ nm) at different distances from the target surface. The detection of the photomultiplier signals was accomplished by a transient digitizer, connected to a personal computer for data processing, storage and analysis.

For LIF measurements a tunable dye laser radiation at the fundamental wavelength (560 - 630 nm) or its second harmonic was used to probe the ground state atoms and ions with the different delays after ablating laser pulse. The quantitative interpretation of LIF measurements was performed by using the three-level atomic and four-level molecular approximations, the measured collisional quenching rates of the excited states as well as taking into account the temporal shape of the excitation laser pulse and the temporal variation of the absorption linewidth. The fluorescence signals were calibrated against the fluorescence of dye solutions with known quantum yield (Burakov *et al*, 1989, Burakov *et al*, 1992). The final expression for the LIF measurements of absolute concentrations of atoms, (molecules) could be written as:

$$N = \alpha S_f / S_k, \quad (1)$$

where $\alpha = f(B_{ij}u, A_{ji}, Q_{ji})$, A_{ji} is the Einstein coefficient for spontaneous emission, $B_{ij}u$, $B_{ji}u$ are the coefficients for laser stimulated processes, Q_{ji} is

the collisional quenching rate; u is the laser spectral intensity, and S_f , S_k are the LIF and calibration signals, respectively.

The electron density (n_e) was determined from the emission linewidth measurements according to the Stark broadening theory. The shapes of some selected lines were analyzed at different delay times (with respect to the leading edge of the laser pulse) in order to obtain the temporal evolution of n_e . The choice of the emission lines for the n_e measurements was made according to the following rules: (i) the emission linewidth had to be sensitive enough to the Stark effect to ensure that this was the main broadening process under typical experimental conditions; (ii) the emission had to remain strong even at large distances from the target in order to permit time and space resolved measurements; (iii) self-absorption of the emission line had to be negligible.

The full width at half maximum intensity (FWHM) of the Stark broadened line ($\Delta\lambda$) and its Stark shift ($\delta\lambda$) are related to the electron density n_e by the expressions (Griem H.R.,1974):

$$\Delta\lambda(\text{\AA}) = 2[1 - 1.75 \cdot 10^{-4} n_e^{1/4} \gamma(1 - 0.068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2})] \cdot 10^{-16} w n_e, \quad (2)$$

$$\delta\lambda(\text{\AA}) = [d/w + 2 \cdot 10^{-4} n_e^{1/4} \gamma(1 - 0.068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2})] \cdot 10^{-16} w n_e, \quad (3)$$

where w is the electron impact width parameter and γ is the ion-broadening parameter; both weak functions of temperature.

The electron temperature (T_e) was deduced by the relative intensities of lines from a given state of ionization. This is a standard approximation for the determination of T_e needed in the Stark broadening measurements. The validity of this approximation was confirmed by results of T_e determination from relative populations of three levels n_i , n_j , n_k using method developed by (Biberman L.M. and Vorob'ev V.S., 1982) for nonequilibrium recombining plasmas.

$$\begin{aligned} \frac{n_i}{g_i} \exp[-(I_{\rho_i} - E_j) / T_e] \{X_i(y) - X_k(y)\} = \\ = \frac{n_i A_{in}}{g_i} \exp[-(I_{\rho_i} - E_i) / T_e] \{X_i(y) - X_k(y)\} + \\ + \frac{n_k A_{kl}}{g_k} \exp[-(I_{\rho_i} - E_k) / T_e] \{X_i(y) - X_j(y)\} \end{aligned} \quad (4)$$

where $X_m(y) = 4 / \sqrt[3]{\pi} \int_0^y z^{3/2} \exp(-z) dz$, $y = (I_{\rho_i} - E_m) / T_e$.

I_{pi} is the ionization potential, E_i , and g_i are the energy and degeneracy of the state i , respectively.

The emission spectra, electron temperature and density are found to be influenced by the irradiation conditions and ambient atmosphere.

For example, the temporal evolution of electron density deduced from Stark broadening of the AlI 396.15nm line in the aluminum/air plasma and time dependence of electron temperature are shown in the Fig.1.

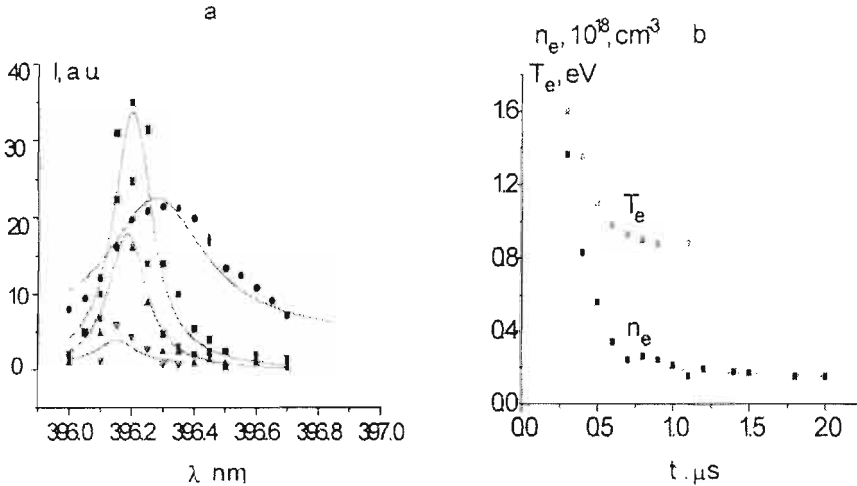


Fig.1. (a) AlI 396.15nm line Stark profiles at delays 0,4(●), 0,7(△), 1,0(□), and 2 μ s (▽) after the ablating laser pulse and (b) time evolution of electron density (n_e) and temperature (T_e) in aluminum/air plasma at distance of 0.5mm from the target and laser irradiance of 500 MW/cm². The dotted lines in Fig.1. (a) represent the Lorentzian fits.

