

UDC 533.9(063)(082)

YU ISSN 0373-3742

ПУБЛИКАЦИЈЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ  
PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE  
Sv. 61 No. 61

P R O C E E D I N G S

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

September 5-6, 1998, Zlatibor, Yugoslavia

Edited by M. S. Dimitrijević and V. S. Burakov



Б Е О Г Р А Д  
1998

PUBL. ASTRON. OBS. BELGRADE No. 61, 1-197 BELGRADE AUGUST 1998

**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 Zoran KNEŽEVIĆ (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)

Mr Vojislava PROTIĆ-BENIŠEK (Astronomical Observatory, Belgrade)

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

Dr Istvan 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, the Federal Ministry of Science and Technology and the Serbian-Belorussian Friendship Society.

---

Number of copies / тираж : 500

Production: Portal Co., Kosovska 51, Belgrade

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

Zlatibor, Yugoslavia

5<sup>th</sup> – 6<sup>th</sup> September, 1998

**Honorary Committee:**

**Prof. Dr B. Ivković** (President, Minister of Science and Technology of Republic Serbia)

**V. Brilev** (Ambassador of Belarus in Yugoslavia)

**Dr V. S. Burakov** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)

**Academician A. Despić** (President of Serbian Academy of Sciences and Arts)

**Dr M. S. Dimitrijević** (Director of the Belgrade Astronomical Observatory)

**Ž. Jovanović** (Minister of Foreign Affairs of Yugoslavia)

**L. Ya. Min'ko** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)

**Prof. Dr J. Purić** (Rector of Belgrade University, Yugoslavia)

**Academician A. P. Vojtovich** (President of National Belarus Academy of Sciences, Belarus)

**Prof. Dr J. Zelenović** (Minister of Development, Science and Ecology of Yugoslavia)

**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)

**Local Organizing Committee:**

**L. Č. Popović** (Co-chairman)  
**M. Ćuk** (Co-chairman)

**D. Tankosić**  
**N. Trajković**  
**T. Milovanov**

**Editors of the Symposium Proceedings:**

**M. S. Dimitrijević**  
**V. S. Burakov**

## CONTENTS

Foreword .....	5
<b>Invited lectures .....</b>	<b>7</b>
Arkhipenko, V.I., Simonchik, L.V. and Zgirovskii, S.M.: The effect of cathode temperature on the electric field distribution in cathode fall region of the Kiselevskii plasma source .....	9
Чумаков, А.Н. и Босак, Н.А.: Многоимпульсный приповерхностный оптический разряд как эффективный источник эрозионной плазмы .....	13
Ershov-Pavlov, E.A., Stepanov, K.L., Stankevich, Yu.A. and Stanchits, L.K.: Emission of an atmospheric pressure arc in a gas flow .....	17
Goncharov, V.K., Puzyrev, M.V. and Chernyavskii, A.F.: The parameters and phase composition control of laser erosion jets with an employment electric and electromagnetic fields .....	21
Mihajlov, A.A. and Djurić, Z.: Electric characteristics of the total ionized plasmas in constant and time-variable external fields .....	25
Mijatović, Z., Nikolić, D., Djurović, S., Kobilarov, R. and Konjević, N.: Stark broadening of neutral argon lines in plasmas .....	27
Минько, Л.Я.: Радиационная плазмодинамика – новое научное направление в физике плазмы .....	28
Popović, L.Č.: Spectral line investigation of Active Galactic Nuclei at Belgrade Astronomical Observatory .....	32
Purić, J., Antanasićević, R. and Ćuk, M.: Plasma focus experiment in Yugoslavia .....	33
Романов, Г.С.: Теоретические исследования высокотемпературной многозарядной плазмы (обзор) .....	35
Škorić, M.M.: Self-organization processes in plasmas .....	39
Šulić, D.M.: Characteristics of guiding VLF waves by field-aligned irregularities in the magnetosphere .....	40

<b>Contributed papers .....</b>	<b>41</b>
Ананин, С.И.:	
Численное моделирование процессов в КСПУ с проницаемыми трансформерами .....	43
Ананин, С.И., Асташинский, В.М., Костюкевич, Е.А. и Маньковский, А.А.:	
Интерференционно-теневая диагностика плазменных потоков с цифровой обработкой изображений .....	44
Antanasijević, R., Djordjević, D., Joksimović, D., Purić, J. and Ćuk, M.:	
On the characteristics of X-rays emitted from the plasma focus device .....	48
Arsenijević, J. and Marković, S.:	
Linear optical polarization of P Cygni in 1986-1992 .....	51
Асташинский, В.М., Минько, Л.Я., Чук, М., Кураица, М.М. и Пурич, Я.:	
Квазистационарный плазменный ускоритель компактной геометрии как источник плазмы для атомной спектроскопии .....	55
Авраменко, В.Б., Кузьмицкий, А.М. и Минько, Л.Я.:	
Применение уширения спектральных линий в диагностике электроразрядных эрозионных плазменных потоков .....	59
Барихин, Б.А. и Панусевич, Е.З.:	
Импульсный коаксиальный плазменный излучатель для накачки мощных лазеров на красителях .....	63
Blagojević, B., Popović, M.V. and Konjević, N.:	
Investigation of LS coupling in carbon II .....	67
Босак, Н.А., Васильев, С.В., Иванов, А.Ю., Недолугов, В.И., Минько, Л.Я. и Чумаков, А.Н.:	
Формирование кратера на поверхности металлического образца, облучаемого повторяющимися лазерными импульсами .....	71
Ćelebonović, V.:	
The electron gas in a magnetic field: the equation of state .....	75
Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.:	
On the Stark broadening of K VIII lines .....	78
Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.:	
On the Stark broadening of Tl III and Pb IV lines .....	81
Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.:	
On the Stark broadening of Ti XI lines .....	84

Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: On the Stark broadening of F VI and Cl VII lines .....	87
Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: On the Stark broadening of Sc XI lines .....	91
Djurović, S.: Spatial distribution of argon emission in RF discharge .....	95
Ефремов, В.В., Минько, Л.Я., Чивель, Ю.А. и Чумаков, А.Н.: Влияние характера разлета паров мишени на образование приповерхностной лазерной плазмы .....	99
Gaković, B., Trtica, M., Nenadović, T., Petrović-Stepanović, S. and Mijatović, N.: Ablation of TiN coatings by TEA-CO <sub>2</sub> laser beam .....	103
Jovićević, S., Ivković, M., Pavlović, Z. and Konjević, N.: Tangential flow MIP source with desolvation system .....	107
Kuraica, M.M., Konjević, N., Ćuk, M. and Obradović, B.M.: On the use of relative line intensities of forbidden and allowed components of the He I 144.7 nm line for electric field measurements .....	111
Milosavljević, V. and Djeniže, S.: On the 455.254 nm N II spectral line Stark width. Present status .....	115
Milošević-Zdjelar, V., Samurović, S. and Ćirković, M.M.: On the ionizing sources in spiral galaxies: II. The center of the Milky Way .....	118
Минько, Л.Я. и Чивель, Ю.А.: Явления на поверхности и их влияние на процессы приповерхностного низкопорогового плазмообразования при импульсном высокоэнергетическом лазерном воздействии .....	123
Минько, Л.Я. и Насонов В.И.: Квазистационарный приповерхностный оптический разряд при различных давлениях окружающего мишень газа .....	127
Nikolić, D., Djurović, S., Mijatović, Z., Kobilarov, R. and Konjević, N.: Plasma broadened 433.3 nm and 433.5 nm Ar I spectral lines .....	131
Popović, L.Č. and Dimitrijević, M.S.: Electron-impact broadening parameters for astrophysically important Eu II lines .....	135
Popović, L.Č., Trajković, N., Kubičela, A., Doroshenko, V.T., Sergeev, S.G., Bon, E. and Stanić, I.: Long-term H <sub>β</sub> line profile variation in Akn 120 .....	139

Popović, L.Č., Tankosić, D. and Dimitrijević, M.S.: Stark broadening mechanism in atmospheres of A, DA and DB type stars .....	143
Popović, M.M. and Djordjević, D.S.: Usage of spectroscopical experiments for determination of other plasma parameters .....	147
Purić, J. and Šćepanović, M.: Stark parameter general regularities for the ion lines .....	151
Shimanovich, V.D., Smyaglikov, I.P., Zolotovsky A.I. and Pankovets, S.M.: Optical and spectroscopic investigations of arc discharge at fullerene synthesis .	155
Srećković, A. and Djeniže, S.: On the Stark width regularities in the Ar II spectrum: 4s-4p and 3d-4p transitions .....	159
Stepanov, K.L., Stanchits, L.K. and Stankevich, Y.A.: Powerful shock waves radiation in air I .....	163
Stepanov, K.L., Stanchits, L.K. and Stankevich, Y.A.: Powerful shock waves radiation in air II .....	167
Tarasenko, N.V.: Studies on relaxation processes in laser-produced plasma .....	171
Videnović, I.R. and Platiša, M.M.: The influence of the fine structure to the hydrogen Balmer line shapes in the conditions typical for the analytical glow discharge cathode fall region .....	175
Vujičić, B., Djurović, S., Kaloci, DJ. and Savić, I.: Shock front velocity in modified magnetically driven T-tube .....	179
Program of the second Yugoslav – Belarussian symposium on physics and diagnostics of laboratory and astrophysical plasmas .....	183
Authors index .....	185
List of participants .....	187

## **FOREWORD**

The First Belarussian-Yugoslav Symposium on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasma was held in Minsk, 1-3 July 1996, as an effectuation of the desire of Yugoslav and Belarussian scientists to collaborate and contribute to the strengthening of mutual ties between Yugoslavia and Belarus. On the Yugoslav side the scientists concerned were associated with: Astronomical Observatory (Belgrade), Institute of Physics (Zemun), Faculty of Physics (Belgrade), Institute of Nuclear Sciences (Vinča) and Institute of Physics of the Faculty of Sciences (Novi Sad), while on the Belarussian side the scientists associations were with: Institute of Molecular and Atomic Physics of the Belarussian Academy of Sciences (Minsk), Institute of Applied Physical Problems of the Belarussian State University (Minsk) and Astronomical Observatory (Minsk).

This First Symposium has been dedicated to the memory of M. A. Elyashevich, academician of the Belarussian Academy of Sciences. Co-chairmen and editors of the Symposium proceedings were V. S. Burakov and the undersigned. The proceedings were published by the Belgrade Observatory – PUBLICATIONS BAO No. 53.

The Serbian delegation comprised 12 scientists. Presented at the Symposium were 52 contributions by authors from Belarus, Serbia, Russia, Ukraine, France, Syria and Czech Republic. The opportunity was take at the Symposium for founding the Belarus-Yugoslav Friendship Society, the guests of honour at the ceremony being M. S. Dimitrijević, J. Purić and M. Ćuk. As our desire was to stimulate mutual ties between our peoples not only in science but in other activities as well, a Serbian-Belarussian Friendship Society was founded in Belgrade too, the guests of honour at the ceremony being L. Ya. Min'ko, A. Chumakov and I. Filatova.

This Second Symposium is a continuation of our common activity aimed at developing mutual collaboration and the ties for the benefit of our countries and science in general.

*MILAN S. DIMITRIJEVIĆ*

## **INVITED LECTURES**

**THE EFFECT OF CATHODE TEMPERATURE  
ON THE ELECTRIC FIELD DISTRIBUTION IN CATHODE FALL  
REGION OF THE KISELEVSKII PLASMA SOURCE**

**V.I.ARKHIPENKO, L.V.SIMONCHIK, S.M.ZGIROVSKII**

Institute of Molecular and Atomic Physics NASB, Scorina av. 70, Minsk  
22072, Belarus  
E-mail: simon@imaph.bas-net.by

The glow discharges at atmospheric pressure and higher are characterized by some typical features of cathode region such as small spatial size of layers (about tens microns) and high gradients of temperature, particle concentration, electric fields etc. It is result in significant deviation of plasma from equilibrium state. It is the reason of different plasma instabilities in cathode region and results in the contraction and arc breakdown.

In the present work the effect of cathode temperature on parameters of cathode fall region and negative glow is investigated in glow discharge in helium at atmospheric pressure named as Kiselevskii plasma source (KPS) (Kiselevskii et al 1983, Arkhipenko et al 1997). This discharge is unique in itself, because it exists at atmospheric pressure and higher, has the stable characteristics and can be used as spectral source of line and continuous spectrum and the source of excitation of spectra in atomic emission spectroscopy as well.

The discharge was produced in hermetic chamber between round anode and flat copper cathode. The flow of working gas helium was  $\sim 4$  l/min. The impurity concentration in helium flow was not over 0.01%. The discharge was formed by source of direct current varying from 0.05 up to 15 A. The distance between electrodes can be change from 0.5 up to 8 mm.

The image of discharge is shown in Fig.1 One can see, that it has the following structure: the luminous thin disk (less than 1 mm) of negative glow is located above cathode surface, and the luminous column by a diameter of 3-5 mm is propagated toward the anode. There is dark space between these luminous regions. The end of the anode is covered with a bright luminous layer. Negative cathode glow has ring structure, which is created by zones of different plasma luminescence. The luminescence at the disk edge is

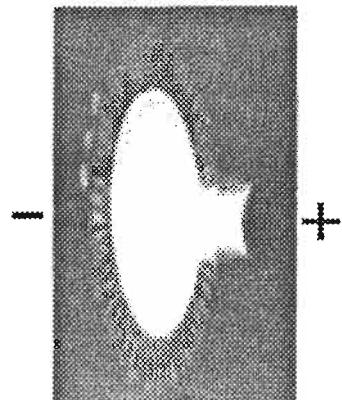


Fig.1.

nonuniform and also consists of alternating dark and light zones.

The diameter of a negative glow depends on a discharge current and

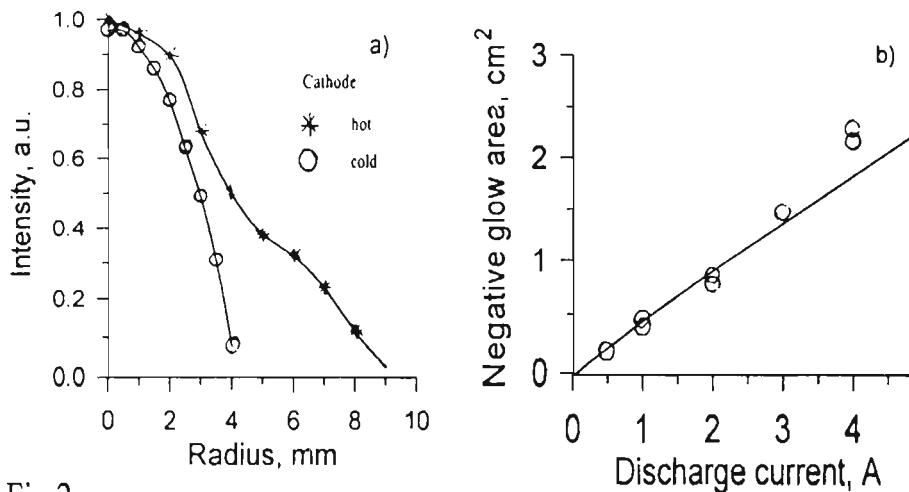


Fig.2.

cathode temperature. In a Fig. 2a the cross distributions of He I (450.1 nm) line intensity in negative cathode glow for two regimes: at cold and hot cathodes are shown. The cold cathode regime was realized by special design cathode with water cooling. Thus the cathode temperature did not exceed 100 °C. At the hot cathode the heat was took away from cathode surface by central tube, which was used as cathode holder. In this case the cathode temperature was about 500 °C. At the cold cathode and current 1 A the negative glow has a diameter about 7-8 mm. In case of hot cathode the luminescence is spreaded on the cathode and can reach about 20 mm in dia. At that the cathode luminescence diameter practically does not depend on the distance between electrodes (2 - 10 mm).

The dependence of the cathode negative glow size on current was investigated in cold cathode regime (Fig.2b). In this case the bounds of negative glow in radial direction rather sharp and luminescence size can be determined. The area of negative cathode glow region grows linearly when the current increases up to 3 A and grows faster at currents higher than 3 A that, apparently, is connected with heating of cathode.

In papers Suzdalov I. I. (1972) and (Kiselevskii et al 1983) the voltage-current characteristic of glow discharge at atmospheric pressure was investigated as  $U = f(I)$ . It grows in the current range from 0.3 up to 2 A (Suzdalov I. I. 1972) and up to 5 A (Kiselevskii et al 1983). Thus the discharge voltage increases from 180 up to 250 V (Fig.3a, crosses). When current exceeds these values, glow discharge breakdown in arc regime (Fig.3a, bottom curve). One of the reasons of this breakdown can be heating of the cathode. At such conditions, apparently, the emitting properties of cathode and conditions in cathode fall region are changed. It is demonstrated by changes of discharge

characteristics such as: the negative glow region size and potential fall on electrodes. At once after discharge ignition at current 1 A the diameter of negative glow is about 8-9 mm. When the cathode temperature increases up to  $\sim 500$  °C the luminous area is increased more than two times. Thus the discharge voltage is increased on 10 – 20 V.

In Fig.3b the dependencies of voltage fall on electrodes for two cathode regimes are shown. At the minimal interval, the voltage on electrodes, apparently, corresponds to cathode voltage fall, because in this case the positive column does not exist, and the type of negative glow practically does not depend on distance between electrodes. One can see, that in case of the hot cathode the voltage fall on 80 V higher than at cold cathode. In both cases the increase of distance between electrodes as well as positive column grows result

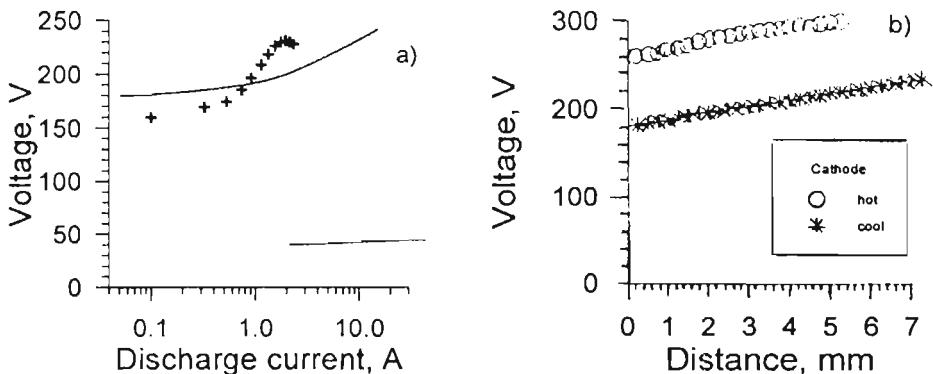


Fig.3.

in the approximately identical increase of voltage about 50V.

Using the cathode specially designed by authors for effective cooling of cathode the glow discharge having the rise current-voltage characteristic was produced in more widely current range (Fig.3a). So at current increase from 0.05 up to 15 A the voltage on electrodes is increased from 180 up to 240 V (Fig.3a, continuous curve). At that the discharge breakdown is not occurred. To increase the current over 15 A in our experiment was impossible because of insufficient parameters of current source, and small cathode cross size. The applied electric power was reached of  $\sim 4$  kW.

The potential distribution of KPS is typical for glow discharges i.e. there is significant cathode fall (Kiselevskii et al 1983). The electric field distribution in cathode fall region was measured by  $H_\beta$  line broadening. The experimental  $H_\beta$  line profiles registered in the KPS cathode fall region contained the two broadening peaks. The distance between peaks and line center is defined by constant electrical field resulting in the Stark splitting of the  $H_\beta$  line. Electric field value measured by  $H_\beta$  line Stark broadening is  $\sim 60$  kV/cm. Its distributions along anode-cathode axis for cold and hot cathodes are

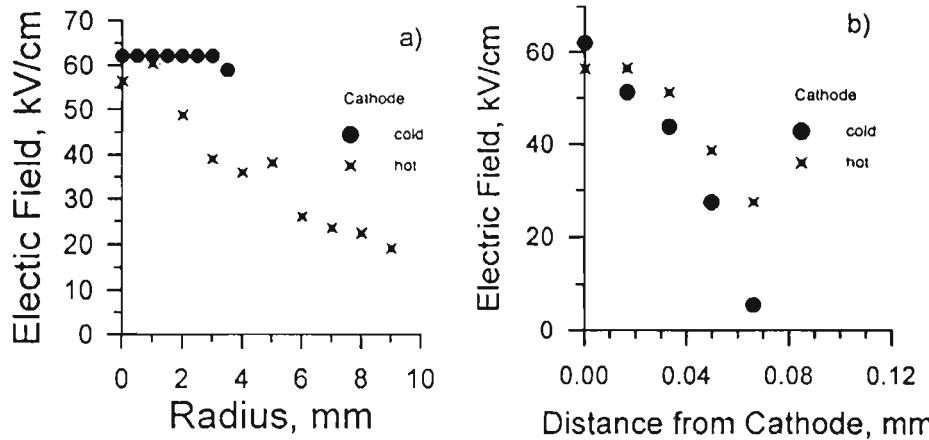


Fig.4.

shown in Fig.4. One can see, that cathode fall region has about 100 microns long for hot cathode and less than 80 microns long for cold. The maximum electric field in cathode fall region in both cases is practically equal. It gives that the longitudinal size of cathode fall for hot cathode is higher than for cold that well corresponds to applied voltage at these regimes (Fig.3b).

The essential difference in field distribution in cathode area between cold and hot regimes is observed in radial direction (Fig4b). When cathode is cold the magnitude of field in a radial direction does not change right up till the luminescence bound. In this case, as already mentioned above, the luminescence has sharp bounds. That is why the field was determined on distance less than 4 mm from axis.

At the hot cathode the field is decreased in radial direction more smoothly: in distance of 5 mm the magnitude of electric field decreases twice in comparison with one at axis, and at edge of negative glow in three times. It should be noted, that the feature of radial distribution at 4 mm is connected to dark ring zone of negative glow (Fig.1).

Thus, the received results show that the cathode temperature essentially effects on the KPS cathode fall region and spatial potential distribution.

The work have been performed at financial support of Belarussian Found of Fundamental Researches (project Ф96-086).