The measured values of n_e are in the range of $1.4 \cdot 10^{18} - 3.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in the time interval of 0.3 - 0.6 μ s after the laser pulse, while the electron temperature drops from 1.6 eV to 1 eV. The electron temperature rapidly decreases in the time interval where maximal line emission is observed. After this time T_e begins to decrease more slowly, showing that there is a quasistationary equilibrium between the rates of cooling of electrons and their recombination heating. The temporal evolution of n_e for each distance can be characterized by an approximately biexponential decrease. The initial more fast decay rate can be attributed to the propagation of the recombining plasma, while the slow decay is preferably due to the recombination

processes. The temporal evolution of densities of electrons and excited atoms was explained in terms of three-body electron-ion recombination, ionization and gasdynamical expansion (Burakov *et al*, 1997).

The similar behavior of recombination dynamics has been observed in recombining titanium/air laser produced plasma. Fig.2,3 presents typical temporal history of species-resolved structure of this plasma illustrating the major periods where spectra of various species are usually observed. Temporal behavior of TiI 461,7 nm line emission indicates the rapid decay of its intensity during several microseconds, but the excited Ti-atoms are available to tens of microseconds. In this time interval the maximum of the ground-state Ti-atoms and electronically excited TiO molecules were observed.

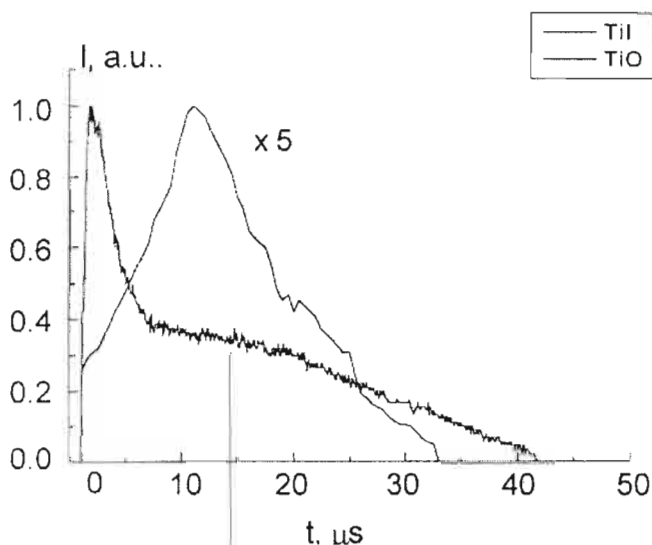


Fig.2. Temporal evolution of emission intensities of the TiI 461.7 nm line and TiO molecules at 560,2 nm, (0-0)-band of β -system at the distance of 1 mm from the target and laser irradiance of $1 \cdot 10^{10}$ W/cm².

The absolute measurements of concentrations of atoms, ions and molecules in laser ablation plasmas were performed by the LIF method. The temporal profiles of atoms and ions in the plume have the form of curves (Fig.3) with maxima whose value and position are dependent on the conditions of focusing of radiation onto the target. In the vicinity of the target surface the maximal density of ground-state atoms is reached at 15 μ s.

ions - at 10 μs after starting of laser action. The observed temporal profiles are formed predominantly by recombination processes and cannot be explained by only the time-of-flight characteristics of the plasma. The range of the concentrations of Ti atoms of $2 \cdot 10^{13}$ - $1.1 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} and ions of $2.5 \cdot 10^{12}$ - $4.5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} was recorded in the titanium/air plasma. TiO molecules were detected at the stages of plasma expansion and afterglow in the time interval of 5-60 μs after ablation laser pulse and up to 3 mm from the target surface (Fig.3). With the plasma evolution the density decreases up to $1 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} (60 μs) as well as with increasing of a distance from a target. Noteworthy, the strong dependence of species densities on the laser beam size was observed.

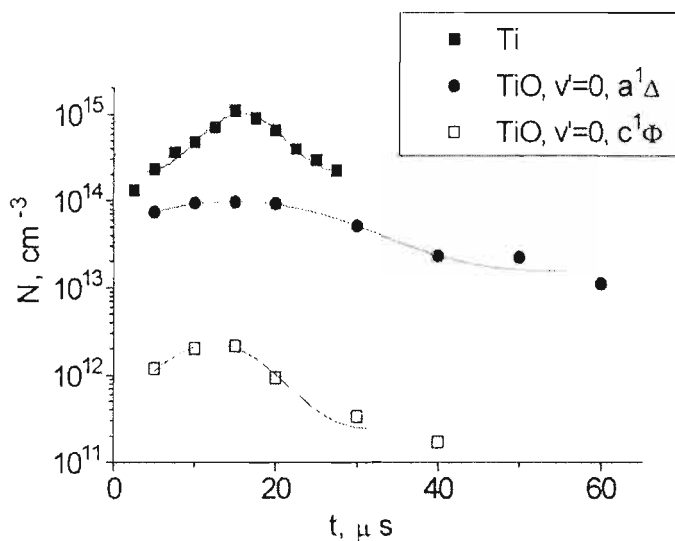


Fig.3. Concentrations of the ground state Ti atoms and TiO molecules in states $a^1\Delta$, $v=0$ (\bullet) and $c^1\Phi$, $v=0$ (\square) in the titanium/air plasma as a function of the delay from the ablation laser pulse at the distance of 1 mm from the target and laser irradiance of $1 \cdot 10^{10}$ W/cm^2 .