### References

- Kiselevskii L. I., Masurenko S. L., Makarevich A. N. and Solovianchik D. A.: 1983, journal {Technic. Phys. Letters}, vol{9}, 1401
- Arkhipenko V.I. et al: 1997, Proc.of Intern. Confer. PPPT-2\ vol{1}, 5
- Suzdalov I. I.: 1972, journal {Journ. Appl. Spectr.} vol {17} 977

# МНОГОИМПУЛЬСНЫЙ ПРИПОВЕРХНОСТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД КАК ЭФФЕКТИВНЫЙ ИСТОЧНИК ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ

А.Н.ЧУМАКОВ, Н.А.БОСАК

*Институт молекулярной и атомной физики Национальной Академии наук  
Беларусь, 220082 Минск, Беларусь  
E-mail: chumakov@imapb.bas-net.by*

**Резюме.** Выявлены условия эффективного образования эрозионной плазмы и управления ее параметрами в многоимпульсном приповерхностном оптическом разряде.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Многоимпульсное лазерное воздействие на поглощающие материалы при относительно низких плотностях мощности лазерного излучения (ЛИ)  $q < 10^7 \text{ Вт/см}^2$  ( $\lambda=1,06 \text{ мкм}$ ), когда процессы плазмообразования протекают в парах мишени без перехода в окружающий мишень газ, в значительной мере исследовано и широко применяется в технологии. В этих условиях частота следования лазерных импульсов влияет преимущественно на процессы разрушения облучаемого материала и сказывается прежде всего на выносе массы, форме лунки и т.д. Анализ динамики плазменных образований в таких условиях привел к развитию представлений о режиме последовательного выталкивания воздуха и эрозионных паров периодическими плазменными сгустками (Минько Л.Я. и др., 1989).

При более высоких плотностях мощности ЛИ  $q \sim 10^8 \div 10^9 \text{ Вт/см}^2$  энерговклад в мишень ограничивается развитием экранировки мишени плазмой и формированием лазерных волн поглощения в газах (Немчинов И.В., 1982). Процессы лазерного приповерхностного плазмообразования протекают при этом уже не только в эрозионной плазме, а преимущественно в окружающем мишень атмосферном газе. В таких условиях переход от одноимпульсного лазерного воздействия к многоимпульльному должен, вероятно, приводить к существенной неаддитивности действия отдельных лазерных импульсов серии, особенно при высоких частотах их повторения.

В работе рассмотрены возможности направленного выбора плазмообразующей среды (пары мишени или атмосферный газ), в которой реализуется оптический разряд, и управления параметрами образующейся плазмы на основании исследований одно- и многоимпульсного лазерного воздействия на материалы в газах.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Проведены систематические исследования воздействия ЛИ на ряд мишеней (металлы, стеклотекстолит, графит, эбонит) при различных давлениях воздуха 0,1-10 атм и плотностях мощности ЛИ  $10^7 < q \leq 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\lambda=1,06$  мкм) в режимах одиночных, двойных, а также серий лазерных импульсов с частотами повторения  $f \leq 200$  кГц. Управление режимом генерации лазера осуществлялось с помощью крупногабаритных пассивных затворов с  $F_2^-$  - центрами окраски (Босак Н.А. и др., 1987). Динамика лазерных плазмообразований исследовалась методами высокоскоростной фотографии и киноспектрографии, регистрировалось давление и потенциалы на поверхности металлических мишеней.

Показано, что в воздухе атмосферного давления при интенсивности ЛИ  $q < 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> независимо от частоты следования лазерных импульсов приповерхностный оптический разряд развивается в эрозионной плазме. При достаточно высокой частоте повторения лазерных импульсов ~50-100 кГц над эрозионным плазменным факелом образуется область повышенной плотности воздуха, обусловленная взаимодействием ударных волн, инициируемых отдельными лазерными импульсами, с атмосферным воздухом (Костюкович Е.А. и др., 1980). В такой "пробке" сжатого воздуха над эрозионным плазменным образованием уже при интенсивности ЛИ  $q \sim 2 \div 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> может инициироваться низкопороговый оптический пробой (Минько Л.Я. и др., 1989), приводящий к одновременному существованию эрозионной и воздушной плазмы в различных областях плазменного факела.

С повышением интенсивности ЛИ  $q > 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> преимущественное плазмообразование перемещается из паров в воздух еще на фронте лазерного импульса, приводя к экранировке мишени воздушной плазмой (Минько Л.Я. и др., 1994). Более 10% энергии лазерного импульса конвертируется в излучение плазмы в видимой и инфракрасной областях спектра, интенсивность которого квазилинейно растет с плотностью мощности ЛИ (Чумаков А.Н. и др., 1994, 1997). Такая физическая картина характерна как для одиночных лазерных импульсов, так и для серий, если частота их повторения не превышает ~1÷5 кГц. В этих условиях оптический разряд осуществляется преимущественно в воздухе.

При более высоких частотах повторения лазерных импульсов  $f \geq 5$  кГц обнаруживается неаддитивность действия отдельных лазерных импульсов серии, которая проявляется при измерениях давления на мишени (рис.1), ее потенциалов (рис.2), а также при регистрации спектров. Это приводит к тому, что в определенном диапазоне параметров лазерных импульсов ( $q > 0,2$  ГВт/см<sup>2</sup>;  $f > 5$  кГц)

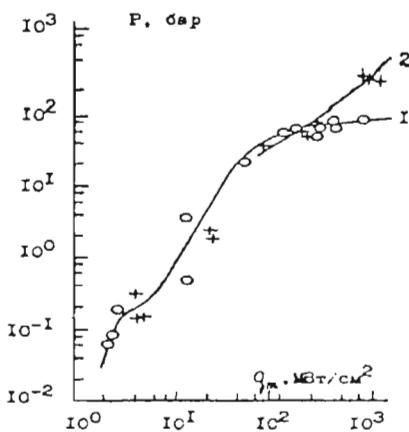


Рис.1. Давление на Al-мишени при воздействии первого (1) и второго (2) импульсов ЛИ

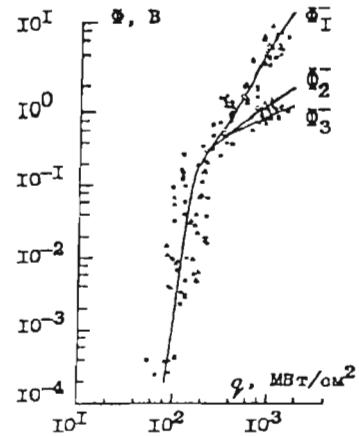


Рис.2. Потенциалы Al-мишени при воздействии первого ( $\Phi_1^-$ ) и последующих импульсов ЛИ

реализуется режим эффективного эрозионного плазмообразования, который сопровождается повышением эффективности возбуждения давления на поверхности мишени, усилением эрозионного плазмообразования и сменой плазмообразующей среды (Минько Л.Я., Чумаков А.Н. и Босак Н.А., 1990). Воздушная плазма, образованная первым лазерным импульсом, обладает специфической пространственной структурой, обусловленной инициированием радиационной, либо светодетонационной лазерных волн поглощения, и в дальнейшем при воздействии последующих лазерных импульсов почти полностью вытесняется эрозионной плазмой. При этом в плазменном факеле образуются устойчивые вихревые структуры, препятствующие смешиванию эрозионной и воздушной плазмы в течение интервала между лазерными импульсами. Иначе говоря, создается лазерно-плазменный насос, отсасывающий воздух из области воздействия вблизи мишени. В этих условиях реализуется специфический приповерхностный оптический разряд в эрозионной плазменной среде. Анализ динамики плазменного фронта показал, что светодетонационные волны поглощения ЛИ формируются и распространяются при этом и в эрозионной плазме, а не только в воздухе (Минько Л.Я., Чумаков А.Н. и др., 1993). Выяснено, что описанная физическая картина сохраняется и при понижении давления воздуха до  $\sim 0,1$  атм.

С увеличением давления атмосферного газа (азот) уменьшается скорость разлета плазмы, приводя к накоплению в области каустики линзы нескольких плазменных сгустков от ряда лазерных импульсов, а также

изменяется структура приповерхностных лазерных плазмообразований. Кроме того над ними обнаруживаются локальные плазменные образования в окружающем мишень газе, количество которых становится особенно значительным при увеличении давления до 8 - 10 атмосфер. Поэтому эффективность образования эрозионной плазмы с повышением давления уменьшается. При давлении  $p \geq 10$  атм (азот) в приповерхностном оптическом разряде одновременно существуют области как с эрозионной, так и с азотной плазмой даже при плотности мощности ЛИ  $q \sim 50$  МВт/см<sup>2</sup> в хаотическом режиме генерации (Al-мишень).

Высокая эрозионная эффективность многоимпульсного приповерхностного оптического разряда обеспечивает широкие возможности его применения в технологии. Так двухимпульсный оптический разряд уже применяется в лазерном спектральном анализе (Першин С.М., 1989; Петух П.Л. и др., 1994), а высокочастотный многоимпульсный - в лазерных технологиях обработки материалов (Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. и др., 1995).

#### Литература

- Босак Н.А., Мартыненко О.Г., Чумаков А.Н. и др.: 1987, Препринт №43 Института тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова, Минск.
- Костюкевич Е.А., Минько Л.Я., Чумаков А.Н.: 1980, Препринт № 211 Института физики АН БССР, Минск.
- Минько Л.Я., Бакеев А.А., Чумаков А.Н.: 1989, *ЖПС*, **51**, 403.
- Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А.: 1990, *Квант.электр.*, **17**, 480.
- Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А., Авраменко В.Б.: 1993, *Хим. физика*, **12**, 1500.
- Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Баканович Г.И.: 1994, *ЖПС*, **61**, 476.
- Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. и др.: 1995, V Межд. конф. "Лазерные технологии'95". Тез. докл., 38, Шатура.
- Немчинов И.В.: 1982, *Изв. АН СССР. Сер.физич.*, **46**, 1026.
- Першин С.М. : 1989, *Квантовая электроника*, **16**, 325.
- Петух П.Л., Широканов А.Д., Янковский А.А.: 1994, *ЖПС*, **61**, 340.
- Чумаков А.Н., Ефремов В.В., Босак Н.А. и др.: 1994, *Квант. электр.*, **21**, 773.
- Чумаков А.Н.: 1997, Физика плазмы и плазменные технологии, (Мат. конф.), 3, 547, Минск.

## EMISSION OF AN ATMOSPHERIC PRESSURE ARC IN A GAS FLOW

E.A. ERSHOV-PAVLOV\*, K.L. STEPANOV, Yu.A. STANKEVICH,  
L.K. STANCHITS

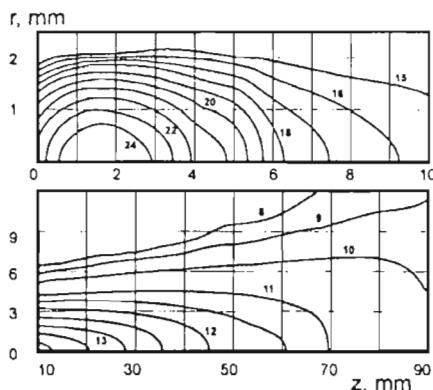
Heat & Mass Transfer Institute, 15, P. Brovka str., 220072 Minsk, Belarus

E-mail: kls@hmti.ac.by

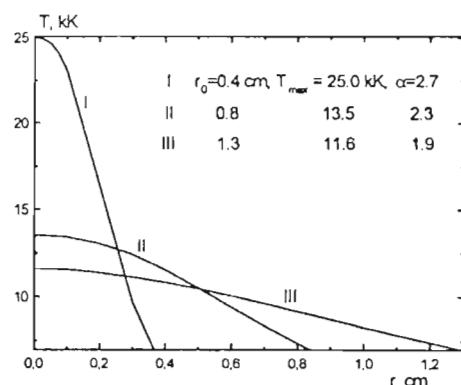
\*Institute of Molecular & Atomic Physics, 70, F. Scaryna Ave., 220072 Minsk, Belarus  
E-mail: ershov@imaph.bas-net.by

**Abstract.** Techniques and results are presented of the emission calculation for an atmospheric pressure arc stabilized with a gas flow. Local thermodynamic equilibrium (LTE) is used as an approximation for the arc positive column. Spectral (in visible and UV region), as well as total emission parameters are studied using the approximation for the arc plasma volume having two-dimensional temperature distribution of an axial symmetry. A radiative-collisional model is formulated for the arc near cathode region, where a departure from LTE is observed. The model accounts a population of excited particles on energy levels and the plasma emission. Air plasma is taken to fit for the analysis of the arcs in air and nitrogen gas flows.

**Arc plasma parameters.** The study is limited with positive columns and near cathode regions of transferred arcs. Here the plasma is mainly composed of the flow gas particles. Moreover, at a constant pressure the arc positive column is a stationary non-uniform plasma volume of an axial or conical geometry. Usually the arc axial gradient is much lower of the radial one even for the near cathode regions. A typical temperature distribution is shown in Fig. 1 for the transferred arc in nitrogen at 250 A current. (Megy, 1995).



**Fig. 1.** Arc temperature distribution (kK).



**Fig. 2.** Radial temperature profiles.

Radial temperature profiles of the arcs can be presented in a parametrical form, e.g.,  $T(r) = T_0 [1 + A(r / r_0)^\alpha]^{-1}$  (Bousrih, 1995). Here  $T_0$  is the plasma axial temperature,  $r_0$  is the arc radius,  $\alpha$  determines the temperature profile form (from a uniform at  $\alpha \rightarrow \infty$  up

to a very steep one, when  $\alpha \sim 1$ ),  $A = T_0 / T(r_0) - 1$ . The temperature two-dimensional profile  $T(r,z)$  also can be easily presented with this expression, if one takes into account, that  $T_0$ ,  $r_0$ ,  $\alpha$  and  $A$  depend on  $z$ . In Fig. 2 radial temperature profiles are shown for three axial positions (I -  $z = 0.16$  cm, II -  $z = 2$  and III -  $z = 6$  cm) of the arc (Megy, 1995).

**Radiation transfer calculations.** Theoretical (Avilova, 1970, Romanov 1995) and experimental (Shimanovich, 1997) data on optical properties of air plasma have been used for the radiation transfer consideration. Measured spectral absorption coefficients are presented in Fig. 3 for atmospheric pressure air plasma at different temperatures (Shimanovich, 1997).

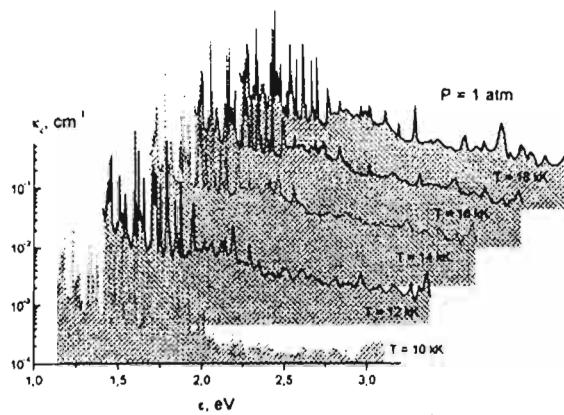


Fig. 3. Spectral absorption coefficients of air plasma at  $P = 1\text{ atm}$ ,  $T = 10-18\text{ kK}$ .

The radiation transfer equation has been solved supposing two- or one-dimensional cylindrical geometry of the arc plasma volume for the temperature profiles, shown in Figs. 1, 2.

$$\left( \mu \frac{\partial I_e}{\partial r} - \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_e}{\partial \mu} \right) \sin\theta + \frac{\partial I_e}{\partial z} \cos\theta = \kappa_e (I_{pe} - I_e). \quad (1)$$

The solution has been found along the eq.(1) characteristics, which correspond to Gauss knots of the angle variables determining the radiation flux from the plasma

$$d\Omega = d\chi \sin\Psi d\Psi, \quad \cos\Psi = \sin\theta \cos\phi, \quad \sin\Psi \cos\chi = \sin\theta \sin\phi. \quad (2)$$

Taking into account the symmetry, the flux has been determined from a one-dimensional cylinder surface using the following expression

$$S_e = 4 \int_0^{\pi/2} d\chi \int_0^{\pi/2} \cos\Psi \sin\Psi I_e(\chi, \psi) d\Psi = \frac{\pi^2}{4} \sum_i W_i \sum_j \cos\Psi_j \sin\Psi_i I_e(\chi_i, \Psi_j) W_j, \quad (3)$$

( $W_i$  are weights of the Gauss quadrature formulas) providing 64 rays pass in  $\pi/2$  solid angle. Separately, radiation intensity has also been calculated in the plane normal to the cylinder axis and in the direction passing through the axis. At the integration (1) along the ray, the source function in a calculation cell has been approximated with the linear dependence.

$$I_e(\tau_i) = I_e(\tau_{i-1}) e^{(-\Delta\tau_i)} + I_{pe}(\tau_i) [1 - e^{(-\Delta\tau_i)}] - \left( \frac{dI_{pe}}{d\tau} \right)_i [1 - e^{(-\Delta\tau_i)}] (1 + \Delta\tau_i), \quad (4)$$

It provided true asymptotics  $I_e(\tau_i)$  in small and large  $\tau$  limits.

**Emission of the arc positive column.** Data on group (for 6 spectral intervals) and total radiation fluxes from the positive column surface of the arc are presented in Table 1.

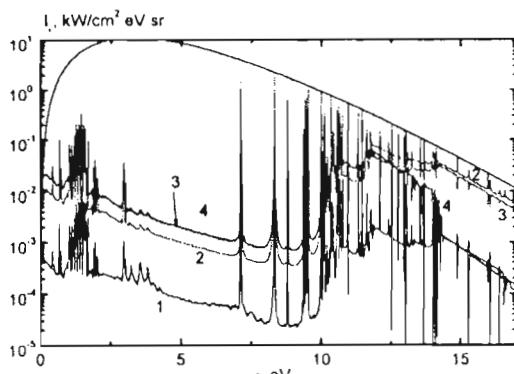
Note the following. Inspite of the equilibrium emission maximum corresponding to axial temperatures is observed in the spectral interval  $\varepsilon \approx 2.5 - 6$  eV, the plasma radiation flux in shorter wavelengths (groups 5 and 6) is rather important. It is due to the plasma large opacity in these spectral regions, as well as because of strong spectral lines, which totally determine the radiation output. In the visible region ( $\varepsilon \approx 1.15 - 4.5$  eV) the flux falls with the plasma mean temperature decrease. At a time its part in the total flux increases up to 5.2, 25 и 35.5% for the profiles I, II, III, respectively. Total power (per length unit) decreases monotonously (6.3, 2.1 и 0.99 kW/cm). On the contrary in visible region of the spectrum the value increases to 0.25, 0.55 and 0.35 kW/cm, respectively.

**Table 1.** Radiation fluxes from the arc positive column, kW/cm<sup>2</sup>

S, kW/cm <sup>2</sup>							
$\Delta\varepsilon, \text{eV}$	0.03-1.15	1.15-3.16	3.16-4.52	4.52-6.51	6.51-11	11-17	0- $\infty$
$\Delta\lambda, \text{nm}$	>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	$1.22 \cdot 10^{-2}$	$3.81 \cdot 10^{-2}$	$4.78 \cdot 10^{-3}$	$2.85 \cdot 10^{-3}$	$4.81 \cdot 10^{-2}$	$1.55 \cdot 10^{-2}$	$1.21 \cdot 10^{-1}$

Fig. 4 gives an idea about a role of different radial parts of the positive column in the output radiation formation. Here directed radiation intensity is shown in the points of the normal ray with  $\xi = 0.5r_0, r_0, 1.5r_0, 2r_0$  (section II). One can see from the spectra

comparison in the ray points at  $0.5r_0, r_0$  и  $2r_0$ , that the emission in periphery layers of the column practically do not give any input in the radiation with  $\varepsilon \leq 10$  eV energy. The same layers shield VUV radiation, which is generated in the column hot regions, with the radiation in free-bound continuum falling down up to the order and more of the value at the axis, and spectral lines are totally reabsorbed.



**Fig. 4.** Spectral intensity in different ray points.

**Arc emission in the near-cathode region.** The results above are based on the LTE approximation, that is limited for the plasma near the arc cathode region. Here at the space scale of the cathode spot dimension, temperatures of electrons and heavy particles can differ much, and the exited particles distribution on energy levels does not obligatory corresponds to the Boltzmann-Saha law. One of the evidence of the LTE deviation is an "unusual" behaviour of the maximum emissivity of atomic lines with the distance from

the cathode, see, e.g., Haddad (1984), Pellerin (1992), Razafinimanana (1994) for argon and Megy (1995) for nitrogen plasmas. Closer to the cathode, the line emissivity maxima become lower, and the temperatures, at which they are observed, are higher. As a result it causes a difference in temperatures measured using atom and ion spectral lines (e.g.,  $\text{NI} \lambda = 746.8 \text{ nm}$  and  $\text{NII} \lambda = 399.5 \text{ nm}$ , Megy, 1995). There are some processes which can cause the plasma state deviation of the equilibrium one near the cathode. We note the following possible important reasons: emission of non-thermal electrons from the cathode, very high current density at the cathode tip, non-compensated spontaneous radiative decay of the excited levels.

We used radiative-collisional model (RCM) to account a population kinetics of the atomic excited levels and to evaluate the arc radiation in the near-cathode region. The kinetics equations content basical elementary acts and processes responsible for the level population (collisional ionization and triple recombination, excitation and de-excitation by electron impacts, radiative level decay, photo- and dielectron recombination).

Stationary approximation RCM (Romanov, 1991)

$$\sum_n K_{mn}^{(i)} N_n^{(i)} + D_m^{(i)} = 0 \quad (5)$$

corresponds to an instantaneous reaction of the populations on ambient conditions (electron temperature  $T_e$  and density  $N_e$ ) and accounts the collisional-radiative equilibrium states in a large interval of plasma parameters. In the limiting case of low and high densities coronal and thermodynamic equilibriums, respectively, are realized.

Results of our calculations using the model show, that for plasmas near the arc cathode ( $T \sim 2 \text{ eV}$ ,  $N_e \sim (2-4) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) there is a rather strong deviation from the equilibrium not only of the excited levels population, but also of the plasma charge composition. One can see a relative increase of the plasma electron density due to a difference in electron and heavy particle temperatures at a constant pressure, as well as an intensity fall of the atomic lines because of the excited levels de-population. So, the results show qualitatively the phenomena previously observed experimentally (Megy, 1995). The equilibrium deviation results in lower emission of the near-cathode arc parts, than one can expect for LTE plasmas with such high parameters.

#### References

- Avilova I.V., Biberman L.M., Vorob'ev V.S. et al.: 1970, The Optical Properties of Hot Air. Moscow, Nauka.
- Bousrih S., Megy S., Ershov-Pavlov E., and Baronnet J.-M.: 1995, Proc. ISPC-12, Minneapolis, 4, 1819.
- Haddad G.H. and Farmer A.J.: 1984, J. Phys. D: Appl. Phys., **17**, 1189.
- Megy S., Ershov-Pavlov E., Baronnet J.-M.: 1995, J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, 344.
- Pellerin S., Musiol K., Pokrzewka B., Chapelle J.: 1994, J. Phys.D: Appl. Phys., **27**, 522.
- Razafinimanana M., Gudzy P., Gleizes A. et al.: 1994, J. High Temp. Chem. Proc., **4**, 51.
- Romanov G.S., Stankevich Yu.A., Stanchits L.K., and Stepanov K.L.: 1995, Int. J. Heat Mass Transfer, **38**, 545.
- Romanov G.S., Stepanov K.L., Stanchits L.K.: 1991, J. of Applied Spectroscopy (in Russian), **54**, 825.
- Shimanovich V., Ershov-Pavlov E., Azharonok V. et al.: 1997, Preprint of the Institute of Molecular & Atomic Physics, No4, Minsk.

## THE PARAMETERS AND PHASE COMPOSITION CONTROL OF LASER EROSION JETS WITH AN EMPLOYMENT ELECTRIC AND ELECTROMAGNETIC FIELDS.

V.K.Goncharov, M.V.Puzyrev, A.F.Chernyavskii.  
 Scientific-Research Institute of Applied Physical Problems, Kurchatova 7,  
 220106, Minsk, Belarus, Tel: (017) 2-77 - 56-44, E-mail:  
 pfp@llpd.bsu.minsk.by.

**Abstract.** We have found possibility to control composition of the erosion laser jets with an employment external electric and electromagnetic fields. Erosion laser plasma with a minimal composition of the liquid drop phase have been obtained.

### 1. INTRODUCTION

The products of damage caused by moderate-intensity ( $10^5$  -  $10^8$  W cm $^{-2}$ ) laser radiation to metals is two-phase jets. These jets consist of a vapour, a plasma, and liquid drops. It is interesting to use an external electric and electromagnetic fields to control parameters and composition of these erosion jets.

Lead target was placed between two plates. An external electric field was applied to these plates. It allowed to determine an influence of the external electric field on dynamics of a fine-disperse liquid-drop phase formation. The target was damaged by near-rectangular neodymium laser pulses of a power density  $4,6 \times 10^5$  W cm $^{-2}$ . The monitoring of sizes and liquid drops density was carried out by transverse probing the erosion products with radiation from an auxiliary ruby laser. The probing was carried out on the distance 1 mm from a targets surface. Electric field was changed from 0 up to 4 kV cm. Investigation results we can see on fig.1. The solid curve is result of measurements when field is absence, large dashes at  $E=1$  kV cm, small dashes -  $E=4$  kV cm. They show that at exposure laser radiation to the lead target drop density ( $N$ ) increase in erosion laser jet if electric field was applied in comparison when electric field was absence, and drop diameters ( $d$ ) decrease. It can be explained by a drop fragmentation as charges appear on these drops. It can be used for a control of erosion jets parameters.

Another control method of the erosion plasma jets parameters and composition is exposure to jets by rather intensity electromagnetic radiation. The investigation in crossed laser beams have been made when the interacting laser radiation was directed perpendicular to the target surface and radiation from an auxiliary laser propagated parallel to the surface at some distance

from it. Auxiliary laser radiation interacted with the erosion products and evaporated additionally the condensed phase without altering the conditions on the target surface.

We used a lead target. The interacting radiation was in the form of near-rectangular neodymium laser pulses of 400-500  $\mu$ s duration. The intensity of this radiation was  $1.4 \times 10^6 \text{ W cm}^{-2}$  in all experiments and the irradiation spot diameter was 6 mm. The additional evaporation was caused by radiation from a free-running pulsed neodymium laser generation pulses of  $\sim 10^{-3}$  s duration. The diameter of the laser beam in the evaporation zone was 8 mm. The center of this beam was 2 mm above the target surface, so that the lower part of the beam was screened by the target itself and the rest interacted with the erosion jet.

The intensity of the radiation causing additional evaporation was varied, depending on the experimental conditions. The monitoring condensed phase parameters was on the distance 2 mm from a targets surface.

Kinetics of the condensed phase can highly depend on particles sizes and consequence on particle formation mechanism. Therefore, it is useful to consider three cases: case 1, when an erosion jet contains small particles generated by bulk vapour formation (during the action of plasma-forming neodymium laser pulse); case 2, when an erosion jet contains particles formed by both mechanisms (it follow 450 - 500  $\mu$ s from beginning of a laser pulse); case 3, when an erosion jet contains primarily large particles formed by the hydrodynamic mechanism (it follow after 650 - 700  $\mu$ s from beginning of a laser pulse acting on the target).

Experiments showed that the additional evaporation of the condensed-phase particles in case 1 began at the laser radiation intensities causing additional evaporation as low as  $\sim 10^5 \text{ W cm}^{-2}$  and, when power density reached  $\sim 5 \times 10^5 \text{ W cm}^{-2}$ , particles became so small that probe ruby

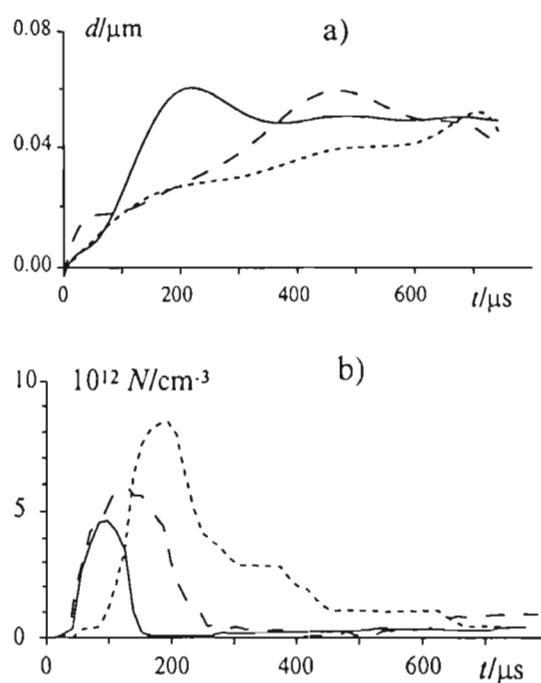


Fig. 1.

laser radiation scattered by them was below the sensitivity limit of our measuring system, which was  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ .

Fig.2 gives results of our experiments on a laser target exposed to neodymium laser pulses of  $1.4 \times 10^6 \text{ W cm}^{-2}$  intensity in the absence of the radiation causing additional evaporation (solid curve) and in the presence of such radiation of  $\sim 2.3 \times 10^5 \text{ W cm}^{-2}$  intensity (dashed curve). We found that even when the intensity of the radiation causing additional evaporation was low (compared with the intensity of radiation producing the initial damage), the dimensions of the condensed-phase particles and their concentration fell significantly.

Experimental results for case 2 was showed fig.3a. The interacting radiation once again had the intensity  $1.4 \times 10^6 \text{ W cm}^{-2}$ . The intensity of the radiation causing additional evaporation was varied from zero to  $\sim 10^6 \text{ W cm}^{-2}$ . The size of the particles first increased with increase in the intensity of radiation causing additional evaporation. This was observed because the smallest particles formed by bulk vapour formation were evaporated completely and a major fraction of the large particles formed by the hydrodynamics mechanism remained in the jet. A further increase in the intensity of the radiation causing additional evaporation reduced the particle size. A reduction in volume concentration  $C$  (ratio of the volume occupied by the condensed-phase particles in the investigated zone to the total volume of this zone) indicated sufficiently effective additional evaporation of the condensed phase of the target material when the intensity of the radiation causing additional evaporation was increased.

For case 3 (fig.3b) particle size decreased with increase in the intensity of the radiation causing additional evaporation. The behavior of the volume concentration indicated that the mass of the material concentrated in the

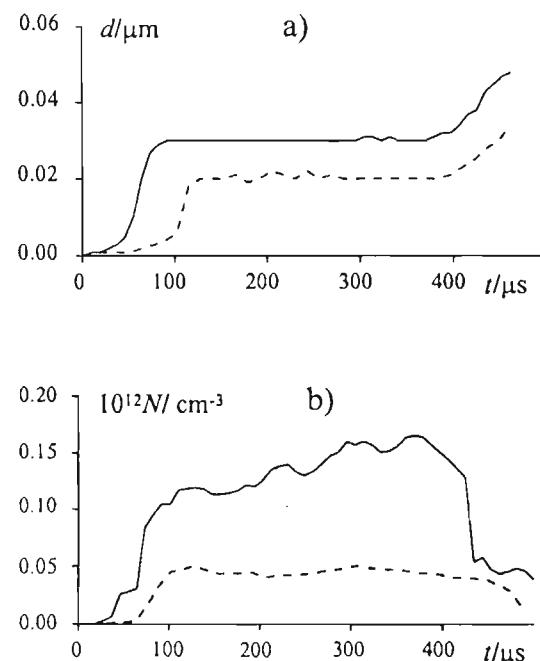


Fig. 2.

condensed-phase particles decreased significantly with increase in the intensity of the radiation causing additional evaporation and at some intensity of this radiation the particles could evaporate completely.

## 2. RESULTS

Our investigation of the kinetics of the condensed-phase particles in erosion jets in crossed laser beams showed that radiation from an auxiliary laser could be used to control effectively the parameters of the liquid-drop phase particles and thus the parameters of the erosion jets themselves. Radiation of lower intensity should be sufficient for this purpose and radiation of much lower intensity should be for particles generated bulk vapour formation. It have been shown that the simultaneous interacting of crossed laser beams and external electric field on erosion jets can be used for an effective of the material target condensed phase in erosion jets. Electric field allow decrease of the particles sizes and small particles can be effectively to evaporate the auxiliary laser radiation.

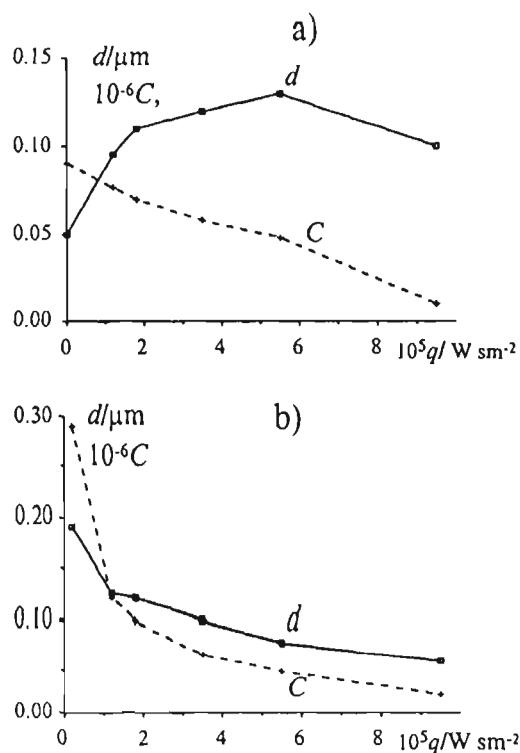


Fig. 3.

## References

Влияние внешних электрических полей на динамику жидкокапельной фазы лазерных эрозионных факелов / В.К.Гончаров, М.В.Пузырев, А.В.Иовлев, А.В.Сметанников // II-я Международная конференция по лазерной физике и спектроскопии: Тез. докл. - Гродно, 1995. - С.242.

Goncharov V and Puzyrev M.: 1997, \ journal {Quantum Electronics}\ vol {27}, 319-321.

**ELECTRIC CHARACTERISTICS OF THE  
TOTAL IONIZED PLASMAS IN CONSTANT  
AND TIME-VARIABLE EXTERNAL FIELDS**

A. A. MIHAJLOV<sup>1</sup> and Z. DJURIĆ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, P.O.Box 57, 11001 Beograd, Yugoslavia*

<sup>2</sup>*Dept. of Materials, Oxford University, Parks Road, Oxford OX1 3PH*

In this work we have treated the conductivity and some other electrical characteristics of fully ionized non-ideal plasmas in external electric and magnetic fields. The cases of time-independent electric and magnetic fields have been discussed, as well as the case of time-depending high-frequency (HF) electric field. Presented work is continuation of previous work (Mihajlov *et al.* 1993), treating static conductivity of the fully-ionized plasmas. In the work just mentioned a method of determining this conductivity was developed. This method is a semiclassical analog of previously developed version of the RPA method (Djurić *et al.* 1991; Adamyan *et al.* 1994). Employing this method, the expression for static electrical conductivity,  $\sigma_0$ , is obtained in the form

$$\sigma_0 = -\frac{4e^2}{3m} \int_0^\infty E \rho(E) \tau \frac{dw}{dE} dE, \quad (1)$$

where  $\rho(E)$  is the density of one-electron states in the energy space,  $w(E)$  is the Fermi-Dirac distribution and  $\tau$  is the relaxation time. In this theory the quantity  $\tau$  is obtained by expresion

$$\tau = \frac{1}{\nu_e(E)}, \quad (2)$$

where  $\nu_e(E)$  is the semiclassical analog of the corresponding RPA effective frequency of electron scattering in plasma. Full expressions for  $\nu_e(E)$  are given in the paper mentioned (Mihajlov *et al.* 1993).

This semiclassical method has been tested in the previous work (Adamyan *et al.* 1994) in the case of determination of static electrical conductivity of fully ionized plasmas in the presence of an external static magnetic field. In this case, the components of the tensor of static electrical conductivity  $\sigma_{ij}(\omega_c)$  are being expressed through quantities  $\sigma_l(\omega_c)$ , defined by expression

$$\sigma_l = \frac{4e^2}{3m} \int_0^\infty \frac{(\omega_c \tau)^{l-1}}{1 + (\omega_c \tau)^2} E \rho \tau \frac{dw}{dE} dE, \quad (3)$$

where  $\omega_c$  is the cyclotron frequency ( $\omega_c = eB/mc$ , where  $B$  is magnetic inductivity and  $l = 1, 2, 3$ ). It is supposed here that the relaxation time  $\tau$  is given by the same expression as when  $\sigma_0$  was determined.

The developed formalism may be extended to fully ionized plasmas in an external, time-dependent electric field that varies with frequency  $\omega$ . For this purpose, the real and imaginary parts of electrical conductivity, here denoted by  $\sigma_r(\omega)$  and  $\sigma_i(\omega)$  respectively, must be calculated. These quantities are determined in a way that is similar to the one described above for the electrical conductivity in the presence of a magnetic field, and are being expressed through the quantities  $\sigma_l$  with  $l = 1, 2$ . Thus, the following expressions are obtained for  $\sigma_r(\omega)$  and  $\sigma_i(\omega)$ :

$$\sigma_r = -\frac{4e^2}{3m} \int_0^\infty \frac{1}{1 + (\omega \tau)^2} E \rho \tau \frac{dw}{dE} dE, \quad \sigma_i = -\frac{4e^2}{3m} \int_0^\infty \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} E \rho \tau \frac{dw}{dE} dE, \quad (4)$$

where  $\tau$  is again given by the expression (2).

Using the expressions presented above, we have calculated the values of  $\sigma_{ij}(\omega_c)$ , and  $\sigma_r(\omega)$  and  $\sigma_i(\omega)$  in the range of electron densities from  $10^{18}$  to  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , and in the temperature range  $5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5 K$ . Besides, we determined the values of the generalized Holl's constant (in the case of the static magnetic field), HF dielectric permitivity  $\epsilon(\omega)$ , reflexion coefficient  $R(\omega)$  and some other characteristics of fully ionized plasmas as well. For each electron density and temperature, calculations have been performed for  $\omega_c$  and  $\omega$  between  $0.1\omega_p - 1.5\omega_p$ , where  $\omega_p$  is the plasma frequency.

The obtained results make it possible to study the influence of the plasma's inner conditions over the relaxation time  $\tau$  as well as the behaviour of the conductivity when the frequency of the external electric field  $\omega$  approaches the plasma frequency  $\omega_p$ . Besides, determining values of the reflexion coefficient  $R(\omega)$  allows comparison of the results obtained by this theory with the existing experimental results (Mintsev and Zaporogets, 1989).

## References

- Adamyan, V.M., Djurić, Z., Ermolaev, A.M., Mihajlov, A.A. and Tkachenko, I.M.: 1994, *J. Phys. D*, **27**, 111–118.  
 Djurić, Z., Mihajlov, A.A., Nastasyuk, V.A., Popović, M. and Tkachenko, I.M.: 1991, *Phys. Lett. A*, **155** (6,7), 415–418.  
 Mihajlov, A.A., Ermolaev, A.M., Djurić, Z. and Ignjatović, Lj.: 1993, *J. Phys. D*, **26**, 1041–1047.  
 Mintsev, V.B., Zaporogets, Yu.B.: 1989, *Contrib. Plasma Phys.*, **29**, 493–501.

## STARK BROADENING OF NEUTRAL ARGON LINES IN PLASMAS

Z. MIJATOVIĆ<sup>1</sup>, D. NIKOLIĆ<sup>1</sup>, S. DJUROVIĆ<sup>1</sup>, R. KOBILAROV<sup>1</sup> and N. KONJEVIĆ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics, Trg D. Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia*

<sup>2</sup>*Institute of Physics, P.O. Box 68, 11080 Belgrade, Yugoslavia*

Stark broadening of twelve neutral argon lines has been experimentally studied. This study is performed to obtain new and reliable data of Stark broadening parameters (widths and shifts of the lines and ion-broadening parameter A). Some of the studied lines has not been measured before. As a plasma source wall-stabilized arc operated with 99 % Ar - 1 % H<sub>2</sub> mixture under atmospheric pressure, was used. In order to avoid possible adiabatic transfer problems when radiation is recorded end-on, plasma observation was performed side-on. The other reason for side-on observation was to obtain relatively wide range of plasma electron density ( $0.74 \times 10^{16}$  -  $2.9 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>) and temperature (9300 - 10800 K). For the shift measurements Geissler tube was used as a reference plasma source.

Attention was paid on precise spectral intensity measurements (with the error < 1%) and wavelength settings (within 0.0025 nm). Recorded profiles were Abel inverted and then precise numerical procedure for line separation and deconvolution was applied.

Obtained results for width and shift measurements are presented and compared with the theoretical ones and experimental results of other authors when they were available.

## РАДИАЦИОННАЯ ПЛАЗМОДИНАМИКА - НОВОЕ НАУЧНОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ

Л.Я.МИНЬКО

Институт молекулярной и атомной физики  
Национальной Академии наук Беларусь,  
220082 Минск, Беларусь  
E-mail: lrpd@imaph.bas-net.by

Радиационная плазмодинамика (РПД) изучает динамику плазменных потоков в условиях, когда в их энергетике важна роль радиационных процессов, или другими словами, перенос излучения играет существенную роль в энергетике плазменных потоков. РПД начала формироваться как новое самостоятельное научное направление исследований в физике плазмы в середине 70-х годов прежде всего на основе работ МГТУ им. Н.Э.Баумана, Института физики земли им. О.Ю.Шмидта, ФИАНа, ИОФАНа, ИВТАН, Института физики им. Б.И.Степанова (ИМАФ) АН БССР, НИИПФП им. А.Н.Свченко при БГУ (ИТМО им. А.В.Лыкова АН БССР).

Основные принципы РПД были сформулированы на I Всесоюзном симпозиуме по РПД (1989 г., г.Москва). С тех пор симпозиум регулярно проводится МГТУ им. Н.Э.Баумана. На III симпозиуме (1994 г.) ему придан статус Межгосударственного и образован постоянно действующий Организационный комитет, в котором представлен и ИМАФ НАНБ. Прошедший в 1997 году IV Межгосударственный симпозиум, а также большое количество принципиально новых физических результатов исследований, публикуемых в периодической печати в последнее время, свидетельствуют, что фундаментальные и прикладные исследования по РПД ведутся достаточно активно.

Концепция РПД состоит в изучении радиационно-плазмодинамических процессов, сопровождающих взаимодействие высокозергетических источников энергии с веществом всех агрегатных состояний, и разработке на основе этих исследований физико-технических принципов создания новых плазменных и лазерно-плазменных энергетических и технологических устройств, а также систем высокозергетических потоков, предназначенных для решения ряда актуальных задач лазерной физики и фотохимии, высокотемпературной теплофизики и радиационной метрологии, медико-биологических

исследований и прогрессивных технологий.

РПД включает следующие разделы (Радиационная плазмодинамика, Москва, Энергоатомиздат, 1991 г.):

- экспериментальные и теоретические исследования радиационно-плазмодинамических процессов взаимодействия теплового и когерентного излучения и сильных ударных волн с веществом различных агрегатных состояний;
- диагностика радиационно-плазмодинамических процессов;
- численное моделирование и теория радиационно-плазмодинамических процессов в различных условиях;
- термодинамические и оптические свойства излучающей плазмы;
- плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости и генераторы сильных ударных волн;
- радиационно-плазмодинамические системы промышленного назначения.

Исследования по РПД в ИФ им. Б.И.Степанова (ИМАФ) НАНБ явились естественным продолжением наших работ по физике и диагностике импульсных плазменных ускорителей, начатых в начале 60-х годов под руководством академика Михаила Александровича Ельяшевича и обобщенных в монографии (Л.Я.Минько "Получение и исследование импульсных плазменных потоков", Изд. Наука и техника, Минск, 1970). РПД зародилась у нас еще в начале 70-х годов как лазерная плазмодинамика, в последующем трансформировавшаяся в радиационную лазерную плазмодинамику, а затем несколько позже с 1975 г. начались исследования по плазмодинамике квазистационарных плазменных ускорителей (КСПУ) с ионным токопереносом.

Основные этапы исследований:

- **Динамика лазерных плазмодинамических процессов или лазерная плазмодинамика.** Сформулированы принципы и созданы научные основы. Впервые в наших работах введено в научную литературу понятие лазерная плазмодинамика, сущность которой состоит в том, что с созданием лазеров появились новые возможности в динамике плазмы. Стало возможным получать самоподдерживающиеся импульсные оптические разряды, т.е. поджигаемые собственной лазерной плазмой, создаваемой в начале лазерного импульса, воздействующего на твердое тело. Появилась возможность создавать лазерные источники плазмы, генерирующие эрозионные плазменные потоки с управляемыми параметрами, а также ударные волны (Л.Я.Минько. Лазерные плазменные ускорители и

(большине пятна облучения) одномерного разлета образующейся эрозионной плазмы, позволившая установить эрозионную природу начального плазмообразования и выявить турбулентную неустойчивость приповерхностных плазменных образований и влияние химического состава материала на характер распространения лазерных волн поглощения. В условиях образования крупномасштабных лазерных приповерхностных плазменных образований обнаружено испарение мишени (стеклотекстолит) радиационными потоками, испускаемыми плазмой, что проявляется в от濉ении ее от мишени холодными парами с нарастанием в процессе лазерного воздействия удаления контактной границы пары-плазма. Установлено влияние резонансного взаимодействия лазерного излучения с парами материала мишени на процессы начального эрозионного плазмообразования, заключающееся в снижении порога плазмообразования в тех случаях, когда длина волн взаимодействующего лазерного излучения совпадает с длинами волн спектральных линий атомов материала мишени.

Исследованы свойства лазерно-плазменных источников оптического излучения в атмосфере и вакууме.