Dynamics of recombination indicated a slow recombination of ions with electrons in the late stage of plasma decay. The characteristic recombination time essentially exceeded the gasdynamical expansion one. So, plasma has had time to fly apart without a complete recombination. It was supported by the temporal dependence of relative concentrations of ions

and atoms as determined by fluorescence measurements. Such situation in recombination dynamics called "frozen" ionization is caused by decreasing of electron density and delivering the kinetic energy to them in the recombination process and as result there exist a tendency to maintain the plasma temperature. The conservation of charged particles in the late stages may be favourable to the intensification of clustering process because the ions become the centres of condensation.

So, the investigations showed, that it possible to distinguish two main stages in the time and space evolution of laser-induced plasma in gas environment. The first stage is associated with an plasma expansion. Plasma evolution in this stage is ruled mainly by processes with charged species (ionization by electron impact, and three-body electron-ion recombination). At the end of this stage plasma involving electrons and multicharged ions is turned to plasma consisting of atoms (molecules) and one-charged ions (predominantly in ground states). The processes that govern the ablation plume-gas dynamics in this stage are chemical kinetics of the ablated species with background gas, for example oxidation reactions during laser ablation in the oxidant atmosphere (air), material or thermal diffusion in background gas, and cluster/particulate formation (condensation) as plasma cools (Burakov V.S., et al., 1995).

The formation of molecular carbon during laser ablation of graphite target in helium atmosphere was investigated by LIF monitoring of the time-space distributions of the C_2 and C_3 molecules in the ablated plasma. The presence of C_2 and C_3 molecules in plasma was considered to be as a first step in the formation of carbon clusters. The emission spectrum was dominated by the C_2 Swan bands ($d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$) in the $\Delta v = -2; -1; 0; +1; +2$ sequences. The emission spectra in the wavelength range 390 - 410 nm can be identified as the C_3 bands. The C_2 high pressure bands in the spectra were recorded including the (6 - 7) band at 543.4 nm and (6 - 8) band at 589.9 nm. These bands were thought to be either thermally excited or formed from atomic carbon recombination. The high vibrational temperatures of C_2 species (17800-12200K) estimated under various helium pressure support that, the recombination of free carbon atoms is the most likely mechanism for the production of C_2 molecules.

The experiments performed demonstrate the great diagnostic capabilities of the LIF combined with the time resolved emission spectroscopy for the analysis of plasma dynamics during the laser induced ablation of solid samples. Based on the quantitative data provided by LIF measurements the details about the densities, temperatures and kinetic

energies of various ablated species were obtained. The experimental results show a rather complex evolution of plume particles. In the initial stage of plasma decay the gasdynamical expansion and recombination processes play a major role in plasma evolution. The results permitted to elucidate the effects of oxidation kinetics and dimer (cluster) formations on the relative concentrations in ablation plasmas at the late stages. The role of excited and metastable reagents in oxidation kinetics has also been established (Burakov V.S., et al.,1999).

References

Biberman L.M., Vorob'ev V.S., Yakubov I.T. 1982, Kinetics of nonequilibrium low-temperature plasmas, Nauka, Moscow.

Burakov V.S., Bokhonov A.F., Naumenkov P.A., Nedel'ko M.I., and Tarasenko N.V.: 1998, *Zh. Prikl. Spectrosk.* 65, 426.

Burakov V.S., Naumenkov P.A., Tarasenko N.V.: 1989, *Zh. Prikl. Spectrosk.* 50, 204.

Burakov V.S., Tarasenko N.V., Chepzova N.A.: 1992, *Zh. Prikl. Spectrosk.* 56, 837.

Burakov V.S., Raikov S.N., Savastenko N.A., Tarasenko N.V.: 1995, *J of Molecular Structure*, 349, 281.

Burakov V.S., et al Savastenko N.A., Tarasenko N.V.: 1999, *Zh. Prikl. Spectrosk.* 66, in press.

Gilgenbach R.M., Ching C.H., Lash J.S., and Lindley R.A.: 1994, *Phys. Plasmas* 1, 1619

Griem H.R..1974 *Spectral line broadening by plasmas*, Academic Press. New York.

Ohyanagi T., Miyashita A., Murakami K., and Yoda O.: 1996, *Jpn.J. Appl.Phys.* 35, 3436.



Република Србија
Министарство за науку и технологију
Немањина 22 - 26
11000 Београд, СР Југославија
Tel: +381 (0)11-688-047, 641-775 * Fax: +381 (0)11-657-965 * E-Mail: root@nauka.mnt.bg.ac.yu



Republic of Serbia
Ministry of Science and Technology
Nemanjina Str. 22 - 26
11000 Belgrade, FR Yugoslavia

Бр / N^o службено
Датум / Date: 04.09.1998. године

Драга господо,
уважене колеге истраживачи, научници, сарадници и професори.

Дозволите ми да изразим искрено жаљење што нисам у прилици да лично отворим и присуствујем Вашем другом симпозијуму:

*"Физике, лабораторијске и
астирофичке плазме"*

који се одржава у сарадњи са уваженим научницима из Белорусије. Као председник почасног комитета, истински верујем да су резултати досадашње сарадње са колегама из Белорусије, као и наши и њихови индивидуални резултати на највишем светском нивоу у овој области.