- **Динамика формирования, структура и свойства крупномасштабных квазистационарных компрессионных плазменных потоков.** Создана картина оптико-плазмодинамических процессов и впервые получена компрессия в эрозионных плазменных ускорителях и плазмогенераторах двухступенчатого квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) и самом КСПУ (энергозатрат 250 кДж), позволяющим получать крупномасштабные плазменные потоки протяженностью до 100 см с характерной скоростью выше 100 км/с и концентрацией электронов в области компрессии  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Установлена связь между магнито- и плазмодинамическими процессами и свойствами квазистационарных компрессионных плазменных потоков в КСПУ.

Одновременно шло развитие оптико-спектроскопических и интерферометрических способов и средств диагностики быстропротекающих плазмодинамических процессов. В настоящем время тематика наших исследований составляет самостоятельные разделы РПД:

- Радиационная плазмодинамика импульсных источников плазменных потоков при различных давлениях окружающей среды.
- Радиационная плазмодинамика импульсного высокоэнергетического воздействия на твердое тело и плазму.

плазмотроны. В сб.: “Плазменные ускорители и их применение”, Изд. Наука и техника, Минск, 1974). Получены важные результаты по нелинейному взаимодействию лазерного излучения с собственными эрозионными плазменными факслами при наличии конденсированной дисперсной фазы и по их экранирующему действию.

- **Динамика компрессионных плазменных потоков, генерируемых одноступенчатыми коаксиальными плазменными ускорителями так называемыми магнитоплазменными компрессорами (МПК).** Проведенные экспериментальные исследования МПК, представляющего самостоятельный интерес как система, в которой ускорение плазмы сопровождается ее сжатием, позволили впервые детально изучить динамику формирования компрессионного плазменного потока (КПП), выявить трубчатую структуру на стадии его распада, получить распределение основных газодинамических и термодинамических параметров КПП. Проведенные ранее исследования впервые полученных в воздухе при атмосферном давлении компрессионных эрозионных плазменных потоков, состав которых определяется материалом внутреннего электрода, позволили изучить радиационно-плазмодинамические процессы, ответственные за формирование таких потоков, найти способы увеличения эффективности ввода энергии непосредственно в компрессионный эрозионный плазменный поток, определить его основные газодинамические, термодинамические и излучательные характеристики.

- **Динамика лазерных радиационно-плазмодинамических процессов или радиационная лазерная плазмодинамика.** Изучены динамика плазмообразования и лазерных приповерхностных плазменных образований. Введено понятие и дано обоснование и экспериментальное подтверждение “самоподдерживающихся низкопороговых оптических разрядов”, динамика которых определяется в основном тепловым излучением собственной лазерной плазмы. Впервые с высокой надежностью благодаря высокоскоростным спектроскопическим исследованиям с высоким пространственно-временным разрешением установлено общая эрозионная природа низкопороговых приповерхностных оптических разрядов в широком диапазоне длин волн (от УФ до среднего ИК) и длительностей импульсов воздействующего на поверхность лазерного излучения.

Развита радиационно-плазмодинамическая картина взаимодействия лазерного излучения с поверхностью в реальных условиях

## SPECTRAL LINE INVESTIGATION OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI AT BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY

L. Ć. POPOVIĆ

*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*  
*E-mail lpopovic@aob.aob.bg.ac.yu*

The spectral line investigation, theoretically and experimentally, helps us to understand physical properties of plasmas in celestial bodies. Practically, we can diagnose the emitting plasma from outside of the Solar system only by using spectral lines and continuum. Consequently, the spectral line investigation is very important for numerous astrophysical problems.

Among the most interesting objects in Cosmos are the Active Galactic Nuclei (AGNs). Their radiation comes from a compact very luminous center of a galaxy, and in their spectra very broad emission lines are observed. These lines come from a very extensive emitting line region, where plasma has very various parameters; the electron density from  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  to  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  and electron temperature from several hundreds to tens thousand kelvins. The investigation of line shapes as well as of variability of line and continuum flux helps us to model these objects.

We have been investigating the spectral line shapes of Seyfert galaxies and quasars since 1994 (Popović *et al.* 1994ab, Popović *et al.* 1995ab, Popović 1996, Popović and Mediavilla 1997, Popović *et al.* 1998abc). In the beginning, the research was mainly theoretical. Afterwards it has been extended to use Crimean Astrophysical Observatory observational data base (see Popović 1996). Also, the spectra from other observational data bases have been used (see e.g. Popović *et al.* 1995b). Now, we are trying to model the very complex lines of several typical Seyfert 1 galaxies and quasars (see Popović *et al.* 1998a) as well as to model double peaked lines of some of these objects (see Popović *et al.* 1998c).

### References

- Popović, L.Č., Vince, I., Kubičela, A.: 1994a, In: Multi – Wavelength Continuum emission of AGN, (eds. T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht-Boston-London, p.456.  
 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., Jevremović, D., Vince, I. and Milovanov, T.: 1995b, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **50**, 103.  
 Popović, L.Č.: 1996, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **54**, 49.  
 Popović, L.Č. and Mediavilla, E.: 1997, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **57**, 95.  
 Popović, L.Č., Trajković, N. and Kubičela, A.: 1998a, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **60**, 67.  
 Popović, L.Č., Vince, I., Kubičela, A. and Salim, S.: 1998b, *Proc. of IA U 184* (in press).  
 Popović, L.Č., Pavlović, R., Živkov, V., Djurašević, G. and Kubičela, A.: 1998c, *Proc. of SPIG'98* (in press).

## PLASMA FOCUS EXPERIMENT IN YUGOSLAVIA

J. PURIĆ<sup>1</sup>, R. ANTANASIJEVIĆ<sup>2</sup> and M. ĆUK<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, University of Belgrade, P. O. Box 368, 11000 Belgrade, Yugoslavia*

<sup>2</sup>*Institute of Physic, P. O. Box 55, 11084 Zemun, Yugoslavia*

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 (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<sup>+</sup> ions of the energy about MeV were detected using the SND (CR-39) detectors (Antanasijević *et al.* 1991). During the next several years the new plasma focus device was built. The plasma focus chamber is the Mather type and consists of two brass coaxial electrodes (the outer electrode consists of 18 cylindrically positioned brass roads). The chamber has been designed for current up to 1 MA and 10<sup>10</sup> n/pulse.

For producing a current up to 1MA and 1μs electrical discharges, a low inductance capacitor bank ( $C = 45 \mu\text{F}$ ,  $L = 62 \text{ nH}$ ,  $R = 15 \text{ m}\Omega$ ,  $M_{max} = 40 \text{ kV}$ ,  $E_{max} = 36 \text{ kJ}$ ) 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 with optic cables "looking" at certain spots inside the chamber. For neutron yield measurements a large (600 l) liquid scintillator (NE 343) surrounded with 12 photomultipliers (Antanasijević *et al.* 1993) with efficiency of 80% for unique neutron was used.

Device is designed so that we have 8 windows on the plasma focus chamber and we can measure different processes during the single shot:

- 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 ticknes, (Vuković and Antanasijević, 1995)
- X-ray "optics" using the mica sheet;
- Angular distribution of deuterons, and products of the D-D reactions. (Antanasijević *et al.* 1996) and
- Electromagnetic interference analysis on the current profile during the plasma focus collapse phase (Šević *et al.* 1998).

Finally, during this year, two new corresponding channels have been mounted on the appropriate windows, for optical measurements with spectrograph and X-ray ra-

diography with soft X-ray. Also, a small liquid detector (NE 343) of 12 l volume for neutron angular distribution measurement from D-D reactions.

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 can be revived as a fusion approach. The future of the plasma focus depends on whether the leakage current, which increases with the discharge energy, is intrinsic in the plasma focus device. We have tried to analyze the processes 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

- Antanasijević, R., Vuković, J., Popović, S., Popović, M., Purić, J., Ćuk, M.: 1991, *Nucl. Track. and Rad. Meas.*, **19**, 555.  
Antanasijević, R., Vuković, J., Šević, D., Joksimović, D., Dragić, A., Udovičić, V., Purić, J., Ćuk, M.: 1997, *Rad. Measurements*, **28**, 75.  
Antanasijević, R., Lakićević, I., Marić, Z., Vigier, J.P.: 1993, *Phys. Lett.* **180**, 25.  
Antanasijević, R., Todorović, Z., Šević, D., Joksimović, D., Dragić, A., Udovičić, V., Marić, Z.: 1996, *Rad. Measurements*, **28**, 241.  
Vuković, J., Antanasijević, R.: 1996, *Rad. Measurements*, **28**, 141.  
Miyamoto, T.: 1996, NIFS-PROC-26 Research Report, Nagoja, Japan, pp 71.  
Šević, D., Antanasijević, R., Dragić, A., Udovičić, V., Purić, J., Ćuk, M.: 1996, *18th SPIG Contributed Papers*, 469.

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ МНОГОЗАРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ (ОВЗОР)

Г.С. РОМАНОВ

Академический научный комплекс " Институт тепло- и массообмена им.А.В.Лыкова  
"Академии наук Беларуси.

220072, Республика Беларусь, г.Минск, ул. П.Бровки, 15,  
E - mail [tgv@hmti.ac.by](mailto:tgv@hmti.ac.by)

**АННОТАЦИЯ.** Рассматриваются методы расчета оптико-физических параметров нагретых газов и многозарядной плазмы, необходимых для решения задач воздействия концентрированных потоков энергии на вещество. Приводятся примеры таких расчетов, а также решения ряда задач динамики лабораторной и натурной плазмы (действие лазерного излучения и электронных пучков на мишень, электрический взрыв проводников, движение в атмосфере и удар по поверхности Земли космических объектов).

Одной из актуальных проблем современной физики и новых технологий является изучение процессов, протекающих при действии лазерного излучения, пучков заряженных частиц и других высококонцентрированных потоков энергии на конденсированные поглощающие среды. Вопросы, возникающие при анализе процессов воздействия, весьма сложны и далеки от полного разрешения. Это связано с многообразием наблюдаемых явлений, их многопараметричностью, зависимостью от большого числа внешних факторов, трудностями в организации физического эксперимента и комплексной диагностики высокотемпературных, высокоэнергетичных быстропротекающих процессов. Все это делает актуальной разработку и создание численных моделей процессов и явлений, которые позволяли бы дополнить физический эксперимент адекватным ему численным, способным прогнозировать представляющие интерес параметры и закономерности. В данной работе возможности, лежащие на пути решения указанной проблемы, анализируются на примерах нескольких задач динамики плотной среды и плазмы, выбор и постановка которых обусловлены их практическим значением, обеспечившим достаточно полные и разносторонние экспериментальные исследования. Это задачи о действии мощных потоков лазерного излучения и сильно-точечных электронных пучков на поглощающие (в основном металлические) массивные и тонкие мишени. В этих задачах, благодаря высокой удельной концентрации энергии, значительную роль могут играть процессы тепло- и массопереноса, связанные с интенсивным нагревом, плавлением, испарением вещества мишени, распространением в ней мощных ударных волн, ионизацией паров, возникновением мощных потоков собственного теплового излучения образующей плазмы. Количественное изучение указанных процессов требует привлечения данных об индивидуальных оптико-физических характеристиках рассматриваемых сред в широком диапазоне изменения определяющих параметров, таких, например, как температура и плотность. Поэтому вначале кратко рассмотрим имеющиеся здесь данные и методы их получения.

### 1. Оптико-физические параметры высокотемпературных сред.

Для расчетов термодинамических характеристик плазмы при температурах, реализующихся в лабораторных условиях (до десятков электрон-вольт) в настоящее время используются модели Саха с поправками на кулоновское взаимодействие в области неидеальности и Томаса-Ферми при высоких плотностях вещества, а в области параметров исследовавшейся в ударно-волновых и других экспериментах -- полуэмпирические модели. Имеющаяся информация о структуре уровней энергии атомов и ионов, а также существующие методы расчета и экспериментальные данные позволяют в значительном числе случаев считать вопрос о нахождении уравнения состояния с требующейся для практических приложений точностью решенным. При решении газодинамических задач уравнения состояния

используется обычно в калорической форме, причем удобно пользоваться давлением  $P$  в функции внутренней энергии  $\epsilon$  и плотности среды  $\rho$ :  $P = P(\epsilon, \rho)$ . Для определения температуры  $T$  и других связанных с нею величин термическое уравнение состояния задается в виде:  $T = T(P, \rho)$  или, что более предпочтительно, в виде  $T = T(\epsilon, \rho)$ .

Иначе обстоит дело с оптическими характеристиками плазмы и, более того, оптическими характеристиками нагретых молекулярных газов - спектральными коэффициентами поглощения при температурах  $\sim 10^3$  К и выше - в области однократной и многократной ионизации. Ввиду отсутствия исходной спектроскопической информации для многих ионов, а в ряде случаев для молекул и атомов, а также трудностей, связанных с необходимостью учета возмущающего действия заряженных частиц на структуру спектров испускания и поглощения в плазме, количество данных, достаточно полных для того, чтобы их можно было использовать в газодинамических расчетах, в настоящее время ограничено. Здесь можно указать на банки данных такого рода для воздуха и некоторых других молекулярных газов, некоторых металлов и диэлектриков, ряда инертных газов и смесей. В отношении публикаций по коэффициентам поглощения плазмы  $He$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Ne$ ,  $Ar$ ,  $Xe$ ,  $Bi$  и некоторым другим приходится констатировать, что эти результаты в том объеме, который необходим для приложений, продолжают оставаться в основном достоянием тех коллективов исследователей, в которых они были получены. Трудности представления детальной спектральной информации в обозримом виде пока препятствуют ее широкому распространению и использованию, заставляя прибегать к различного рода усреднениям по спектру. Примерами таких усреднений служат хорошо известные россельандов пробег излучения  $I_R$  и усредненный по Планку коэффициент поглощения  $K_{Pl}$ , используемые, соответственно, для описания радиационной диффузии в оптически толстой среде и объемного лучеиспускания в оптически тонкой среде. Более аккуратным способом усреднения является усреднение (россельандово, планковское или с единичной весовой функцией) по отдельным спектральным интервалам (группам фотонов), внутри которых коэффициент поглощения может считаться приблизительно постоянным. Расчет спектральных коэффициентов поглощения связан с суммированием вкладов большого числа компонентов и учетом для них многочисленных переходов, каждый из которых в определенном спектральном диапазоне при определенной температуре может играть доминирующую роль. Основными механизмами, определяющими поглощение излучения в газах и плазме, являются процессы тормозного поглощения в полях ионов, атомов и молекул, фотоионизация из основных и возбужденных состояний атомов и ионов, поглощение в процессах фотоионизации и фотодиссоциации молекул, фотоионизация внутренних электронных оболочек частиц, поглощение в электронно-колебательных переходах молекул, поглощение в спектральных линиях атомов и ионов. Сечения всех элементарных процессов при расчетах коэффициентов поглощения брались из известной справочной литературы, а при отсутствии их для атомов и ионов рассчитывались по методу квантового дефекта, методам Хартри-Фока и Хартри-Фока-Слетера.

## 2. Расчетно - теоретические модели процессов.

Возвращаясь теперь к вопросам разработки физических и математических моделей процессов, сопровождающих воздействие концентрированных потоков энергии на преграду, укажем, что такие модели, помимо адекватного учета основных физических процессов, не должны накладывать существенных ограничений на геометрические и временные масштабы явлений. Учитывая также тот факт, что экспериментальное изучение проводится в большинстве случаев в условиях, когда важны эффекты нестационарности и неодномерности, достаточно полное сопоставление возможно только на основании нестационарных и неодномерных численных моделей.

Опишем наиболее существенные особенности численных моделей, разработанных для решения указанных задач. Учитывая, что действующие на поверхность пучки имеют, как правило, осевую симметрию и направлены к ней по нормали, соответствующую систему уравнений динамики сплошной среды, описывающую движение возникающих у поверх-

ности паров (или, в общем случае, продуктов разрушения) запишем в эйлеровых переменных в цилиндрической системе координат  $rOz$  с осью  $z$ , направленной по внешней нормали к поверхности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{w}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial r}(P - S_{11} - S_{11}) - \frac{S_{22} - S_{11}}{r} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial z}(P - S_{11}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r S_{11}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial z}[(P - S_{11})u - S_{11}v] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(P - S_{11})vr - S_{11}ur] + \operatorname{div} \tilde{F} &= \frac{dq}{dz} \\ E = \epsilon + w^2/2; \quad P = P(\rho, \epsilon); \quad T = T(\rho, \epsilon); \end{aligned}$$

Здесь  $u$  и  $v$  - осевая и радиальная компоненты скорости  $w$ ,  $E$  - полная,  $\epsilon$  - внутренняя удельная энергия,  $S_{ik}$  - компоненты девиатора напряжений,  $\tilde{F}$  - интегральный поток энергии за счет механизмов переноса ее теплопроводностью и излучением,  $dq/dz$  - энергия, выделяемая внешним источником в единице объема в данной точке пространства ( $r, z$ ) в единицу времени.

К системе (1) необходимо присоединить определяющее уравнение, описывающее свойства материала при сдвиге, из которого можно получить связь девиатора напряжений с тензором скоростей деформаций  $\varepsilon_{ij}$ :

$$S_{ij} = S_{ij}(\epsilon) \quad (2)$$

Для оптически толстых сред поток энергии  $\tilde{F}$  в (1) определяется электронной (коэффициент  $\kappa_e$ ) и лучистой (коэффициент  $\kappa_l$ ) теплопроводностью:

$$\tilde{F} = \tilde{F}_e + \tilde{F}_l = -(k_e + k_l)\Delta T \quad (3)$$

В общем случае сред с произвольной прозрачностью лучистый поток определяется через спектральную интенсивность излучения  $J_e$ :

$$\tilde{F}_l = \int_0^\infty d\epsilon \int_{4\pi} d\Omega \cdot \tilde{\Omega} \cdot I_e \quad (4)$$

для нахождения которой следует решить уравнение переноса излучения:

$$(\tilde{\Omega} \nabla) I_e = c k_e (I_\varphi - I_e) \quad (5)$$

В (4, 5)  $\tilde{\Omega}$  - единичный вектор направления,  $c$  - скорость света,  $I_\varphi$  - равновесная (планковская) интенсивность излучения для фотонов с энергией  $\epsilon$ ,  $k_e$  - монохроматический коэффициент поглощения фотонов с энергией  $\epsilon$ , исправленный на вынужденное испускание. При изучении движения сред, в которых пробеги собственного излучения сравнимы с характерными размерами задачи, используется описание переноса излучения в приближении "вперед-назад" вдоль каждой из осей координат  $r, z$ . Зависимость интенсивности излучения от энергии фотонов учитывается введением нескольких спектральных групп, в пределах которых коэффициент поглощения среды можно считать постоянным, равным его планковскому среднему. Мощность  $dq/dz$  источника энерговыделения в (1) определяется характером рассматриваемой задачи. Например:

а) При действии на преграду пучка лазерного излучения с плотностью потока энергии  $q_x(r)$  в точке  $(r, z)$  получим:

$$q(r, z) = q_{\infty}(r) \exp\left(-\int_z^{\infty} k_{e_0} dz'\right) \left[ 1 - R(T_s) \exp\left(-r \int_0^z k_{e_0} dz'\right) \right] \quad (6)$$

В (6)  $k_{e_0}$  - коэффициент поглощения лазерного излучения, энергия фотонов которого  $e_0$ , продуктами разрушения преграды,  $R(T_s)$  - коэффициент отражения излучения от преграды, определяемый ее температурой  $T_s$ . Отражение предполагается зеркальным.

б) При действии на преграду пучка заряженных частиц (электронов) энерговыделение следует считать объемным. Поэтому структура зоны энерговыделения в преграде и выброшенном из формирующего в ней кратера веществе пересчитывалась по методу Монте-Карло каждый раз, когда изменение плотности вещества в какой-либо расчетной точке за счет движения достигало 10%. Величина  $dq/dz$  в этом случае равна:

$$dq/dz = \rho a_e(z) \cdot j_0 \cdot f(r) \cdot \phi(t) \quad (7)$$

где  $a_e(z)$  - энергия, теряемая одной частицей в веществе при прохождении ею массового пучта  $dx = \rho dz$  на глубине  $z$ ,  $j_0$  - максимальная плотность тока в пучке,  $f(r)$  и  $\phi(t)$  - функции, определяющие пространственно-временную зависимость плотности тока.

При численном интегрировании системы (1) вместе с определяющими задачу выражениями  $\bar{F}$  и  $dq/dz$  материальные характеристики среды задаются в виде сеточных функций  $\ln P$ ,  $\ln k$ ,  $\ln T$ ,  $\ln k_e$  логарифмических переменных  $\ln \rho$ ,  $\ln e$  с равным шагом и разрешением, обеспечивающим достаточную точность при линейной интерполяции между узлами.

Для решения системы (1) используется конечно-разностный метод "крупных частиц" и TVD - схема, в которых предусмотрены специальные процедуры выделения контактных поверхностей, разделяющих вещества, отличающиеся своими теплофизическими и оптическими характеристиками. Решение уравнения переноса осуществляется методом характеристик или методом дискретных ординат

### 3. Решение конкретных задач.

В качестве примера использования разработанных методик приводятся решения следующих радиационно-плазмодинамических задач, полученные для реальных оптико-физических параметров материалов:

1. Воздействие лазерного излучения умеренной плотности потока  $q < 10^9 BT/cm^2$  на металлические преграды в воздухе (технологические применения).
2. Воздействие лазерного излучения большой мощности  $q \leq 10^{13} - 10^{14} BT/cm^2$  на многослойные мишени (конверсия лазерного излучения в рентгеновское).
3. Воздействие на преграду сильноточечного пучка электронов (обработка материалов, получение рентгеновского теплового излучения).
4. Электрический взрыв плоских и цилиндрических проводников и его применения в качестве мощных источников излучения в видимой, ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра.
5. Динамика излучения, возникающего при движении в атмосфере Земли космических объектов со скоростями до 50 км/сек.
6. Динамика и излучение плазмы, возникающей при ударе о поверхность Земли космических объектов со скоростями до 50 км/сек.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического Центра (г.Москва), - Проект В23 - 96.

## SELF-ORGANIZATION PROCESSES IN PLASMAS

M. M. ŠKORIĆ

*Institute of Nuclear Sciences "Vinča", POB 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia  
and*

*\*National Institute for Fusion Science, Toki-shi, 509- 5292, Japan*

A large amount of effort put into studies of complexity and self-organization in plasmas has revealed a profound underlying structure in diverse and seemingly irregular phenomena. Self-organization is a generic process of a creation of order in a nonlinear far-from-equilibrium system, open to an environment. Energy input, nonlinear instability which leads to dissipation, entropy production and its removal from a system are key governing points (Sato *et al.* 1996). We shall briefly discuss basic concepts to focus at an example of a stimulated Raman backscattering in laser plasmas. At high intensities, anomalous Raman backscattering, turbulent spectra and hot electrons, detrimental to laser fusion are often observed. We introduce a fluid-hybrid and particle simulations in order to model and explain nonlinear Raman complexities. In a broader context, we study long-time saturated Raman states to find a consistency with a general scenario (Sato *et al.* 1996). An interplay between self-organization at micro (kinetic) and macro (wave- fluid) scales is revealed through quasi-periodic and intermittent evolution of physical variables, related dissipative structures and entropy changes (Škorić *et al.* 1998).