Такође, желим да овај скуп буде једна од окосница сарадње наша два народа, како у науци, тако и у другим областима привредног и друштвеног живота. Мој блиски сарадник, Проф. др Момчило Миљиновић, присуствоваће и учествовати у Вашем раду, а ја Вам лично у своје име и у име Министарства за науку и технологију најљепше искрене поздраве и жеље за успешан рад и пријатан боравак у нашој земљи.

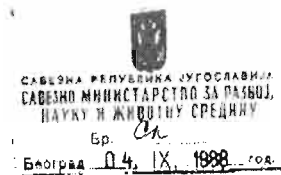
С поштовањем,



МИНИСТАР

Проф. др Бранислав ИВКОВИЋ

GREETING TELEGRAMS



Др Милан С. Димитријевић
Рекреативни центар "Пигота"
Златибор

Поштовани господине Димитријевићу,
Поштована господе, учесници симпозијума из физике и дијагностике
лабораторијске и астрофизичке плазме.

Поздрављам вас и њеним вам пуно успеха у риду на данашњем
Симпозијуму. Уверен сам да ће резултати ваших истраживања који ће се
презентирати на Симпозијуму, као и размена информација и сазнања из
физике и дијагностике лабораторијске и астрофизичке плазме бити велики
допринос за науку и за свеукупни друштвено-економски развој Белорусије и
Југославије. Овакав, заједнички рад доприноси истовремено развоју научних
сазнања у обе земље и проширивању пријатељства и сарадње између
Белорусије и Југославије. Зато ваш скуп с великом радошћу поздрављам и
несебично подржавам такав начин рада.

Овом приликом изражавам своје велико жаљење што, због
многобројних обавеза које имам, нисам у могућности да присуствујем овом
скупу и лично да вас поздравим.

У уверњу да ћете имати разумовања за ранише мог одсуства, срдечно
вам поздрављам.

САВЕЗНИ МИНИСТАР
ЗА РАЗВОЈ, НАУКУ И ЖИВОТНУ СРЕДИНУ



Милош Ђукић
Проф. Јакош Зеленовић

Изузетно ми је задовољство да поздравим све учеснике Другог југословенско-белоруског симпозијума из физике и дијагностике, лабораторијске и астрофизичке плазме из Белорусије и Југославије.

Искрено се захваљујем на позиву који сте ми упутили да, у својству члана Почасног одбора, присуствујем цењеном скупу. На жалост, због раније преузетих обавеза, то нисам у могућности да учиним.

Желим да истакнем да овај Симпозијум представља још једну манифестацију традиционално добрих и пријатељских односа и сарадње између народа наше две земље.

У очекивању да ова сарадња, посебно у области науке, и у будућности добија на интезитету, желим Вам пуно успеха у даљем раду.

Савезни министар за иностране послове

Живадин Јовановић



THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES
OF BELARUS

66 Skaryna Pr. Minsk 220072 Belarus Tel 375 (7) 2684455; Fax 375 17 2393163
WWW: <http://www.bas-net.by> Email: root@presidium.bas-net.by

Dr Milan S. Dimitrijević
Co-chairman of PDP'98
Astronomska opservatorija
Volgina 7,
11050 Beograd,
Jugoslavija (ЮГОСЛАВИЈА)

Minsk, July 17, 1998

Dear Dr Dimitrijevic,

Thank you very much for your invitation of me on the SPIG'98 and 2nd Yugoslav-Belarussian Symposium on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas in Zlatibor. I want to express my gratitude to you for selection of me as a member of the Honorary Committee of Symposium also.

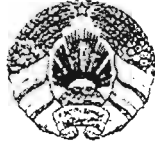
It is my comprehensive regret that I have no possibilities to take part in the 2nd Yugoslav-Belarussian Symposium. In the period 31.08. - 07.09.1998 I have a duty to participate in the other planned business.

I wish many success the Symposium. My best regards to all my colleagues.

Sincerely yours,

Dr A.P.Vojtovich

President of National Academy of Sciences of Belarus



ПОСОЛЬСТВА РЭСПУБЛІКІ БЕЛАРУСЬ
АМБАСАДА РЕПУБЛІКЕ БЕЛАРУС
Београд

Вниманию Луки Поповича

Дорогие друзья, многоуважаемые югославские и белорусские ученые!

Разрешите поздравить Вас с началом работы югославо-белорусского симпозиума физики плазмы. Хочу высказать слова искренней признательности и благодарности организаторам международного форума ученых, которые в исключительно сложной для двух славянских государств обстановке нашли возможность помочь Вам обменяться мнениями по актуальной проблематике будущего энергоснабжения нашей планеты.

Чувство гордости и огромной симпатии вызывает тот факт, что мои земляки-белорусы приехали на симпозиум в братскую Югославию, оказав тем самым моральную поддержку этому мужественному народу, который уже более шести лет подвергается беспрецедентной саганизации.

Я очень надеюсь, что установившиеся между участниками югославо-белорусского симпозиума дружеские связи будут крепнуть и развиваться на благо наших двух народов.

Приношу свои извинения за то, что не смог принять участие в работе Вашего симпозиума и надеюсь увидеть Вас в понедельник 7 сентября в посольстве Беларуси в Белграде.

С уважением,

Посол Беларуси в Югославии

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'В. Брылев', written over a light-colored background.

В. Брылев.



Participants of the 2nd Yugoslav-Belarusian Symposium on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas (in front of the "Cigota" hotel)



Participants of the 2nd Yugoslav-Belarusian Symposium on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas (in Conference Hall)



In front of the main building of the Belgrade Astronomical Observatory. First row: Nataša Stanić, Nataša Popović, Ružica Pavić and Edi Bon. Second row: Vesna Živkov and Zorica Cvetković. Third row: Valentin M. Astashinskij and Sergej I. Ananin.

ПУБЛИКАЦИЈЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ
PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE

No. 1 (1947)

ЕФЕМЕРИДЕ 98 МАЛИХ ПЛАНЕТА ЗА 1947 ГОДИНУ;
ÉPHÉMÉRIDES DE 98 DES PETITES PLANÈTES POUR L'AN 1947

No. 2 (1947)

ЕФЕМЕРИДЕ 106 МАЛИХ ПЛАНЕТА ЗА 1948 ГОДИНУ;
ÉPHÉMÉRIDES DE 106 DES PETITES PLANÈTES POUR L'AN 1948

No. 3 (1949)

ЕФЕМЕРИДЕ 106 МАЛИХ ПЛАНЕТА ЗА 1949 ГОДИНУ;
ÉPHÉMÉRIDES DE 106 DES PETITES PLANÈTES POUR L'AN 1949

No. 4 (1951) P. M. Djurković, B. M. Ševarlić et Z. M. Brkić,

ОДРЕЂИВАЊЕ ГЕОГРАФСКЕ ШИРИНЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ, 1947;
DETERMINATION DE LATITUDE DE L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BELGRADE, 1947

No. 5 (1957) B. M. Ševarlić,

SUR LE PROBLÈME DE LA VARIATION DES LATITUDES ET DU MOUVEMENT DU PÔLE INSTANTANÉ DE ROTATION À LA SURFACE DE LA TERRE

No. 6 (1961) Ljubiša A. Mitić,

COOSCILLATIONS DES PENDULES ASTRONOMIQUES

No. 7 (1961) Zaharije M. Brkić

ПРИЛОГ ИСПИТИВАЊИМА СИСТЕМАЦКИХ УТИЦАЈА НА АСТРОНОМСКО ОДРЕЂИВАЊЕ ВРЕМЕНА;
CONTRIBUTION AUX ÉTUDES DES INFLUENCES SYSTÉMATIQUES À LA DÉTERMINATION ASTRONOMIQUE DE L'HEURE

No. 8 (1961) B. M. Ševarlić,

ПРОМЕНЕ ГЕОГРАФСКЕ ШИРИНЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ ОД 1949.0 – 1957.0;
VARIATIONS DE LA LATITUDE DE L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BEOGRAD DE 1949.0 – 1957.0

No. 9 (1961) Branislav M. Ševarlić,

ПРИЛОГ ИСПИТИВАЊУ ПРОМЕНА ГЕОГРАФСКИХ ШИРИНА БЕОГРАДА;
CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES VARIATIONS DE LA LATITUDE DE BEOGRAD

No. 10 (1964) Vasilije Oskanjan,

THE UV CETI VARIABLE STARS

No. 11 (1965) P. M. Djurković, M. Protić, J. Arsenijević, A. Kubičela, O. Kovačević, R.

Grujić, Lj. Dačić, M. Djokić, Č. Čepinac,
OBSERVATIONS DU SOLEIL EN 1957, 1958 ET 1959 A L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BEOGRAD

No. 12 (1968) Editor: P. M. Djurković,

SIMPOZIЈUM АСТРОНОМА ЈУГОСЛАВИЈЕ ПОВОДОМ 75. ГОДИШЊИЦЕ ОСНИВАНЈА АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ (1887 – 1962)

No. 13 (1967) G. Teleki,

A CONTRIBUTION INTO THE RESEARCH OF ASTRONOMICAL REFRACTION AND ITS ANOMALIES ON THE BASIS OF AEROLOGICAL MEASUREMENTS CARRIED OUT IN BEOGRAD

No. 14 (1968)

RADOVI NA ISPITIVANJU FUNDAMENTALNIH ASTROMETRIJSKIH INSTRUMENTATA, NJIHOVIH ORGANA I PRIBORA;
TRAVAUX SUR L'EXAMEN DES INSTRUMENTS ASTROMETRIQUES FONDAMENTAUX, DE LEUR ORGANES ET ACCESSOIRES

No. 15 (1968) Aleksandar Kubičela

UNE MODIFICATION DU SPECTROGRAPHE CHROMOSPHERIQUE A PLAQUE MOBILE

No. 16 (1969) Editor: P. M. Djurković,

RADOVI PRIKAZANI NA IV KONGRESU MATEMATIČARA, FIZIČARA I ASTRONOMA, OKTOBRA 1965 U SARAJEVU

No. 17 (1972) Sofija N. Sadžakov, Dušan P. Šaletić,

CATALOGUE OF DECLINATIONS OF THE LATITUDE PROGRAMME STARS (KŠZ)

No. 18 (1974) Editor: G. Teleki,

THE PRESENT STATE AND FUTURE OF THE ASTRONOMICAL REFRACTION INVESTIGATIONS,

Proceedings of the Study Group on Astronomical Refraction of the International Astronomical Union Commission 8

No. 19 (1974) Georgije M. Popović,

THE FIRST GENERAL CATALOGUE OF DOUBLE-STAR OBSERVATIONS MADE IN BELGRADE, 1951-1971

No. 20 (1975) Editor: Dj. Teleki,

ZBORNIK RADOVA NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSКИH ASTRONOMA - 1973, BEOGRAD;

PROCEEDINGS OF THE NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONOMERS - 1973, BELGRADE

No. 21 (1975) S. Sadžakov, D. Šaletić,

DECLINATIONS AND THE PROPER MOTIONS OF THE STARS OF THE INTERNATIONAL LATITUDE SERVICE ON THE BASIS OF MERIDIAN CATALOGUES FROM 1929 TO 1972.