### References

- Sato, T. and the Complexity Group: 1996, Physics of Plasmas v.3, 2135.  
Škorić, M.M., Sato, T., Maluckov, A.M. and Jovanović, M.S.: 1998, NIFS Report-549.

---

\* visiting professor, Ministry of Education, Science and Culture of Japan; partial support by the Ministry of Science and Technology of the Republic of Serbia; under project 01E11 is acknowledged

## CHARACTERISTICS OF GUIDING VLF WAVES BY FIELD-ALIGNED IRREGULARITIES IN THE MAGNETOSPHERE

D. M. ŠULIĆ

*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*

It is well known that under reasonable initial conditions an electric field in the equatorial plane can produce electron density enhancements and depressions in the magnetosphere. Plasma diffuses along field lines rather than across them, so enhancement or depression in plasma density tends to be field-aligned. The first ray theory of VLF waves propagation shows that trapping is possible by irregularities manifested as enhancement or depression of electron density.

In our ray tracing calculations we have supposed that VLF waves propagate in two dimensions in inhomogeneous cold plasma. The electron density and ion densities used here are represented by a field-aligned isothermal diffusive equilibrium model. The electron density at any point in the magnetosphere is calculated from electron, ion ( $H^+$ ,  $He^+$  and  $O^+$ ) and temperature profiles at a reference level of 900 km altitude. In this paper the geomagnetic field is assumed to be a dipole field.

In the present paper we have examined the guiding of VLF waves by troughs (waveguide with depression of electron density to the background of electron density) which are located in different models of the magnetosphere. The main feature for a trough extending along the geomagnetic field line is very variable electron plasma frequency and electron gyrofrequency along its length. Electron gyrofrequency is approximately  $\sim 1\text{MHz}$  near the ends of trough in the bottom of the magnetosphere. As VLF wave is trapped and travels up to the equatorial region the gyrofrequency slowly decreases and has values comparable with wave frequency.

The principal idea of our work is calculation of the absolute value of group velocity for wave frequencies, which are in different ratio to the minimum value of gyrofrequency along ray path. In many practically important cases of guiding VLF waves we are also interested in the direction of group velocity with respect to direction of geomagnetic induction or wave normal.

## **CONTRIBUTED PAPERS**

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В КСПУ С ПРОНИЦАЕМЫМИ ТРАНСФОРМЕРАМИ

АНАНИН С.И.

*Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси  
220072, Беларусь, г. Минск, пр. Ф. Скарыны 70  
Email: lrp@imaph.bas-net.by*

В современных квазистационарных сильноточных плазменных ускорителях (КСПУ) типа П-50 ускорительный канал образован «прозрачными» стержневыми трансформерами (электродарами) с изменяющейся степенью магнитной экранировки, зависящей от соотношения полного разрядного тока и тока, текущего по отдельным стержням. В работе [1] была предложена двумерная модель, позволившая описать структуру течения плазмы в КСПУ с проницаемым катодным трансформером. В рамках такой модели течение плазмы описывается системой уравнений нестационарной магнитной гидродинамики в приближении кольцевого ввода [2]. При этом катод моделируется профилированной поверхностью с концентрическими отверстиями, ширина которых характеризует степень неполноты магнитной экранировки. В данной работе эта модель была дополнена так, чтобы включить в рассмотрение всю разрядную камеру ускорителя, в том числе и пространство, расположенное снаружи анодных стержней. Кроме того, рассмотрено влияние на структуру и параметры плазмы сценария течения, то есть всей последовательности его эволюции, начиная с заполнения разрядной камеры плазмой ВИБ. Проведено сравнение с экспериментальными данными, показана адекватность представленной модели.

## Литература

1. Ананин С.И., Асташинский В.М. Физика плазмы, 1997, том 23, № 1, с.37.
2. Ананин С.И. Физика плазмы, 1992, том 18, № 3, с. 388.

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ТЕНЕВАЯ ДИАГНОСТИКА  
ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ  
С ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКОЙ ИЗОБРАЖЕНИЙ**

С.И.АНАНИН, В.М.АСТАШИНСКИЙ, Е.А.КОСТЮКЕВИЧ,  
А.А.МАНЬКОВСКИЙ

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси,  
проспект Ф.Скарыны, 70, Минск, 220072, Беларусь

**Резюме.** Представлен обзор исследований импульсной и стационарной плазмы, выполненных с применением методов визуализации оптических неоднородностей.

**I. ВВЕДЕНИЕ**

В арсенале диагностических средств, нашедших применение в изучении плазмодинамических процессов, заметное место занимают методы визуализации оптических неоднородностей, основанные на измерении рефракции плазмы, зная которую, можно рассчитать значения  $N_e$  с точностью, не доступной другим методам (Грим, 1969). Наиболее универсальным в этом отношении является интерференционный метод благодаря возможности менять в широких пределах его чувствительность и однозначности трактовки получаемых данных. Вместе с тем его реализация достаточно трудна, что объясняется в первую очередь сложностью схемы стандартных приборов. Громоздкость интерферометра служит причиной повышенной восприимчивости прибора к вибрациям и затрудняет его размещение на установке. Колебания зеркал хотя и не мешают регистрации интерферограмм с высоким временным разрешением, но без принятия дополнительных мер не позволяют юстировать прибор. Для преодоления этого неудобства стандартные приборы строят на массивных основаниях с применением виброзащитных развязок. В итоге, например, интерферометр ИТ-42 с полем зрения 225 мм имеет габариты 3x3x1 м при массе около 3 тонн.

Положение значительно осложняется при исследовании процессов в крупных вакуумных камерах. Здесь, как правило, возникают новые, не менее серьезные проблемы. Прежде всего, в случае расположения зеркал прибора снаружи камеры ее смотровые окна по качеству и точности изготовления должны быть сравнимы с самими зеркалами. Далее, при откачке камеры смотровые окна деформируются, внося сильные искажения в поле интерференции, для устранения которых требуется изготовление компенсационных пластин. Альтернативный вариант с размещением зеркал внутри камеры снижает остроту проблемы смотровых окон, но существенно осложняет процедуру юстировки прибора за счет необходимости каж-

дый раз производить разгерметизацию камеры. Наконец, нельзя не упомянуть и о том, что обработка интерферограмм достаточно сложна и отнимает немало времени. Все эти факторы сдерживают распространение метода оптической интерферометрии в диагностике плазмы.

Ниже представлен краткий обзор работ, выполненных с применением автоколлимационного интерферометра (Костюкевич и Минько, 1981), конструктивные особенности которого упрощают реализацию метода. Прибор состоит из источника света, коллиматора, светоделителя и двух полупрозрачных зеркал, отражающих опорный и предметный пучки. Светоделитель направляет их в съемочную камеру, где наблюдается результат их интерференции в виде системы параллельных полос, частота и ориентация которых задается поворотами одного из зеркал. За счет одноосности схемы и использования принципа автоколлимирования прибор отличается компактностью и легко монтируется практически на любой установке. Так, габариты самого крупного из применявшихся в экспериментах интерферометра с полем зрения 200 мм составляли всего 80x40x40 см.

Покадровая съемка интерферограмм с частотой до 250000 кадр/с проводилась фоторегистратором СФР. Использовавшиеся для зондирования плазмы лазеры на рубине и неодиме, работавшие в режиме свободной генерации с селекцией мод, обеспечивали временное разрешение не хуже 100 нс при частоте съемки до 250000 кадр/с.

Для обработки интерферограмм была создана автоматизированная система (Ананин и др., 1994), в состав которой входят видеокамера на ПЗС-матрице, блок управления, монитор и компьютер. На видеокамеру записывается нужный кадр киноинтерферограммы. Блок управления оцифровывает сигналы с матрицы, запоминает изображение, выводит его на монитор и обеспечивает выполнение операций ввода-вывода.

Программа обработки интерферограмм, создававшаяся с учетом особенностей эксперимента, включает процедуру автоматизированного поиска максимумов интерференционных полос в заданных сечениях, интерактивную коррекцию полученной матрицы и последующие машинные вычисления, дающие в итоге распределение  $Ne$  в визуализируемой области.

## II. ЭКСПЕРИМЕНТ

### 1. Взаимодействие лазерного излучения с веществом

Анализ киноинтерферограмм воздействия сфокусированного излучения Nd-лазера в пичковом режиме на алюминиевую мишень (Костюкевич и др., 1980) позволил проследить динамику развития лазерного факела и выявить характер распространения ударных волн. При их взаимодействии в надфакельной области образуется плотная воздушная «пробка», которая

может существенно влиять на процесс взаимодействия лазерного излучения с собственной плазмой. Применение интерферометрии на двух длинах волн позволило найти распределение  $N_c$ , максимальное значение которой составило  $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При воздействии на мишень 1-мкс импульсом высокое временное разрешение достигалось за счет щелевой развертки полос. В результате измерены скорости ударных фронтов и найден временной ход  $N_c$  на оси факела.

## 2. Дуговой плазмотрон

При исследованиях стабилизирующего действия электрической дуги на течение плазмы в канале стационарного дугового плазмотрона со стержневым катодом и трубчатым анодом (Алешин и др., 1983) окна смотровой секции были заменены зеркалами интерферометра (диаметром 10 мм), крепившимися к фланцам через эластичные уплотнения, обеспечивавшие герметичность канала и возможность юстировки прибора. В результате были установлены факторы, определяющие переход режима течения от турбулентного к ламинарному.

## 3. МПК и КСПУ

Магнитоплазменный компрессор (МПК) представляет собой электро-разрядную систему, содержащую разрядное устройство с коаксиально расположенными электродами, которая позволяет получать импульсные плазменные потоки, сжатые собственным магнитным полем (Асташинский и др., 1991).

Четыре таких устройства используются в принципиально новой двухступенчатой системе - квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ) - в качестве первой ступени. Они инжектируют полностью ионизированные плазменные потоки во вторую ступень - ускорительный канал, образованный внешним электродом длиной 120 см и диаметром 50 см и центральным электродом сложного профиля. Таким образом, разряд второй ступени происходит в предварительно разогретой среде, чем обеспечивается достижение высоких параметров на выходе ускорителя.

Чтобы исключить влияние деформаций смотровых окон, зеркала 200-мм интерферометра жестко крепились изнутри камеры к оправам окон. Специальная конструкция оправ окон позволяла юстировать зеркала снаружи, не прибегая к разгерметизации камеры. Кроме того, жесткая связь зеркал со стенками вакуумной камеры обеспечивала надежную защиту от вибраций: юстировка прибора не нарушалась даже после продолжительной работы вакуумных агрегатов.

Предварительные расчеты показали, что в условиях МПК и КСПУ рефракция плазмы в области компрессии определяется главным образом

свободными электронами, а вклад тяжелых частиц не превышает погрешности измерений. Это давало возможность определять  $N_e$  по однодлинноволновым интерферограммам.

Т<sub>e</sub> в области компрессии КСПУ определяли по скорости звука в плазме, которая однозначно связана с углом отхождения скачка уплотнения, образующегося при набегании плазменного потока на тонкий клин, установленный под нулевым углом атаки. Для визуализации скачков уплотнения интерферометр был переоборудован в теневой прибор посредством замены заднего полупрозрачного зеркала глухим.

В результате проведенных экспериментов прослежена динамика формирования области компрессии в МПК и КСПУ, найдено пространственно-временное распределение  $N_e$  в потоке, обнаружено, что на стадии раз渲ала область компрессии приобретает трубчатую структуру. По значениям  $N_e$  в канале и за срезом ускорителя определена степень сжатия плазменного потока в области компрессии. На основании тенеграмм взаимодействия потока с клином рассчитаны значения Т<sub>e</sub> (Ананин и др., 1998).

### III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных исследований показали высокую гибкость и универсальность автоколлимационного интерферометра, позволяющую применять его в самых разнообразных условиях.

#### Литература

- Грим Г.: 1969, *Спектроскопия плазмы*. Атомиздат, М., 243.
- Костюкович Е.А., Минько Л.Я.: 1981, *Журнал прикладной спектроскопии*, 34, № 3, 551.
- С.И.Ананин, В.М.Асташинский, Е.А.Костюкович и др.: 1994, в сб. *Физика и техника плазмы. Материалы конференции*. т.1, Минск, Беларусь, 336.
- Костюкович Е.А., Минько Л.Я., Чумаков А.Н.: 1980, *Препринт/АН БССР. Институт физики*; № 211.
- Алешин Н.Ф., Лизунков Г.П., Костюкович Е.А.: 1983, в сб. *Тепло- и массоперенос: экспериментальные и теоретические исследования*. Минск, ИТМО им.Лыкова АН БССР, 75.
- Асташинский В.М., Ефремов В.В., Костюкович Е.А. и др.: *Физика плазмы*, 17, № 9, 1111.
- Ананин С.И., Асташинский В.М., Костюкович Е.А. и др.: *Физика плазмы*, 1998, в печати.

## ON THE CHARACTERISTICS OF X-RAYS EMITTED FROM THE PLASMA FOCUS DEVICE

R.Antanasijević, D.Đorđević and D.Joksimović  
Institute of Physics, Pregrevica 118, Zemun,

11080 Beograd, Yugoslavia

E-mail: antanasijevic@atom.phy.bg.ac.yu

J.Purić, M.Ćuk

Faculty of Physics, PO Box 368, 11001 Belgrade, Yugoslavia

**Abstract:** On the plasma focus device we investigated the X-ray emission of different gases: H,D,N and the mixture H+Ar(25%Ar, 75%H). For the detection of X-ray roentgenographic method was employed with use of Al absorbers of different thickness. Only the soft X-rays (up to  $E=18$  KeV) were detected.

### 1. INTRODUCTION

For diagnostics of plasma focus (PF) good knowledge of emitted X-rays is of exceptional importance, both its energy spectrum and exact lateral position of the emission source. By some results we can see (Katsumi 1995) that PF "hot spots" from which X-ray emission occurs, coincide with these where the neutrons are emitted.

### 2. EXPERIMENTAL METHOD

The plasma focus we used is of the Mather type (Mather 1965) and consists of two brass coaxial electrodes (the outer electrode consists of 18 cylindrically positioned brass rods) separated by a glass insulator sleeve at one end, where the breakdown of a gas discharge takes place.

The dimensions of PF chamber are chosen for its optimized operation at an energy up to 40kJ and a charging voltage up to 40 kV. Pressure

inside the chamber varied between 1-10 mbar. Development and acceleration of the plasma focus current sheet have been measured by means of the fiber optic cables that are "looking" at certain points inside the chamber.

Electrical circuit parameters are chosen in such a way that the radial compression starts near the current maximum. For the X-ray detection we used the roentgenographic method. In order to determine the maximum energy of emitted X-rays, we used Al absorbers of different thickness.

Roentgenographic films were protected from the influence of visible light emitted in PF, placed on the windows inside the PF chamber with a thin Al foil ( $20 \mu\text{m}$ ).

In this work, knowing the space above the electrode from which X-rays are emitted, we simplified the method of detection which is seen from Fig.1. The lateral resolution of detected X-radiation in front of the film colimators (2 cm long;  $\phi 1 \text{ mm}$ ) is placed (in form of stainless steel disk) which was described in the previous work. Film and colimator are positioned so that they could observe the space around the top of central electrode. Distance between colimator and central electrode is 130 mm. Aluminium absorbers of different thickness (maxim.  $1000 \mu\text{m}$ ) were used for analysis of emitted X-radiation.

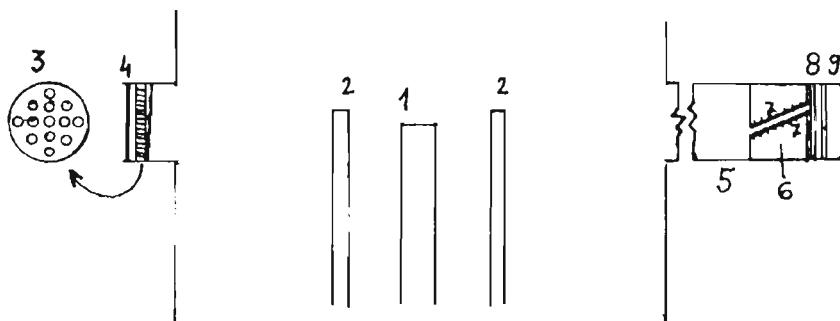


Fig.1. Cross-section of PF chamber 1-central electrode, 2-outer electrode, 3-stainless steel disk, with Al absorbers, 4-X-ray film. 5-tube (up to 2 m long) 6-beam devider, 7-mica sheets, 8-Al absorber, 9-X-ray film

On disk in front of the film there are 13 holes covered with Al of different thickness ( $50-1500 \mu\text{m}$ ). Energy of X-radiation is calculated on the basis of absorber thickness used.

In the experiment with pure D or in the mixture Ar+H we confirmed an important fact that the X-rays emission, in both cases occurs in a narrow zone around the central electrode, this zone is greater than that corresponding to "hot spot" from D-D reaction products, including the neutrons emitted (Antanasić et al, 1997).

### 3. RESULTS

Blackness obtained on the X-ray films after passing through the MICA sheets (8 on Fig.1), shows that in the X-ray spectra emitted from PF,  $\lambda$  corresponding to MICA lattice constant exists.

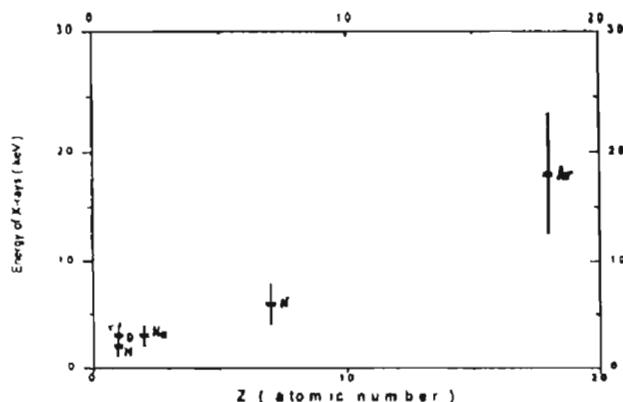


Fig.2. Dependence of energy X-ray on gas atomic number

In Fig.2 we show dependence of energy of emitted X-rays on the gas atomic number Z. For the X-rays emission of mixture Ar+H we obtain larger energy value in comparison with the previous results (Antanasić 1995), but at the same time concentration of Ar in this experiment was much larger. Estimated error in this experiment is around  $\pm 30\%$ .

### References

- Katsumi H. and Hiroyuki K.: 1995, J.Phys.Soc.Jpn.65, 139.  
Mather J.W.: 1965, Phys. of Fluids, vol.8, no.2.  
Antanasić R. et all: 1995, 5th ICCF, Monte Carlo, p.505.  
Antanasić R. et all: 1997, Rad.Meas., vol 28, 241

## LINEAR OPTICAL POLARIZATION OF P Cygni IN 1986-1992

J. ARSENIJEVIĆ and S. MARKOVIĆ

*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*

*E-mail jarsenijevic@aob.aob.bg.ac.yu*

*E-mail smarkovic@aob.aob.bg.ac.yu*

### 1. INTRODUCTION

Luminous blue variable P Cygni (HD 193237, B1-B2, Ia) has been showing irregular brightness changes and mass loss about  $10^{-5} M_{\odot}$  per year. It has an extended and expanding atmosphere. Undisplaced emission lines are flanked by shortward displaced absorption lines, typical P Cygni-like line profile was first noted in 1888. Because of its brightness, P Cyg was the object frequently studied during more than hundred years.

Polarimetric studies of P Cygni were sporadic till the end of seventies. Hayes (1985) started more intensive polarimetric monitoring of the star by observing linear polarization in B spectral region. During the last decade, polarimetric observations provided the complete wavelength coverage from 1400 to 7600 Å (Taylor *et al.*, 1991). The brightness variations of different time scales exist mainly of an irregular character.

Belgrade linear polarimetric data in V spectral region, collected during seven years, cover the period of time in which many other different observations of P Cyg were done. Belgrade measurements will be useful in the analyses of long-term (years) and short-term (months) variability of the star.

### 2. OBSERVATIONS

The observations of the visual linear polarization of the star P Cyg were performed with the Zeiss 65 cm-refractor and the D.C. one-channel polarimeter at Belgrade Observatory. The observations were done between July 12, 1986 and August 31, 1992. One 8-minute measurement of the Stokes parameters  $Q$  and  $U$  has a typical r.m.s. error not larger than 0.07%.

The observed values of visual linear polarization percentage  $P$  and position angles  $\Theta$  of the star P Cygni during the period 1986-1992 are presented in Figures 1 and 2 respectively. Polarization parameters are on the y-axes and Julian days on the x-axes.

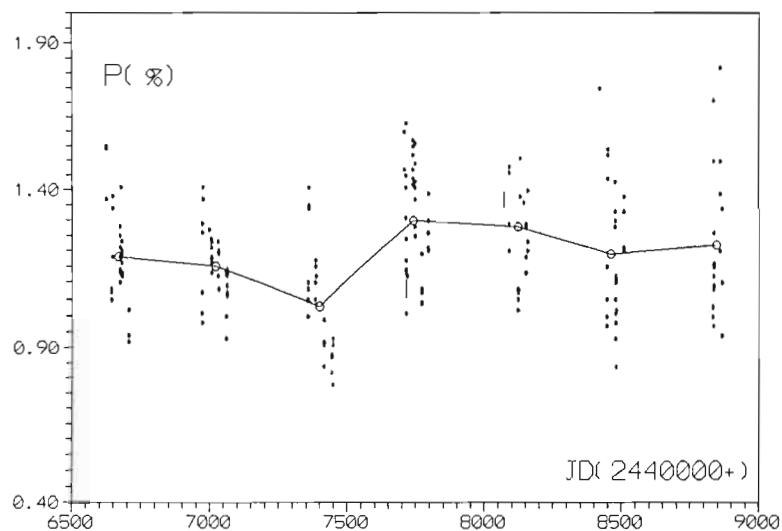


Fig. 1. The observed polarization percentage of P Cyg in V filter during the period 1984-1991.

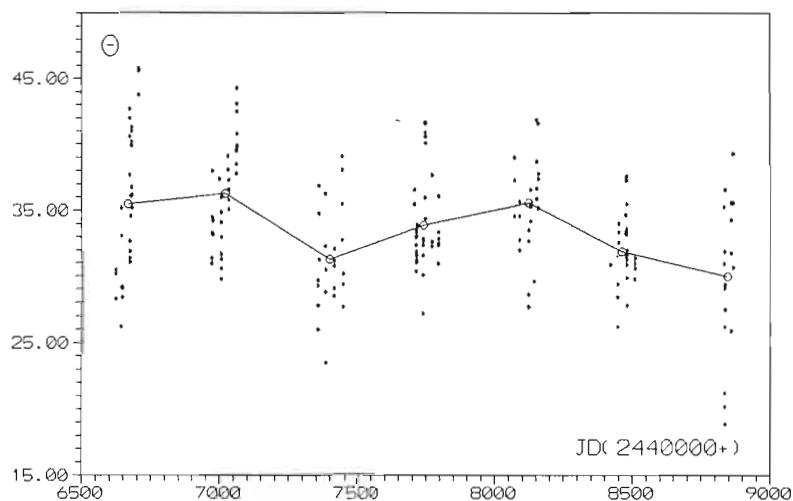


Fig. 2. The position angle of the observed polarization of P Cyg in V filter during the period 1984-1991.

The annual mean values of the observed polarization parameters  $P$ ,  $\Theta$  and Stokes parameters,  $Q$  and  $U$ , are presented in Table 1. Julian days in Table correspond to the middle of the season of the observation. The interstellar component of P Cygni is normally rather high, Taylor *et al.* (1991) derived the interstellar component. But, having in mind many different problems in finding interstellar polarization for one star we prefer using the observed polarization, at least in this kind of work where only time-variability analysis is concerned.

TABLE I

Yearly mean values of polarization percentage ( $P$ ), position angle ( $\Theta$ ), and Stokes parameters ( $Q$ ,  $U$ ) for the star P Cyg. n - the number of observations per each year.

JD (2440000+)	$P$ (%)	$\Theta$ ( $^{\circ}$ )	Q(%)	U(%)	n
6667	$1.18 \pm 0.34$	$35.5 \pm 4.6$	$0.387 \pm 0.244$	$1.118 \pm 0.128$	29
7019	$1.15 \pm 0.23$	$36.3 \pm 3.0$	$0.345 \pm 0.157$	$1.097 \pm 0.096$	32
7398	$1.03 \pm 0.29$	$31.3 \pm 1.3$	$0.475 \pm 0.141$	$0.920 \pm 0.168$	25
7740	$1.30 \pm 0.33$	$33.9 \pm 1.6$	$0.490 \pm 0.152$	$1.205 \pm 0.181$	40
8122	$1.28 \pm 0.28$	$35.6 \pm 1.7$	$0.413 \pm 0.131$	$1.209 \pm 0.157$	23
8473	$1.19 \pm 0.32$	$31.9 \pm 0.4$	$0.525 \pm 0.121$	$1.071 \pm 0.208$	28
8845	$1.22 \pm 0.48$	$30.0 \pm 2.2$	$0.612 \pm 0.244$	$1.060 \pm 0.237$	18

### 3. DISCUSSION

The observed polarization percentage varies with time as does the position angle. The long-term variations (from year to year) are with small amplitudes for both parameters. The amplitude of percentage changes is under 0.3%. For the position angles the changes are not greater than  $5^{\circ}$ . The short-term changes (during one season of observations) are considerably larger. The percentage values are between 0.5 and 1.0%. The position angle varies between  $11^{\circ}$  and  $26^{\circ}$ . The Belgrade observed values of V polarization parameters are in very good agreement with Hayes' (1985) values in B spectral region. This is in accordance with the known polarization wavelength dependence.

During first three years of observations, 1986-1988, the polarization percentage slowly decreases. For the period 1985-1989 Groot (1989) found an increase of visual brightness of P Cygni. So, we could conclude that for the star P Cygni an anticorrelation between long-term visual polarization percentage variation and visual brightness changes exists.

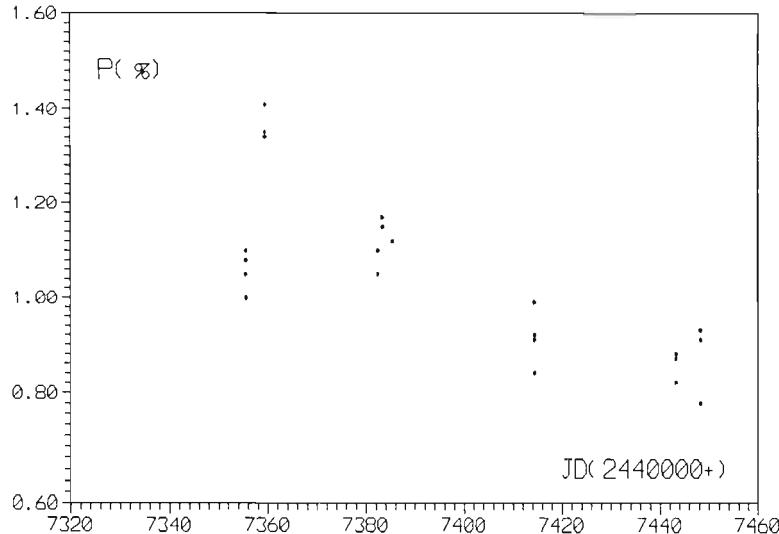


Fig. 3. The observed polarization percentage of P Cyg in V filter during 1988.

As the short-term polarization percentage variations are concerned the situation is the opposite. During 1988, the star varied in brightness (Groot, 1989) and in polarization, Figure 3, but with a positive correlation. Of course, it is seen in the period JD 2447355-7448 when polarimetric and photoelectric observations were done almost simultaneously. The different behaviour of the short-term and long-term polarization percentage variations with respect to the photometric variations should have to be confirmed with a larger quantity of the observed data.

### Acknowledgements

We would like to express our appreciation to our colleagues A. Kubičela, I. Vince and S. Jankov for the help in observations and reduction of data. We are also thankful to R. Dümmler who suggested the polarimetric observations of this star.

### References

- Groot de: 1989, *Preprint Series* **96**, Armagh Observatory.
- Hayes, D.P.: 1985, *Ap. J.* **289**, 726-731.
- Taylor, M., Code, A.D., Hardsieek, K.H., Anderson, C.M., Babler, B.L., Bjorkman, K.S., Clayton, G.C., Magalhaes, A.M., Meade, M.R., Schulte-Ladbeck, R.E. and Whitney, B.A.: 1991, *Ap. J.* **382**, L85-L88.

## КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ КОМПАКТНОЙ ГЕОМЕТРИИ КАК ИСТОЧНИК ПЛАЗМЫ ДЛЯ АТОМНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В.М.АСТАШИНСКИЙ, Л.Я.МИНЬКО,  
\*М.ЧУК, \*М.М.КУРАИЦА, \*Я.ПУРИЧ

Институт молекулярной и атомной физики  
Национальной академии наук Беларуси  
Пр. Ф.Скарыны, 70, 220072 Минск, Беларусь  
E-mail: lrp@imaph.bas-net.by

\*Физический факультет Белградского университета  
P.O.BOX 368, 11001 Белград, Югославия  
E-mail: epric@rudjer.ff.bg.ac.yu

**Резюме.** Рассмотрены возможности квазистационарных плазменных ускорителей компактной геометрии (КПУ-КГ) газоразрядного и эрозионного типов, генерирующих компрессионные плазменные потоки (КПП) заданного состава, как источников плазмы для атомной спектроскопии.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для исследований в области атомной спектроскопии необходимы плазменные источники излучения, обеспечивающие возможность определения вероятностей оптических переходов в атомах и ионах, сил осцилляторов, коэффициентов переноса, а также изучения закономерностей уширения спектральных линий, в том числе в электромагнитных полях различной конфигурации.

Такие источники при своей относительной простоте должны иметь достаточно широкий диапазон термодинамических параметров, быть осесимметричными и обеспечивать хорошую воспроизводимость.

К устройствам, удовлетворяющим таким требованиям, можно отнести квазистационарные плазменные ускорители (КПУ), в которых ускорение плазмы сопровождается ее сжатием собственным азимутальным магнитным полем (Морозов, 1978). Пожалуй наибольший интерес для атомной спектроскопии представляют квазистационарные газоразрядные и эрозионные

плазменные ускорители компактной геометрии (Асташинский и др., 1989, Минько и др., 1991) с относительно небольшим энергозапасом накопителей (10 - 30 кДж), генерирующие компрессионные плазменные потоки заданного состава, характеризующиеся достаточно высокими термодинамическими параметрами плазмы. Характерная длительность квазистационарной стадии развития компрессионных потоков рассматриваемых систем составляет ~ 50 - 100 мкс.

## 2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И СВОЙСТВА КПП ЗАДАННОГО СОСТАВА

Газоразрядные КПУ-КГ позволяют получать плазменные потоки практически из любых газов и их смесей, составленных в любых пропорциях. Рабочий газ подается в разрядное устройство ускорителя либо с помощью импульсного электродинамического клапана, либо предварительно откаченная вакуумная камера заполняется газом до заданного давления (так называемый режим "остаточного газа").

Следует отметить, что в системах с собственным азимутальным магнитным полем, к которым относятся и рассматриваемые КПУ, наблюдается сепарация ионов по массе и заряду, т.е. происходит "самоочищение" компрессионного потока от тяжелых ионов примесей, в основном, продуктов разрушения электродов (Морозов, 1978).

Проведенные ранее исследования таких ускорителей высокоскоростными фотографическими, спектроскопическими и интерференционно-теневыми методами позволили изучить динамику формирования, структуру и свойства компрессионных плазменных потоков, определить их основные газодинамические и термодинамические параметры (Асташинский и др., 1991, Асташинский и др., 1992, Минько и др., 1992).

При работе на водороде за срезом КПУ-КГ формируется компрессионный плазменный поток диаметром ~ 1 см и длиной ~ 4-5 см. В регистрируемых спектрах испускания плазмы компрессионного потока в области 300-700 нм наблюдаются в основном сплошное излучение и линии атомарного водорода. При малых расходах рабочего газа наблюдаются также наиболее интенсивные (резонансные) линии атомов элементов, входящих в состав материала электродов. В зависимости от начальных

параметров разряда температура плазмы составляет  $\sim (1\text{-}3) \cdot 10^4$  К, а концентрация электронов —  $(1\text{-}2) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

При работе КПУ с воздухом в режиме остаточного газа в диапазоне давлений 1-5 тор, температура плазмы компрессионного потока составляла  $\sim (3\text{-}4) \cdot 10^4$  К, а концентрация электронов  $\sim (1\text{-}3) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> (Асташинский и др., 1984). В спектрах испускания наблюдаются в основном сплошное излучение и линии ионов азота и кислорода, вплоть до 3-й кратности ионизации. Осевое ограничение компрессионного потока неподвижной преградой позволило сформировать в течение одного разряда два взаимосвязанных, одновременно существующих источника излучения в видимой области спектра с яркостной температурой  $\sim 3 \cdot 10^4$  К (компрессионный поток; состав плазмы определяется, в основном, рабочим газом) и  $5 \cdot 10^4$  К (ударноскжатый приповерхностный слой плазмы, состав которой преимущественно определяется материалом преграды).

Исследования газоразрядных КПУ позволили установить критерии получения при фиксированном уровне запасаемой в ускорителе энергии максимальных параметров плазмы с малым количеством примесей в зависимости от макроскопических параметров разряда (максимального значения разрядного тока, массового расхода рабочего вещества и начального напряжения накопителя энергии).

Предложенные оригинальные КПУ эрозионного типа (Минько и др., 1991) впервые обеспечили возможность получения в воздухе при атмосферном давлении (т.е. в условиях свободного доступа к плазме) компрессионных эрозионных плазменных потоков заданного состава, определяемого материалом внутреннего электрода. Проведенные исследования позволили установить физические процессы, ответственные за формирование таких потоков, найти способы увеличения эффективности ввода энергии непосредственно в компрессионный поток, определить основные газодинамические и термодинамические параметры эрозионной плазмы (Минько и др., 1991, Асташинский и др., 1995).

Компрессионный поток в таких системах имеет длину  $\sim 15$  см при диаметре 1-2 см. В случае, когда внутренний электрод выполнен из меди, в спектре излучения плазмы наблюдаются только линии атомов и ионов меди. Концентрация электронов плазменного потока составляет при этом  $\sim (1\text{-}2) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а температура плазмы  $(2,5 - 4) \cdot 10^4$  К.

Анализ приведенных выше параметров плазмы эрозионных и газоразрядных компрессионных потоков показывает, что в них устанавливается локальное термодинамическое равновесие.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования квазистационарных газоразрядных и эрозионных плазменных ускорителей компактной геометрии позволили установить основные закономерности в физических процессах определяющих режимы работы такого рода плазмодинамических систем, найти способы управления параметрами формирующихся компрессионных плазменных потоков заданного состава. Рассмотрение свойств КПУ-КГ показывает перспективность их использования для атомной спектроскопии.

### Литература

- Морозов А.И.: 1978, Физические основы космических электрореактивных двигателей, Атомиздат, Москва.  
Асташинский В.М., Баканович Г.И., Костюкович Е.А. и др.: 1989,  
Журнал прикладной спектроскопии, 50, 887.  
Минько Л.Я., Асташинский В.М., Маньковский А.А.: 1991,  
Журнал прикладной спектроскопии, 55, 903.  
Асташинский В.М., Ефремов В.В., Костюкович Е.А. и др.: 1991,  
Физика плазмы, 17, 1111.  
Асташинский В.М., Баканович Г.И., Кузьмицкий А.М. и др.: 1992,  
Инженерно-физический журнал, 62, 386.  
Минько Л.Я., Асташинский В.М.: 1992, Инженерно-физический  
журнал, 62, 714.  
Асташинский В.М., Баканович Г.И., Минько Л.Я.: 1984, Физика  
плазмы, 10, 1058.  
Асташинский В.М., Баканович Г.И., Минько Л.Я.: 1984, Журнал  
прикладной спектроскопии, 40, 540.  
Минько Л.Я., Асташинский В.М.: 1991, Вакуумная техника, 1, 50.  
Асташинский В.М., Маньковский А.А., Минько Л.Я.: 1995,  
Материалы конф. “Физика низкотемпературной плазмы”,  
1, 98, Петрозаводск.

## ПРИМЕНЕНИЕ УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ДИАГНОСТИКЕ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ЭРОЗИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Авраменко В.Б., Кузьмицкий А.М., Минько Л.Я.

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси

220072, Минск, пр. Ф. Скорины 70

Email: lrpd@imaph.bas-net.by

Спектроскопическими методами можно проводить исследования в широком интервале основных параметров плазмы. Использование в диагностических целях различных спектральных линий позволяет получать сведения о параметрах плазмы в тех областях источника, где происходит их эффективное возбуждение. В неоднородном источнике плазмы распределение зон высвечивания спектральных линий обуславливается различными факторами – потенциалом возбуждения, постоянной квадратичного эффекта Штарка и др., которые и определяют аналитические возможности спектральных линий.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований параметров плазмы различных источников с использованием квадратичного эффекта Штарка. Концентрация электронов определялась по различным спектральным линиям, обладающим значительной величиной постоянной уширения.

Концентрация заряженных частиц в эрозионном плазменном ускорителе определялась по уширению спектральных линий атомов и ионов элементов, входящих в состав материала подложки: SiII 637,1нм ( $E_b=12,07\text{эВ}$ ), FI 623,9 (14,68), FII 429,9 (29,55), CII 426,7 (20,95), обусловленных квадратичным эффектом Штарка. Концентрация электронов определялась как по пересчитанным на радиальное распределение контурам, так и по непересчитанным

(табл.1).

Во всех исследуемых случаях в качестве накопителя энергии использовалась конденсаторная батарея емкостью 24 мкФ, которая заряжалась до напряжения  $U_0 = 5\text{ кВ}$ , однако, в зависимости от величины начальной индуктивности разрядного контура величина разрядного тока могла существенно изменяться.

ТАБЛИЦА 1

Распределение концентрации электронов вдоль радиуса, измеренное по различным спектральным линиям

радиус, мм	$N_e \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} (U_0 = 5\text{ кВ})$					
	SiII637,1		Fl1623,9		FlI429,9	
	без пересче- тка контуров	с пересче- том контуров	без пересчета контуров	с пересче- том контуров	без пересчета контуров	с пересче- том контуров
0	3,9	-	4,2	-	5,9	-
1	4,4	4,7	4,0	-	4,8	4,0
2	4,3	4,8	4,2	4,2	4,8	4,0
3	3,9	4,7	4,0	4,0	6,6	4,0
4	3,5	4,1	3,9	4,0	-	-
5	3,5	3,8	3,9	3,8	-	-

Заметного изменения концентрации электронов ( $N_e$ ) вдоль радиуса плазменной струи не происходит. Малое отличие  $N_e$  при измерении по пересчитанным по радиусу и непересчитанным контурам указывает на высокую однородность источника. В этих условиях определение концентрации электронов с использованием уширения различных линий дает близкие по величине значения.

Вдоль оси струи на расстоянии 0,6 см от среза сопла  $N_e$  заметно ниже по сравнению с ее величиной у среза и уменьшается вдоль радиуса. Измерение концентрации электронов методами

голографической интерферометрии и по уширению спектральной линии FI 623,9 дает близкие результаты.  $N_e$ , измеренное методом голографической интерферометрии достигает  $1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а максимальное значение  $N_e$ , измеренное по уширению спектральной линии FI 623,9, достигает  $1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Такое согласие указывает на высокую достоверность полученных результатов.

Измерения концентрации заряженных частиц с пространственно-временным разрешением проводились по штарковскому уширению спектральной линии атома фтора FI 623,9 нм (табл.2).

ТАБЛИЦА 2  
Распределение концентрации электронов вдоль радиуса для различных моментов времени

радиус, мм	$N_e \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-3} (U_0 = 5 \text{ кВ})$		
	1 кадр	3 кадр	5 кадр
0	14	6,2	6,2
1	15	6,7	6,2
2	13	6,2	6,2
3	11	6,2	6,2
4	10	5,7	6,7
4,5	-	5,2	6,7

Концентрация частиц имеет максимальное значение в начале высвечивания линии. В это же время наблюдается некоторое уменьшение концентрации вдоль радиуса, однако через 4 мкс она не только уменьшается по абсолютному значению ~2 раза, но и несколько выравнивается вдоль радиуса. Спустя ~8 мкс концентрация электронов имеет не только более выровненный постоянный характер вдоль радиуса струи, но и обнаруживается максимальное значение вдали от оси.

Использование квадратичного эффекта Штарка спектральной линии FII 429,9 нм в импульсном приповерхностном разряде позволило обнаружить одновременное существование двух максимумов концентрации заряженных частиц на различных расстояниях ( $h$ ) от поверхности стенки, соответствующим двум каналам разряда (середина межэлектродного промежутка, экспозиция 4мкс,  $U_0=5$ кВ) (см. рис.).

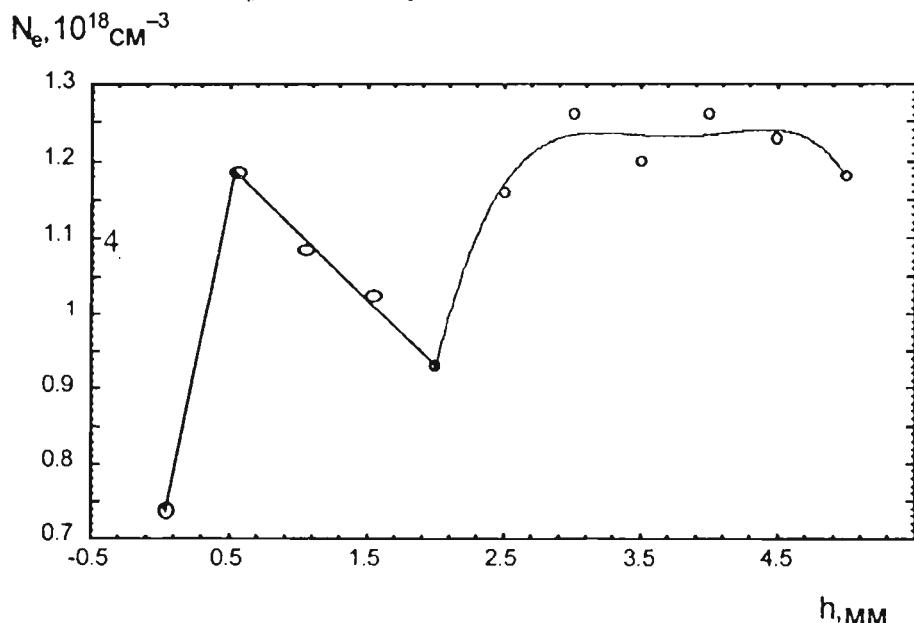


Рис. Распределение электронной концентрации

Анализ распределения интенсивностей спектральных линий показал, что первый максимум электронной концентрации соответствует высвечиванию атомных спектральных линий, а второй максимум – ионных спектральных линий. Ход концентрации электронов соответствует наблюдаемой на СФР-граммах картине течения разряда.

# ИМПУЛЬСНЫЙ КОАКСИАЛЬНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ДЛЯ НАКАЧКИ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ

Б.А. БАРИХИН., Е.З. ПАНУСЕВИЧ

Гродненский госуниверситет, 230023, ул. Ожешко, 22, Гродно,  
Белоруссия  
[boyarkin@univer.belpak.grodno.by](mailto:boyarkin@univer.belpak.grodno.by)

**Аннотация.** Рассматривается плазменный электроразрядный излучатель, оптические свойства которого удовлетворяют требованиям, предъявляемым к источнику накачки лазеров на красителях. Приводятся электрические и световые характеристики излучателя. Особое внимание уделено условиям формирования однородного плазменного образования.

Обычно лазерный модуль на растворах красителей построен по следующей схеме разрядного контура: “система управления режимом работы разрядного контура  $\leftrightarrow$  емкостной накопитель  $\rightarrow$  управляемый высоковольтный коммутатор  $\rightarrow$  токоведущая линия  $\rightarrow$  нагрузка”. В данной работе в качестве нагрузки рассматривается плазма электрического разряда в импульсной коаксиальной лампе (ИКЛ). Источник питания лазерного модуля должен обеспечивать возможность оперативного маневра величиной энергии, выделяемой на нагрузке, и длительностью импульса, в течение которого она выделяется. Энергия импульса определяется уровнем рабочего напряжения источника и электрической емкостью накопителя. Изменение длительности импульса в схеме разрядного контура обеспечивается изменением волнового сопротивления токоведущей линии.