No. 22 (1975) Ivan Pakvor,

ISPITIVANJE NAGLAVAKA VELIKOG PASAŽNOG INSTRUMENTA ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU;

PIVOT-EXAMINATIONS OF BELGRADE OBSERVATORY'S LARGE TRANSIT INSTRUMENT

No. 23 (1975) Lj. A. Mitić,

PRIPREMNI RADOVI NA VELIKOM PASAŽNOM INSTRUMENTU BEOGRADSKE OPSERVATORIJE;

PREPARATION OF THE LARGE TRANSIT INSTRUMENT OF THE BELGRADE OBSERVATORY FOR REGULAR OBSERVATION

No. 24 (1978) Sofija N. Sadžakov,

IZVEDENI KATALOG ŠIRINSKIH ZVEZDA (IKŠZ);

GENERAL CATALOGUE OF LATITUDE STARS (IKŠZ)

No. 25 (1978) Danilo J. Zulević,

PRIOG STATISTIČKOM ISPITIVANJU UTICAJA ODNOSA MASA KOMPONENATA NA DINAMIČKE PUTANJSKE ELEMENTE (e , P , a) KOD VIZUELNO DVOJNIH ZVEZDA;

STATISTICAL INVESTIGATION OF THE RELATION BETWEEN THE MASS RATIO AND THE DYNAMICAL ORBITAL ELEMENTS e , P , a OF THE VISUAL BINARIES

No. 26 (1979) Editor: Dj. Teleki,
ZBORNİK RADOVA III NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSKIH AS-
TRONOMA, BEOGRAD, 1977.;
PROCEEDINGS OF THE III NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
MERS, BELGRADE, 1977.

No. 27 (1979) S. N. Sadžakov,
ISPITIVANJE SISTEMATSKIH GREŠAKA TIPA $\Delta\delta_\alpha$ ŠIRINSKIH POSMATRANJA
RAZNIH OPSERVATORIJA NA OSNOVU NJIHOVOG UPOREDJIVANJA SA BEO-
GRADSKIM IZVEDENIM KATALOGOM ŠIRINSKIH ZVEZDA I FOTOGRAFSKIM
KATALOGOM AGK3;
INVESTIGATION OF THE SYSTEMATIC $\Delta\delta_\alpha$ - TYPE ERRORS IN LATITUDE OB-
SERVATIONS OF VARIOUS OBSERVATORIES BY THEIR COMPARISON WITH BEL-
GRADE GENERAL CATALOGUE OF LATITUDE STARS AND THE PHOTOGRAPHIC
CATALOGUE AGK3

No. 28 (1980) Jelisaveta Arsenijević,
POLARIZACIJA ZRAČENJA NEKIH HLADNIH SUPERDŽINOVA

No. 29 (1982) Editors: G. Teleki, B. Ševarlić,
EPITOME FUNDAMENTORUM ASTRONOMIAE, Pars II,
Photographic Catalogues and Charts of Star Positions

No. 30 (1981) S. N. Sadžakov, D. P. Šaletić, M. D. Dačić,
KATALOG ZVEZDA PROGRAMA SFZT;
CATALOGUE OF NPZT PROGRAMME STARS

No. 31 (1981)
ASTROKLIMATSKA ISTRAŽIVANJA ZA IZBOR MESTA VISINSKE STANICE AS-
TRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU;
ASTROCLIMATIC EXPLORATIONS FOR SITE SELECTION OF THE HIGH ALTI-
TUDE STATION OF THE BELGRADE OBSERVATORY

No. 32 (1984) Vojislava Protić-Benišek,
MERKUROVI PROLAZI I PARALAKSA SUNCA;
TRANSITS OF MERCURY AND SOLAR PARALLAX

No. 33 (1985) Editor: G. M. Popović,
ZBORNİK RADOVA VI NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSKIH AS-
TRONOMA, HVAR, 1983.;
PROCEEDINGS OF THE VI NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
MERS, HVAR, 1983

No. 34 (1986) Božidar Popović,
EQUATIONS DES PERTURBATIONS DES ELEMENTS HELIOCENTRIQUES VECTO-
RIELS DES ORBITES DES PETITES PLANETES ET COMETES

No. 35 (1987) Editor: G. Teleki,
PROCEEDINGS OF THE WORKSHOP ON REFRACTION DETERMINATION IN THE
OPTICAL AND RADIO ASTROMETRY, LENINGRAD, USSR, 1985

No. 36 (1989)
STO GODINA ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU

No. 37 (1989) Vladimir Kršljanin,
ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA KOD TOPLIH ZVEZDA;
ION LINES STARK SHIFTS IN SPECTRA OF HOT STARS