Поскольку для возбуждения активной среды лазера используется излучение плазмы (оптическая накачка), свойства этого излучения можно изменять в соответствии с условиями поставленной задачи, выбирая необходимые уровни напряжения, приложенного к электродам разрядной полости (РП), и давление рабочего газа (Балтаков и др., 1975). Электрическая емкость описываемого разрядного контура определяется емкостью накопителя, который представляет собой батарею из конденсаторов, соединенных параллельно, общей емкостью (в секции)  $C_0 \sim 10^2$  мкФ. Индуктивность контура обусловлена собственными индуктивностями токоведущей линии и нагрузки и составляет  $L_0 = 0,1$  мГн. Нагрузкой служит ИКЛ, у которой активное сопротивление разрядной плазмы  $R_a \sim 10^{-2}$  Ом в

максимуме импульса тока. Накопитель заряжается до рабочего напряжения  $0 \leq u_0 \leq 40$  кВ. Разрядная полость ИКЛ после эвакуации заполняется Xe, рабочее давление газа  $P_0 \geq 1$  кПа. Указанное выше значение  $R_a$  реализуется в диапазоне  $1 \leq R_a \leq 10$  кПа.

Условия и требования к источнику накачки лазера на красителях в максимальной степени учтены в конструкции ИКЛ, в которой в отличие от ранее использованных конструкций (Маршак, 1978) предусмотрены:

- 1) Развязка металлических и кварцевых элементов для повышения механической прочности ИКЛ при импульсных нагрузках с крутым передним фронтом.
- 2) Возможность изменения геометрических размеров разрядной полости для повышения механической прочности ИКЛ и расширения диапазона управления спектром излучения накачки.
- 3) Возможность уменьшения давления рабочего газа в разрядной полости независимо от напряжения на источнике питания для повышения механической прочности ИКЛ и расширения диапазона управления спектром излучения накачки.
- 4) Конструктивное решение обратного токопровода ИКЛ для обеспечения равномерного освещения излучением накачки активной среды лазера.

Обычное техническое решение конструкции ИКЛ предусматривает обратный токопровод в виде сплошной проводящей цилиндрической трубы, которое одновременно является несущей конструкцией лампы. Однако при этом упускается из вида то обстоятельство, что в сплошной трубе возможно возникновение азимутальных, т.е. непараллельных оси трубы, токов, приводящее к контракции разряда в отдельных областях по периметру РП, что снижает однородность разряда в РП и равномерность освещения боковой поверхности активного элемента. Тем самым ухудшаются пространственные характеристики излучения лазера, в частности угловая расходимость, изменяется распределение накачки по объему активной среды, что приводит к снижению выходной энергии и к.п.д. лазера.

Прямыми измерениями в схеме с постоянной активной нагрузкой  $R_a = 10^2$  Ом установлено, что индуктивность цепи  $L_0 = 0,3$  мкГ, волновое сопротивление контура  $Z_k = 5 \cdot 10^{-2}$  Ом, разряд - периодический, затухающий, постоянная затухания  $\gamma_p = 5,81 \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup>, добротность разрядного контура  $Q \approx 3,5$ , отношение энергии, вводимой в разряд за первый полупериод импульса тока (21,8 мкс), к энергии, запасенной в конденсаторной батарее равно 0,6. На рис. 1 приводится осциллограмма разрядного тока, на импульс которого

наложена рассчитанная кривая интегрального по объёму межэлектродного промежутка электрического сопротивления  $R_a$  электроразрядной плазмы. На рис. 2 приводятся осциллограммы

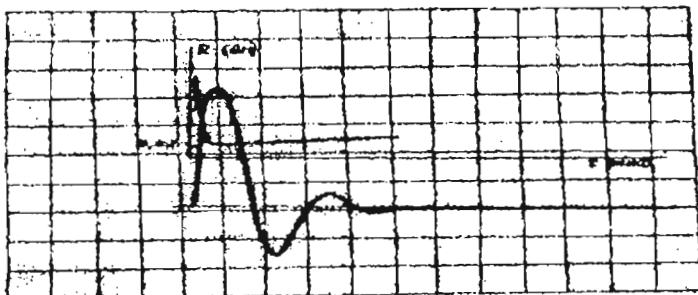


Рис.1

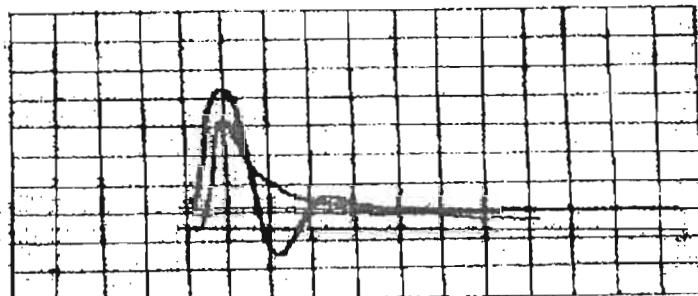


Рис.2

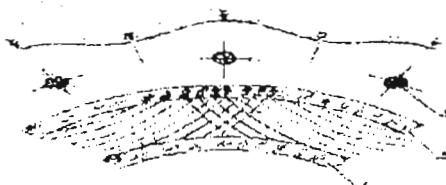


Рис.3

разрядного тока (нижний луч) и импульса оптического излучения плазмы (верхний луч).

В экспериментах с секционированным накопителем исследован режим работы разрядного контура при коммутации на ИКЛ двух секций накопителя. Обработка полученных данных показывает, что в этом случае параметры второго импульса разряда несколько отличаются от параметров первого. Отличия состоят в том, что в исследованном диапазоне задержек между импульсами (до  $\sim 1$  мс) активное сопротивление плазмы разряда во втором импульсе  $R_{a2} \approx 0,8 R_{a1}$ . Кроме того, длительность первого полупериода тока во втором импульсе больше, чем в первом  $T_{i2} \approx T_{i1}$ . Однако принципиального характера эти отличия не носят.

Параллельно с измерениями параметров электрического разряда в ИКЛ проводились измерения ее световых характеристик. Форма импульса излучения плазмы электрического разряда (верхний луч на рис. 2) регистрировалась коаксиальными вакуумными фотоэлементами типа ФЭК. Из полученных данных можно сделать вывод о подобии передних фронтов импульсов тока и светового излучения (в спектральной области 320 – 600 нм в пределах точности измерений). Яркостная температура разряда  $T$  определялась по результатам калориметрических и калибровочных измерений.

Для получения больших значений выходной энергии лазера необходимо среди прочих решить задачи равномерности освещения раствора красителя по периметру поперечного сечения активной среды и обеспечения высокой механической прочности конструкции ИКЛ при ударных нагрузках. Первая задача имеет решающее значение для эффективного преобразования оптической накачки в генерируемое излучение.

С целью улучшения пространственных и энергетических характеристик излучения ЛОК путем повышения равномерности освещения боковой поверхности активного элемента, обратный токопровод ИКЛ выполняется в виде набора высоковольтных коаксиальных кабелей. В этом случае повышение однородности разряда достигается тем, что обратный токопровод в виде набора кабелей обеспечивает "принудительную" устойчивость тока в нем по сравнению со сплошным, т.к. изолированные промежутки между кабелями препятствуют развитию азимутальных неустойчивостей. На рис. 3 показаны линии равного магнитогидродинамического давления в плазме электрического разряда в объеме РП. Кривая верхней части рисунка описывает распределение давления в поперечном сечении ИКЛ, рассчитанное в рамках обычной магнитогидродинамической модели (Кнопфель, 1978). Легко видеть, что такое распределение обеспечивает продольную устойчивость полого цилиндрического столба плазмы и исключает развитие азимутальных неустойчивостей при стационарном протекании разрядного тока.

#### Литература:

- Балтаков Ф.Н., Барихин Б.А.: 1975, *Кв. электроника*, 2, 822.  
Кнопфель Г.: 1972, Сверхсильные импульсные магнитные поля, Москва, изд. "Мир".  
Маршак И.С. : 1978, Импульсные источники света, Москва, изд. "Энергия".

# INVESTIGATION OF LS COUPLING IN CARBON II

B.Blađojević, M.V.Popović and N.Konjević

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

## 1. INTRODUCTION

LS or Russell-Saunders coupling is dominant for many transitions in the spectra of light elements. This is the case spin-orbit interaction in atomic Hamiltonian is more important than the electrostatic separation between levels of the same principal quantum number  $n$ . Since electrostatic separation increases as  $Z$  while the spin-orbit interaction grows as  $Z^4\alpha^2$  where  $\alpha$  is fine structure constant, the LS-coupling scheme becomes inappropriate at a certain point. Systematic failure of the LS-coupling approximation is expected from lower to higher elements of an isoelectronic sequence for  $nl-nl'$  transitions. The aim of this paper is to test predictions of LS-coupling theory for the transitions within  $3s^2S$ - $3p^2P^0$  and  $3p^2P^0$ - $3d^2D$  multiplets of singly ionized carbon. In addition we tested whether plasma electron density influences spontaneous emission coefficients as suggested by Chung et al.

## 2. THEORY

For LS coupling theory see e.g. Glenzer et al. Theoretical values calculated from multiconfiguration Dirac-Fock (MCDF) wave function of moderate accuracy are compared with our measured intensity ratios. For the case of pure LS coupling the relative line strength for a transition between levels  $J_1$  and  $J_2$  is proportional to the factor (Cowan, Appendix I)

$$D_{line}^2 = (2J_1 + 1)(2J_2 + 1) \left\{ \begin{matrix} L_1 & S_1 & J_1 \\ J_1 & 1 & L_2 \end{matrix} \right\}^2 \quad (1)$$

Values of the 6j symbol are given in Appendix D of Cowan. The intensity ratio of two multiplet components is represented by Glenzer et al

$$\frac{I}{I'} = \left( \frac{\lambda}{\lambda'} \right)^4 \left( \frac{D_{line}}{D'_{line}} \right)^2 \exp \left( \frac{E - E'}{kT_e} \right) \quad (2)$$

where  $I$ ,  $\lambda$  and  $I'$ ,  $\lambda'$  are the total intensities and wavelengths of the two components, and  $E$  and  $E'$  are the energies of the upper levels of the two components, respectively.

### 3. EXPERIMENT

The light source was a low pressure pulsed arc with quartz discharge tube 24 mm internal diameter. The distance between aluminum electrodes was 16.2 cm and 3 mm diameter holes were located at the center of both electrodes to allow end-on plasma observations to be made. The central part around the pulsed arc axis was imaged 1 : 1 onto the entrance slit of the 1 m monochromator by means of the concave 1 m focal length, focusing mirror. A 30 mm diaphragm placed in front of the focusing mirror ensures that light comes from the narrow cone about the arc axis.

The monochromator with inverse linear dispersion 0.833 nm/mm in the first order of the diffraction grating was equipped with the photomultiplier tube (PMT) and a stepping motor. Signals from the PMT were led to a digital storage oscilloscope, which was triggered by the voltage pulse from the Rogowski coil induced by the current pulse through the discharge tube. The discharge was driven by a 15.2  $\mu$ F low inductance capacitor charged to 2.2 kV (peak current 15 kA) and fired by an ignitron. Greatest care was taken to find the optimum conditions with the least line self-absorption. It was found that the percentage of oxygen in the mixture was of crucial importance for the elimination of self-absorption. The ratio  $C_2H_2 : He = 4.8 : 95.2$  was determined after a number of experiments in which  $C_2H_2$  was diluted gradually until strong line intensities C II are found proportional to the concentration of C in the gas mixture. During the spectral line recording continuous flow of acetylene-helium mixture was maintained at a pressure of about 400 Pa.

### 4. PLASMA DIAGNOSTICS

For the electron-density measurements we use the width of He II P 468.6 nm line. The full width at half-maximum  $\Delta\lambda_{FWHM}$  of this line is related to the electron density  $N_e$  using the following relationship (Büscher et al)

$$N_e(cm^{-3}) = 2.238 * 10^{16} \Delta\lambda_{FWHM}^{1.214} \quad (3)$$

where  $\Delta\lambda_{FWHM}$  is in 0.1 nm units. This equation is based on the fitting of the experimental data, and in fact closely agrees with calculations by Griem and Shen. Our main concern in electron-density measurements is a possible presence of self-absorption of the 468.6 nm line, which may distort the line profile. This would result in erroneous reading of the line half width, which, after the use of Eq.(3), introduces an error in electron-density measurements. There are several experimental methods which can be used for self-absorption check (Konjević and Wiese) but unfortunately,

none of them is convenient for the He II 468.6 nm line or for our long, pulsed plasma source. Recently, in order to determine the optical thickness of the investigated line Kobilarov et al have introduced in the discharge an additional movable electrode. By positioning the movable electrode at two different positions and by recording the line profiles from two plasma lengths it is possible to determine  $k_{\lambda}l$  where  $k_{\lambda}$  is the spectral line absorption coefficient and  $l$  is the plasma length along the direction of observation. If  $k_{\lambda}l$  is not large ( $k_{\lambda}l < 1$ , Wiese) it is possible to recover the line profile (Fig.2 of Kobilarov et al) for the optically thin case. The same method is used here for the He II 468.6 nm line self absorption testing. For this purpose an additional aluminum electrode (10 mm thick) is located inside the discharge tube and the profiles of 468.6 nm line are recorded with two plasma lengths. Since the measured  $k_{\lambda}l$  was smaller than 0.64 it was possible to recover the line profile for the optically thin case.

## 5. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

The experimental intensity ratios  $R_m$  for  $3s^2S-3p^2P^0$  and  $3p^2P^0-3d^2D$  multiplet of C II ions are given in Table 1 together with theoretical ratio  $R_{th}$  and electron concentration. The agreement between averaged  $\langle R_m \rangle$  and theoretical  $R_{th}$  ratios for both multiplets are within  $\pm 9\%$ .

**Table 1.**

$N_e(10^{16} \text{ cm}^{-3})$	$R_m$ $3s-3p$	$R_{th}$ $3s-3p$	$R_m$ $3p-3d$	$R_{th}$ $3p-3d$
4.70	1.82	2.00	1.61	1.80
4.38	1.83		1.66	
3.89	1.82		1.68	
3.08	1.83		1.66	
2.33	1.88		1.63	
3.11	1.82		1.58	
3.06	1.98		1.65	
2.45	1.94		1.68	
	$\langle R_m \rangle = 1.87$		$\langle R_m \rangle = 1.64$	

This is good indication that theory (Wiese et al) predicts well spectral line intensity ratios within multiplets. Within the investigated plasma electron density range spontaneous emission coefficients remain constant what is

in agreement with results and discussion in Griem et al (1996) and Griem (1991).

## REFERENCES

- Chung Y., Lemaire P. and Sucewer S.: 1988, Phys.Rev.Lett. **60**, 1122.
- Glenzer S., Kunze H.-J., Musielok J., Kim Y.-K. and Wiese W.L.: 1994, Phys.Rev.A **49**, 221.
- Cowan R.D.: 1981, *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (University of California Press, Berkeley).
- Büscher S., Glenzer S., Wrubel Th. and Kunze H.-J.: 1996, J.Phys.B, **29**, 4107.
- Griem H.R. and Shen K.Y.: 1961, Phys.Rev. **122**, 1490.
- Konjević N. and Wiese L.W.: 1976, J.Phys. Chem. Ref. Data **5**, 259.
- Kobilarov R., Konjević N., and Popović M.V.: 1981, Phys.Rev.A **40**, 3871.
- Wiese W.L.: 1965, in *Plasma Diagnostic Techniques*, edited by R.M. Huddleston and S.L. Leonard, Academic, New York.
- Wiese W.L., Fuhr J.R. and Deters T.M.: 1996, *Atomic Transition Probabilities of Carbon, Nitrogen and Oxygen*, J.Phys.Chem.Ref.Data Monograph No.7.
- Griem H.R., Huang Y.W., Wang J.-S. and Moreno J.C.: 1991, Phys.Fluids B **3**, 2430.
- Griem H.R.: 1991, Phys.Rev.Lett. **66**, 521.

## ФОРМИРОВАНИЕ КРАТЕРА НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА, ОБЛУЧАЕМОГО ПОВТОРЯЮЩИМИСЯ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Н.А.БОСАК, С.В.ВАСИЛЬЕВ, А.Ю.ИВАНОВ, В.И.НЕДОЛУГОВ,  
Л.Я.МИНЬКО, А.Н.ЧУМАКОВ.

Институт молекулярной и атомной физики Национальной Академии наук  
Беларуси, 220082 Минск, Беларусь  
E-mail: lrpd@imaph.bas-net.by

**Резюме.** Экспериментально и теоретически исследованы особенности формирования кратера на металлических мишениях при лазерном воздействии в режиме повторяющихся лазерных импульсов.

Расширение сферы применения лазерной обработки материалов требует подробного изучения механизмов воздействия мощных световых потоков на поверхности твердых тел. Целью настоящей работы является исследование формирования рельефа как внешней (наплавленной), так и внутренней зоны кратера на поверхности металлов (In, Pb, Sn), облучаемых повторяющимися относительно короткими (несколько десятков наносекунд) гладкими лазерными импульсами с  $q \sim 10^9 \text{ Вт}/\text{см}^2$ .

Схема экспериментальной установки для исследования формирования кратеров на поверхности твердых тел, была подобна использованной в работе Васильева С.В. и др. (1995). В качестве источника воздействующего на образец излучения был применен модуль, созданный на основе лазера ГОС - 1001 ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ). Для получения моноимпульсного и импульсно - периодического режима генерации применялись крупногабаритные пассивные затворы из фтористого лития с  $F_2^-$ - центрами окраски (Басиев Т.Т. и др., 1982; Минько Л.Я., Чумаков А.Н. и Босак Н.А., 1990). Управление частотой повторения лазерных импульсов в диапазоне 5 - 50 кГц осуществлялось изменением уровня накачки и оптической плотности пассивных затворов. Длительность отдельного лазерного импульса определялась параметрами резонатора и характеристиками используемого затвора (Минько Л.Я. и др., 1990) и составляла  $\tau = 80 \text{ нс}$ . Излучение лазерного модуля при помощи фокусирующей системы направлялось на поверхность исследуемого образца. Сменные отражающие системы, включающие призму полного внутреннего отражения, позволяли направлять световой пучок на образец под произвольным углом, в том числе по нормали, как вертикально (снизу вверх или сверху вниз), так и горизонтально. Для получения на образце относительно однородного пятна фокусировки лазерного излучения (ЛИ) с резкими границами диаметром  $d = 2,0 \text{ мм}$  использовалась диафрагма

диаметром 10 мм, изображение которой строилось на поверхности мишени. Часть лазерного излучения, отраженная от передней грани стеклянного клина, направлялась на измеритель энергии ИМО-2Н ; световой поток, отраженный от задней грани клина, направлялся на коаксиальный фотоэлемент ФК-19, что позволяло визуализировать временную форму лазерного импульса при помощи осциллографа С8-14. Энергия одного импульса ЛИ изменялась в пределах от 2 до 6 Дж; временная форма его была близка к гауссовой; средняя плотность мощности излучения в отдельном импульсе составляла примерно (0,8 - 2,5) · 10<sup>9</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Суммарная энергия лазерного импульса варьировалась от 4 Дж (моноимпульс) до 150 Дж (n=35 импульсов).

Для определения рельефа облучаемого образца нами использовался метод проекции полос, который реализовывался на установке, описанной в работе Васильева С.В. и др., (1993), позволяющей определять глубину (во внешней зоне - высоту)  $h$  любой точки кратера по отношению к необлученной плоской поверхности мишени с погрешностью, не превышающей 50 мкм. Обнаружено, что внутренняя или "отрицательная" зона кратера (откуда металл в ходе воздействия лазерного излучения выносился) имеет достаточно гладкую и ровную куполообразную поверхность (значительно более гладкую, чем в работе Васильева С.В. и др. (1995), причем как глубина зоны, так и ее диаметр возрастают с увеличением  $n$  (рис. 1). Внешняя, или "положительная" зона (на которую вынесенный металл наплавлен) имеет форму, близкую к окружной. Следует отметить, что при воздействии ЛИ на вещество горизонтально или сверху вниз для  $n > 6 - 8$  внешняя зона представляет собой набор выбросов ("блинов") толщиной от 50 до 250 мкм, наплавленных друг на друга. Значение  $n$ , начиная с которого наблюдается формирование "стопы" выбросов, определяется энергиями (и отношением энергий)  $n$ -го и  $(n-1)$ -го пичков. При воздействии лазерного излучения снизу вверх формирование "стопы" не наблюдалось. На краю каждого округлого выброса имелся небольшой (высотой ≤ 100 мкм) буртик.

На "внешних" выбросах (в случае воздействия снизу вверх - на периферии единственного "блина"), а также на поверхности образца за пределами наиболее крупного округлого выброса имеются наплавленные "лучи". Исследования поверхности кратера при помощи оптического микроскопа показали, что указанные лучи представляют собой цепочки отдельных достаточно крупных (диаметром от 100 до 500 мкм) капель. Более мелкие капли наблюдаются и вне лучей, в том числе и на поверхности внешней зоны кратера.

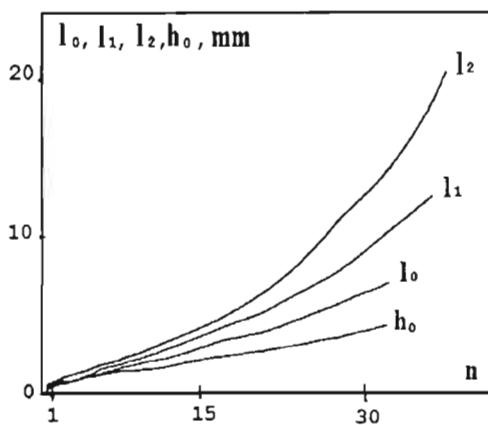


Рис.1. Зависимость поперечного размера наиболее крупного выброса  $l_2$ , зоны отжига на поверхности мишени  $l_1$ , внутренней зоны кратера  $l_0$  и глубины кратера  $h_0$  от числа пичков  $n$  в импульсе ЛИ.

Отметим, что размеры внешней зоны растут значительно быстрее, чем глубина и особенно диаметр внутренней зоны. При этом масса внешней зоны кратера составляет примерно 80% от массы вынесенного материала. Обращает внимание и то, что при воздействии ЛИ на образец снизу вверх размеры внешней зоны примерно в 1,5 раза больше, чем при воздействии в горизонтальном направлении и сверху вниз. Все это подтверждает, что при рассматриваемом режиме воздействия световых импульсов на вещество внутренняя зона образуется за счет "выплескивания" (вытекания) материала из ванны расплава, а не за счет испарения и тем более не за счет разбрызгивания (суммарная масса капель составляет менее 1% от массы вынесенного вещества).