No. 38 (1990) S. N. Sadžakov, M. D. Dačić,
BEOGRADSKI KATALOG DVOJNIH ZVEZDA;
BELGRADE CATALOGUE OF DOUBLE STARS

- No. 39 (1990) Milan S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJA OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI 1962 – 1985,
 (Bibliografija i indeks citata);
 LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA 1962 – 1985,
 (Bibliography and citation index)
- No. 40 (1990) Editors: G. Teleki and B. Ševarlić,
 EPITOME FUNDAMENTORUM ASTRONOMIAE, Pars III,
 Parallaxes, Proper Motions and Radial Velocities
- No. 41 (1991) Milan S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI II (1985 – 1989),
 (Bibliografija i indeks citata);
 LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA II (1985 – 1989),
 (Bibliography and Citation Index)
- No. 42 (1991) Gojko Djurašević,
 ISPITIVANJE AKTIVNIH TESNIH DVOJNIH SISTEMA NA OSNOVU FOTOMETRI-
 JSKIH MERENJA;
 INVESTIGATION OF ACTIVE CLOSE BINARIES BASED ON PHOTOMETRIC MEA-
 SUREMENTS
- No. 43 (1992) Editors: O. Atanacković-Vukmanović and M. S. Dimitrijević,
 Astronomska opservatorija u Beogradu,
 AKTIVNOSTI I KRATKI SADRŽAJI RADOVA 1980 – 1990;
 Astronomical Observatory in Belgrade,
 ACTIVITIES AND ABSTRACTS OF PAPERS 1980 – 1990
- No. 44 (1993) Editors: M. S. Dimitrijević and D. Djurović,
 ZBORNİK RADOVA X NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSКИH ASTRO-
 NOMA, 22 – 24 SEPTEMBAR 1993;
 PROCEEDINGS OF THE X NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
 MERS, BELGRADE, SEPTEMBER 22 – 24, 1993
- No. 45 (1993) B. Jovanović, L. Djurović, M. Jovanović,
 HOMOGENIZOVANI SISTEM UT_{BLI} ZA PERIOD 1964 – 1986;
 HOMOGENEOUS SYSTEM UT_{BLI} FOR 1964 – 1986
- No. 46 (1994) Luka Č. Popović,
 ŠTARKOVO ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA TEŠKIH JONA U SPEKTRIMA TOPLIH
 ZVEZDA;
 STARK BROADENING OF HEAVY ION SPECTRAL LINES IN SPECTRA OF HOT
 STARS
- No. 47 (1994) Milan S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI I SRBIJI III (1989
 – 1993),
 (Bibliografija i indeks citata);
 LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA AND SERBIA III (1989 – 1993),
 (Bibliography and citation index)
- No. 48 (1995) Editors: O. Atanacković-Vukmanović and M. S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJA U ASTRONOMIJI I;
 RESEARCHES IN ASTRONOMY I
- No. 49 (1995) Editors: I. Vince, M. S. Dimitrijević and L. Balázs,
 PROCEEDINGS OF THE FIRST HUNGARIAN-YUGOSLAV ASTRONOMICAL CON-
 FERENCE,
 April 26–27, 1995, Baja Hungary

No. 50 (1995) Editors: M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović,
PROCEEDINGS OF THE FIRST YUGOSLAV CONFERENCE ON SPECTRAL LINE
SHAPES,
September 11-14, 1995, Krivaja, Yugoslavia

No. 51 (1996) Editors: M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović,
Астрономска Опсерваторија у Београду,
АКТИВНОСТИ И КРАТКИ САДРЖАЈИ РАДОВА (1991 – 1995);
Astronomical Observatory in Belgrade,
ACTIVITIES AND ABSTRACTS OF PAPERS (1991 – 1995)

No. 52 (1996) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1995;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1995

No. 53 (1996) Editors: V. S. Burakov and M. S. Dimitrijević,
PROCEEDINGS OF THE FIRST BELARUSSIAN-YUGOSLAVIAN SYMPOSIUM ON
PHYSICS AND DIAGNOSTICS OF LABORATORY & ASTROPHYSICAL PLASMA,
July 1 – 3, 1996, Minsk, Belarus,
In memoriam of M. A. Elyashevich, academician of Belarus AS

No. 54 (1996) Editors: M. Vukićević-Karabin and Z. Knežević,
ЗБОРНИК РАДОВА ХИ НАЦИОНАЛНЕ КОНФЕРЕНЦИЈЕ ЈУГОСЛОВЕНСКИХ
АСТРОНОМА,
Београд, 9 – 11, октобар 1996;
PROCEEDINGS OF THE XI NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
MERS,
Belgrade, October 9 – 11, 1996

No. 55 (1997) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1996;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1996

No. 56 (1997) Editors: M. S. Dimitrijević, J. Milogradov-Turin and L. Č. Popović,
РАЗВОЈ АСТРОНОМИЈЕ КОД СРБА;
DEVELOPMENT OF ASTRONOMY AMONG SERBS

No. 57 (1997) Editors: Luka Č. Popović and Milivoje Ćuk,
PROCEEDINGS OF THE SECOND YUGOSLAV CONFERENCE ON SPECTRAL LINE
SHAPES,
September 29 – October 2, 1997, Bela Crkva, Yugoslavia

No. 58 (1997) Milan S. Dimitrijević,
LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA AND SERBIA IV (1993 – 1997),
(Bibliography and citation index);
ISTRAŽIVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI I SRBIJI IV,
(1993 – 1997) (Bibliografija i indeks citata)

No. 59 (1998) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1997;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1997

No. 60 (1998) Editors: M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović,
PROCEEDINGS OF THE 4th YUGOSLAV-ROMANIAN ASTRONOMICAL MEETING,
(4th YuRoAM)

No. 61 (1998) Editors: M. S. Dimitrijević and V. S. Burakov,
PROCEEDINGS OF THE 2nd YUGOSLAV – BELARUSSIAN SYMPOSIUM ON PHYSICS & DIAGNOSTICS OF LABORATORY & ASTROPHYSICAL PLASMAS,
September 5-6, 1998, Zlatibor, Yugoslavia

No. 62 (1998) M. S. Dimitrijević,
АСТРОНОМСКА СПЕКТРОСКОПИЈА;
ASTRONOMICAL SPECTROSCOPY

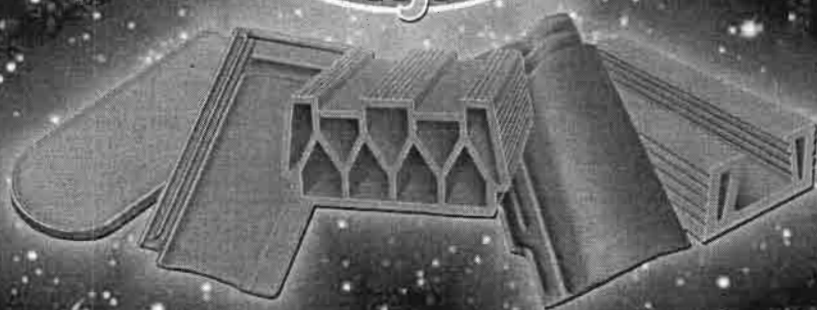
No. 63 (1999) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1998;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1998

No. 64 (1999) Editors: Milan S. Dimitrijević, Luka Č. Popović and Milcho Tsvetkov,
PROCEEDINGS OF THE FIRST BULGARIAN-YUGOSLAV ASTRONOMICAL MEETING

No. 65 (1999) Editors: L. Č. Popović and Miodrag Dačić,
ЗБОРНИК РАДОВА XII НАЦИОНАЛНЕ КОНФЕРЕНЦИЈЕ ЈУГОСЛОВЕНСКИХ АСТРОНОМА И МЕЂУНАРОДНОГ СКУПА О РАЗВОЈУ АСТРОНОМСКИХ БАЗА ПОДАТАКА;
PROCEEDINGS OF THE XII NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONOMERS AND INTERNATIONAL WORKSHOP ON THE DEVELOPMENT OF ASTRONOMICAL DATABASES

Sjajna zvezda na Vašem nebu!
Sjajna zvezda na Vašem nebu!
Sjajna zvezda na Vašem nebu!

**POTISJE
KANJIZA**



**POTISJE
KANJIZA**
OSNOVANO 1903

• **POTISJE KANJIZA** •

AKCIONARSKO DRUŠTVO ZA PROIZVODNJU GRAĐEVINSKOG MATERIJALA

24420 Kanjiža, Subotički put 57; Telefon: (024) 873-303, Telefaks: (024) 873-306

<http://www.yubusiness.co.yu/potisje.htm>

e-mail: potisje@yubusiness.co.yu

11000 Beograd, Braće Jugovića 16/1



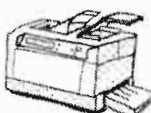
SERVIS BIRO OPREME

Beograd, Učiteljska 60, tel/fax. 489-1977
servisiranje pisalica i računskih mašina, elektronskih kalkulatora,
brojalca novca



SERVIS RAČUNARA

Beograd, Višnjičeva 3, tel/fax. 627-367
servisiranje PC računara i telefax aparata



SERVIS KOPIR TEHNIKE

Beograd, Učiteljska 60, tel/fax. 489-1977
servisiranje fotokopir i umnožavajućih aparata



SERVIS ELEKTROMEHANIKE

Beograd, Bokeljska 2, tel/fax. 444-0581
vrtlarstvo, električarstvo i servis motornog vozila, maš. i mak. mehanizacija, industrijskih usisivača



SERVIS REGISTAR KASA

Beograd, Višnjičeva 3, tel. 627-367
servisiranje električnih i elektronskih
trgovaničkih i ugostiteljskih registar kasa



SERVIS APARATA ZA DOMAĆINSTVO

Beograd, Prizrenska 5, tel. 687-053
servisiranje kućnog električnog alata i kuć. peći, usisivača, fenova, aparata za brnjanje, frižidera, grejalica itd.



SERVIS VAGA

Beograd, G. Jovanova 33, tel. 626-482
servisiranje i bažarenje vaga, tegova i metarova



SERVIS AUDIO I VIDEO OPREME

Beograd, Nušičeva 17, tel. 322-0812
popravka televizora, videa, CD-a, Hi-Fi komponentara,
pružanje usluga ozvučenja

CIP – Каталогизација у публикацији
Народна библиотека Србије, Београд

533.9(063)(082)

YUGOSLAV-Belarussian Symposium on Physics and
Diagnostics of Laboratory and Astrophysical
Plasmas (2 ; 1998 ; Zlatibor)

Invited Lectures of the 2nd
Yugoslav-Belarussian Symposium on Physics and
Diagnostics of Laboratory and Astrophysical
Plasmas, September 5-6, 1998, Zlatibor,
Yugoslavia / edited by M.[Milan] S.

Dimitrijević, Jagoš Purić and V.S. Burakov.

- Beograd : Astronomical Observatory, 1999
(Belgrade : Portal Co.). - 98 str. : ilustr.

; 24 cm. - (Publikacije Astronomske
opservatorije u Beogradu = Publications of
the Astronomical Observatory of Belgrade ;
sv. 66 , ISSN 0373-3742)

Tekst na engl. i rus. jeziku. - Tiraž 500. -
Bibliografija uz svaki rad. - Abstracts.

52-7(063)(082) 521-355(063)(082)

539.18(063)(082)

а) Плазма - Зборници б) Астрофизика -
Зборници ц) Атомска физика - Зборници

ID=80844044