Для выяснения причин формирования кратеров с указанными формами нами был проведен расчет изменения температуры  $T$  индивидуального образца, облучаемого лазерными импульсами с использованными в эксперименте параметрами. Показано, что  $T$  быстро возрастает до значения превышающего температуру плавления индия и довольно быстро; при подаче через  $\sim 20$  мкс 2-го лазерного импульса временная зависимость  $\Delta T$  остается такой же, меняется только  $T_0$ . Таким образом, после подачи 8 лазерных импульсов температура мишени до подачи следующего импульса не опускается ниже температуры плавления индия.

На наш взгляд, данные экспериментальных исследований и результаты расчетов свидетельствуют о следующем механизме формирования кратера. Первый лазерный импульс прогревает, но не расплавляет металл. При подаче 2-го импульса  $\sim 2$  мг металла плавится и выплескивается за пределы пятна фокусировки излучения (о выплескивании, а не о ламинарном вытекании говорит наличие буртика на периферии каждого выброса). Такие же выбросы производятся 3-м, 4-м, 5-м пичками, причем из-за более высокой начальной температуры и малой

глубины лунки масса выплескиваемого металла с каждым разом увеличивается. Поэтому диаметр каждого следующего "блина" превышает диаметр предыдущего; кроме того, из-за большой теплопроводимости индия ( $\sim 48 \text{ Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$ ) металл перемешивается и выравнивается по высоте. Так формируется внешняя зона кратера при  $n \leq 6-8$ .

Направление расположенных на поверхности наиболее крупного выброса и за его пределами "лучей" определяется градиентом освещенности в облучаемой зоне мишени, что согласуется с данными работы Васильева С.В. и др. (1995). Вероятно, механизм их образования аналогичен указанному в этой работе. Капли, вылетевшие под углами, отличающимися от оптимального, а также имеющие малые начальные скорости, не вылетали за пределы плазменного облака и в течение всего времени полета подвергались действию лазерного излучения. Металл в каплях частично испарялся, капли уменьшались и дробились. Поэтому центральная зона кратера имеет более гладкую поверхность, чем периферийная.

Таким образом, при воздействии лазерного излучения на металлы в режиме повторяющихся лазерных импульсов кратер формируется в основном путем многократного выплескивания расплава из облучаемой зоны мишени. Форма внешней зоны кратера определяется временной зависимостью температуры в освещенной области мишени и условиями вытекания металла - глубиной лунки, поверхностной энергией и направлением воздействия излучения на образец.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Басиев Т.Т., Воронъко Ю.В., Миров Б.С. и др.: 1982, *Изв. АН СССР. Сер. Физич.*, **46**, 1600.
- Васильев С..В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М.: 1993, *Квантовая электроника*, **20**, 616.
- Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М.: 1995, *Квантовая электроника*, **22**, 830.
- Ельяшевич М.А., Минько Л.Я., Романов Г.С., Станкевич Ю.А., Чивель Ю.А., Чумаков А.Н.: 1985, *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **49**, 1132.
- Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А.: 1990, *Квантовая электроника*, **17**, 1480.

## THE ELECTRON GAS IN A MAGNETIC FIELD: THE EQUATION OF STATE

V. ĆELEBONOVIĆ

*Institute of Physics, Pregrevica 118, 11080 Zemun-Beograd, Yugoslavia*

*E-mail celebonovic@exp.phy.bg.ac.yu*

*E-mail vcelebonovic@sezampro.yu*

**Abstract.** Continuing previous work, and using a simple change of variables proposed in existing literature, an analytical equation of state for a non-relativistic degenerate Fermi gas in a magnetic field is developed.

### 1. INTRODUCTION

This paper is a continuation of previous work (Celebonovic, 1998a) on the equation of state (EOS) of a degenerate non-relativistic Fermi gas. In that paper, an analytical expression for the Fermi-Dirac (FD) integrals of arbitrary order was proposed and applied in obtaining the EOS. The purpose of the present paper is to propose an analogous expression, but applicable in the case of a degenerate Fermi gas in a magnetic field. The nature of the source of the field is irrelevant.

### 2. CALCULATIONS

The FD integrals have the following form (for example, Cloutman, 1989)

$$F_n(\eta) = \int_0^\infty f(\varepsilon)d\varepsilon/[1 + \exp[\beta(\varepsilon - \mu)] ] \quad (1)$$

In this expression  $f(\varepsilon) = \varepsilon^l$ ,  $l$  is a real number,  $\mu$  is the chemical potential  $\beta$  denotes the inverse temperature and  $\eta = \beta\mu$ . The EOS of a degenerate Fermi gas is (for example, Cloutman, 1989)

$$n = (4\pi/h^3)(2mk_B T)^{3/2} F_{1/2}(\eta) \quad (2)$$

All the symbols in this equation have their standard meanings. It has recently been shown (Celebonovic, 1998a) that the FD integrals of arbitrary order can be expressed as

$$F_n(\eta) = \int_0^\mu (\varepsilon)d\varepsilon + T \sum_{n=0}^{\infty} (f^{(n)}(\mu)/n!)[1 - (-1)^n]T^n[1 - 2^{-n}]\Gamma(n+1)\zeta(n+1) \quad (3)$$

The symbols  $\Gamma$  and  $\zeta$  denote the gamma and zeta functions. How does this equation change when an external magnetic field is applied to the system? It has been proposed (Landau and Lifchitz, 1976) that the influence of such a field can be described by the following change of variables:

$$\mu \rightarrow \mu \mp \mu_B H = \mu(1 \mp \alpha) \quad (4)$$

where  $\mu_B = e\hbar/2m_e c$  is the Bohr magneton,  $H$  is the magnetic field and  $\alpha = \mu_B H/\mu$ . The sign in eq. (4) depends on the orientation of the electronic magnetic moments with respect to the field. Inserting eq. (4) into eq. (3), and using the definition of  $f(\epsilon)$ , one gets the following form of a FD integral of arbitrary order in the presence of a magnetic field:

$$F_n(\eta) = [\mu(1 \mp \alpha)]^{l+1}/(l+1) + \\ T \sum_{n=0}^{\infty} (f^{(n)}(\mu(1 \mp \alpha))/n!)[1 - (-1)^n]T^n[1 - 2^{-n}]\Gamma(n+1)\zeta(n+1) \quad (5)$$

Using the result for the chemical potential of the electron gas (Celebonovic, 1998a), the parameter  $\alpha$  can be expressed as follows

$$\alpha = \mu_B H/[\mu_0(1 - (1/12)(\pi T/\mu_0)^2 + (1/720)(\pi T/\mu_0)^4 - (1/162)(\pi T/\mu_0)^6 + \dots)] \quad (6)$$

In this equation  $\mu_0 = An^{2/3}$  and  $A = (3pi^2)^{2/3}\hbar^2/2m_e$ . Inserting eq. (6) into eq. (5), and choosing the positive sign in eq. (4), one arrives at:

$$F_{1/2}(\eta) = (2/3)[((\mu_B H) + An^{2/3} - (\pi T)^2/(12An^{2/3}) + (\pi T)^4/(720A^3n^2) - \\ (\pi T)^6/(162A^5n^{10/3}) + (\pi T)^8/(754A^7n^{14/3})]^{3/2}(1 + << 3 >>) \quad (7)$$

The symbol  $<< .. >>$  denotes the number of omitted terms. Expanding eq. (7) in its full form, it follows that the FD integral of the order  $1/2$  can be expressed as:

$$F_{1/2}(\eta) = (\mu_B H)/(54 \times 1885^{1/2})[(2442960(\mu_B H)A^7n^{14/3} + \\ << 5 >>)/A^7n^{14/3}] + << 23 >> \quad (8)$$

Inserting eq. (8) in its full form into eq. (2), it follows that the number density of the electron gas can be expressed as the following function:

$$n = 23.6954(\mu_B H) \times (m_e T)^{3/2} \times [((\mu_B H)A^7n^{14/3} + A^8n^{16/3} - \\ 0.822467n^4T^2A^6 + 0.13529A^4n^{8/3}T^4 - 5.9345A^2n^{4/3}T^6 + \\ 12.5843T^8)/(A^7n^{14/3})]^{1/2}/h^3 + << 23 >> \quad (9)$$

This equation, especially in its full form, is far too complex to be solvable analytically. However, its low temperature limit can be solved analytically. Developing the full form of eq. (9) in series in  $T$  up to and including terms of the order  $T^2$ , one arrives

at the following implicit form of the EOS of a degenerate non-relativistic electron gas in a magnetic field

$$n = (\pi 2^{9/2}/3 \times h^3) \times (mn^{2/3}AT)^{3/2}(1 + (\mu_B H)/(An^{2/3}))^{3/2} \quad (10)$$

This can be solved analytically under the assumption that  $x = \mu_B H/An^{2/3} \rightarrow 0$ . Physically, this limitation means that the solution is valid when the number density of the electron gas is high, or when the magnetic field in which it is placed is weak. Developing now eq. (10) into series in  $x$ , up to and including terms of the order  $x^2$ , the following expression is obtained:

$$(1 - BT^{3/2})y^2 = (Fy + G)T^{3/2} \quad (11)$$

where the following symbols were used

$$\begin{aligned} y &= n^{2/3}; B = (2^{9/2}\pi/3)(m_e^{1/2}/h)^3 A^{3/2}; F = (3B/2)(\mu_B H/A) \\ G &= (3B/8)(\mu_B H/A)^2 \end{aligned} \quad (12)$$

Solving eq. (11) within S. Wolfram's MATHEMATICA 2.2 software package on a Pentium 166/MMX with a RAM of 32 MBytes, one gets that:

$$y = [-(FT)^{3/2} \pm \sqrt{F^2T^3 - 4GT^{3/2}(-1 + BT^{3/2})}] / (2(-1 + BT^{3/2})) \quad (13)$$

We have thus obtained the EOS of the non-relativistic degenerate Fermi gas in a magnetic field. This is the implicit form of the EOS. Using the changes of variables defined in eq. (12) it becomes possible to obtain the explicit form of the EOS.

What about the applications of the EOS derived in this paper? Equation (13) was derived for the low-temperature regime, assuming that  $\mu_B H/An^{2/3} \rightarrow 0$ . It follows from this assumption that eq. (13) is applicable to the low temperature electron gas whose number density is limited by  $n \gg (\mu_B H/A)^{3/2}$ . In astrophysics, situations like this can be expected to arise in accretion disks around compact objects. Having in mind laboratory work they can appear in high pressure experiments performed under external magnetic fields (like, for example, in studies of organic metals in solid state physics).

## References

- Cloutman, L.D.: 1989, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **71**, 677.  
 Celebonovic, V.: 1998a, *Publ. Astron. Obs. Belgrade*, **16**, 18 and preprint astro-ph/9802279.  
 Landau, L.D. and Lifchitz, E.M.: 1976, Statistical Physics, I, Nauka, Moscow.

## ON THE STARK BROADENING OF K VIII LINES

M. S. DIMITRIJEVIĆ<sup>1</sup> and S. SAHAL-BRÉCHOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*  
*E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu*

<sup>2</sup>*Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France*  
*E-mail sahal@obspm.fr*

**Abstract.** Using a semiclassical approach, we have calculated electron-, proton-, and doubly charged helium-impact line widths and shifts for 4 K VIII multiplets, for perturber densities  $10^{18} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 200,000 - 3,000,000 \text{ K}$ .

### 1. INTRODUCTION

Spectral lines of potassium are present in Solar (Moore, Minnaert and Houtgast, 1966) and stellar spectra (Merrill, 1956). For example, potassium has been found in the ejecta of SN 1987 A supernova (Trimble, 1991). Potassium is a product of alpha processes - neutron capture on slow time scale, and the data on the spectral line broadening parameters of potassium in various ionization stages are of interest for the considering and modelling of subphotospheric layers (Seaton, 1987), particularly radiative transfer in stellar interiors. Such data are also of interest for the fusion plasmas and laser-produced plasmas research and for the investigation of soft X-ray lasers (see e.g. Griem and Moreno, 1990; Fill and Schöning, 1994).

Within the the semiclassical-perturbation formalism (Sahal-Bréchot 1969ab), we have calculated electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 4 potassium XI multiplets. The used semiclassical perturbation formalism has been discussed and reviewed e.g. in Dimitrijević *et al.* (1991) and Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1996).

### 2. RESULTS AND DISCUSSION

Energy levels for potassium VIII lines have been taken from Bashkin and Stoner (1978). All other details of calculations are given in Dimitrijević and Sahal-Bréchot (1998a).

**Table 1**

This Table shows electron- and proton-impact broadening full half-widths (FWHM) and shifts for K VIII for a perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures from 200,000 up to 3,000,000 K. By deviding C with the full linewidth we obtain an estimate for the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used.

PERTURBER DENSITY = 1.E+19cm-3					
PERTURBERS ARE:		ELECTRONS	PROTONS		
TRANSITION	T(K)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
KVIII 3s 3p 519.4 Å C=0.52E+22	200000.	0.445E-01	-0.444E-03	0.672E-03	-0.262E-03
	500000.	0.291E-01	-0.466E-03	0.168E-02	-0.616E-03
	1000000.	0.218E-01	-0.551E-03	0.250E-02	-0.969E-03
	1500000.	0.187E-01	-0.517E-03	0.297E-02	-0.118E-02
	2000000.	0.169E-01	-0.506E-03	0.316E-02	-0.133E-02
	3000000.	0.148E-01	-0.490E-03	0.345E-02	-0.149E-02
KVIII 3p 4s 221.3 Å C=0.25E+21	200000.	0.141E-01	0.903E-03	0.464E-03	0.945E-03
	500000.	0.983E-02	0.108E-02	0.120E-02	0.156E-02
	1000000.	0.772E-02	0.104E-02	0.185E-02	0.194E-02
	1500000.	0.677E-02	0.102E-02	0.219E-02	0.215E-02
	2000000.	0.620E-02	0.989E-03	0.244E-02	0.233E-02
	3000000.	0.549E-02	0.888E-03	0.284E-02	0.256E-02
KVIII 3p 5s 142.8 Å C=0.41E+20	200000.	0.135E-01	0.183E-02	0.142E-02	0.194E-02
	500000.	0.985E-02	0.174E-02	0.264E-02	0.273E-02
	1000000.	0.794E-02	0.171E-02	0.342E-02	0.331E-02
	1500000.	0.703E-02	0.159E-02	0.391E-02	0.368E-02
	2000000.	0.646E-02	0.146E-02	0.430E-02	0.391E-02
	3000000.	0.573E-02	0.127E-02	0.508E-02	0.418E-02
KVIII 3p 3d 441.4 Å C=0.38E+22	200000.	0.391E-01	0.513E-03	0.982E-03	0.226E-03
	500000.	0.255E-01	0.658E-03	0.212E-02	0.521E-03
	1000000.	0.192E-01	0.754E-03	0.298E-02	0.801E-03
	1500000.	0.166E-01	0.803E-03	0.329E-02	0.973E-03
	2000000.	0.150E-01	0.768E-03	0.350E-02	0.110E-02
	3000000.	0.133E-01	0.752E-03	0.376E-02	0.122E-02

The complete results of our calculations of electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 4 potassium VIII multiplets, for perturber densities  $10^{18}$ – $10^{22} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 200,000 – 3,000,000 \text{ K}$ , will be published elsewhere (Dimitrijević and Sahal-Bréchot, 1998ab). Here, in Table 1, only data for perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , as a sample of obtained results are shown. We also specify the parameter C (Dimitrijević and S.Sahal-Bréchot, 1984), which gives an estimate of the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated when divided by the corresponding full width at half maximum.

The results shown here are the first Stark broadening data concerning potassium VIII spectral lines. Besides the interest of such data for astrophysical and laboratory plasma research, they are of significance for the theoretical considerations of systematic trends along isoelectronic sequences and development and refinement of the Stark broadening theory for multiply charged ion lines.

### References

- Bashkin, S., Stoner, J.O.Jr.: 1978, Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams, Vol. 2, North Holland, Amsterdam.
- Dimitrijević, M.S., and Sahal-Bréchot, S.: 1984, *JQSRT* **31**, 301.
- Dimitrijević, M.S., and Sahal-Bréchot, S.: 1996, *Physica Scripta* **54**, 50.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1998a, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* to be submitted.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1998b, *Bull. Astron. Belgrade* **158**, to be published.
- Dimitrijević, M.S., Sahal-Bréchot, S. and Bommier, V.: 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **89**, 581.
- Fill, E.E., Schöning, T.: 1994, *J. Appl. Phys.*, **76**, 1423.
- Griem, H.R., Moreno, J.C.: 1990, in: X-Ray Lasers, ed. G. Tallents, Institute of Physics, Bristol, 301.
- Merrill, P.W.: 1956, Lines of the Chemical Elements in Astronomical Spectra, Carnegie Inst. of Washington, Publication 610, Washington D. C.
- Moore, C.E., Minnaert, M.G.J., Houtgast, J.: 1966, The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å, NBS Monographs 61, U. S. Department of Commerce, NBS, Washington D.C.
- Sahal-Bréchot, S.: 1969a, *Astron. Astrophys.* **1**, 91.
- Sahal-Bréchot, S.: 1969b, *Astron. Astrophys.* **2**, 322.
- Seaton, M.J.: 1987, *J. Phys. B* **20**, 6363.
- Trimble, V.: 1991, The Origin and Abundance of the Chemical Elements Revisited, *Astron. Astrophys. Review*, **3**, 1.

## ON THE STARK BROADENING OF Ti III AND Pb IV LINES

M. S. DIMITRIJEVIĆ<sup>1</sup> and S. SAHAL-BRÉCHOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*  
*E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu*

<sup>2</sup>*Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France*  
*E-mail sahal@obspm.fr*

**Abstract.** Using a semiclassical approach, we have calculated electron-, proton-, and ionized helium-impact line widths and shifts for 2 Ti III, and electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 2 Pb IV multiplets, for perturber densities  $10^{17} – 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 20,000 – 500,000 \text{ K}$ , and  $T = 50,000 – 1,000,000 \text{ K}$ , respectively.

### 1. INTRODUCTION

The interest for a very extensive list of line broadening data is particularly stimulated by the development of space astronomy where an extensive amount of spectroscopic information over large spectral regions of all kind of celestial objects has been and will be collected, stimulating the spectral–line–shape research. Not only in astrophysics, but also in physics and plasma technology, a number of problems depend on very extensive list of elements and line transitions with their atomic and line broadening parameters. One may mention as examples calculation of stellar opacities, stellar atmospheres modelling and investigations, abundance determinations, interpretation and modelling of stellar spectra, laboratory plasma diagnostic, research and modelling, radiative transfer calculations and investigation of laser produced plasmas (not only in laboratory but as well in industry during the laser welding, melting and evaporation of different targets), and plasmas created in fusion research (particularly inertial confinement and pellet compression fusion), development and modelling of lasers, as well as of light sources.

In order to provide to astrophysicists and physicists the needed Stark broadening data, we have calculated within the semi-classical perturbation method (Sahal-Bréchot, 1969ab) Stark broadening parameters for 79 He I, 62 Na, 51 K, 61 Li, 25 Al, 24 Rb, 3 Pd, 19 Be, 270 Mg, 31 Se, 33 Sr, 14 Ba, 28 Ca II, 30 Be II, 29 Li II, 66 Mg II, 64 Ba II, 19 Si II, 3 Fe II, 2 Ni II, 12 B III, 27 Be III, 23 Al III, 10 Sc III, 32 Y III, 10 Ti IV, 39 Si IV, 90 C IV, 5 O IV, 114 P IV, 19 O V, 30 N V, 25 C V, 51 P V, 34 S V, 26 V V, 2 F VI, 30 O VI, 21 S VI, 14 O VII, 10 F VII, 10 Cl VIII, 20 Ne VIII, 4 K VIII, 30 K IX, 4 Ca IX, 8 Na IX, 48 Ca X, 57 Na X, 4 Sc X, 18 Mg XI, 7 Al XI, 4 Si XI, 10 Sc XI, 4 Ti XI, 9 Si XII, 27 Ti XII, 61 Si XIII and 33 V XIII multiplets.

Data for particular lines of F I, Ga II, Ga III, Cl I, Br I, I I, Cu I, Hg II, N III, F V and S IV also have been provided by us.

By using the semiclassical-perturbation formalism (Sahal-Bréchot 1969ab), we have calculated electron-, proton-, and ionized helium-impact line widths and shifts for 2 Tl III and electron-, proton- and He III-impact line widths and shifts for 2 Pb IV multiplets, in order to continue our attempt to obtain a large set of reliable Stark broadening data. The used formalism has been reviewed shortly e.g. in Dimitrijević *et al.* (1991) and Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1996).

## 2. RESULTS AND DISCUSSION

Energy levels for Tl III and Pb IV lines have been taken from Gutmann and Crooker (1973). All other details of calculations are given in Dimitrijević and Sahal-Bréchot (1998). Our results for electron-, proton-, and ionized helium-impact line widths

**Table 1**

This table shows electron- and proton-impact broadening full half-widths (FWHM) and shifts for Tl III for a perturber density of  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures from 20,000 up to 500,000 K. By deviding C with the full linewidth, we obtain an estimate for the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used.

PERTURBER DENSITY = 1.E+17cm-3					
TRANSITION	PERTURBERS ARE: T(K)	ELECTRONS		PROTONS	
		WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
TIII 6S 6P 1350.7 Å C = 0.12E+21	20000.	0.170E-01	-0.341E-04	0.436E-03	-0.106E-04
	50000.	0.110E-01	-0.538E-04	0.822E-03	-0.270E-04
	100000.	0.820E-02	-0.531E-04	0.109E-02	-0.483E-04
	200000.	0.650E-02	-0.726E-04	0.123E-02	-0.730E-04
	300000.	0.584E-02	-0.660E-04	0.132E-02	-0.887E-04
	500000.	0.523E-02	-0.657E-04	0.141E-02	-0.105E-03
TIII 6S 7P 618.6 Å C = 0.59E+19	20000.	0.999E-02	0.653E-04	0.914E-03	-0.840E-05
	50000.	0.746E-02	0.209E-04	0.120E-02	-0.200E-04
	100000.	0.634E-02	0.103E-03	0.135E-02	-0.318E-04
	200000.	0.556E-02	0.649E-04	0.147E-02	-0.439E-04
	300000.	0.520E-02	0.662E-04	0.151E-02	-0.494E-04
	500000.	0.481E-02	0.745E-04	0.154E-02	-0.566E-04

and shifts for two Tl III multiplets, for perturber densities  $10^{17} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 20,000 - 500,000 \text{ K}$ , and electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for two Pb IV multiplets, for perturber densities  $10^{17} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 50,000 - 1,000,000 \text{ K}$ , will be published elsewhere (Dimitrijević and Sahal-Bréchot, 1998). We present here in Tables 1 and 2, only data for perturber density of  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , for Tl III and Pb IV respectively. We also specify a parameter C (Dimitrijević and S.Sahal-Bréchot, 1984), which gives an estimate for the maximum

perturber density for which the line may be treated as isolated when it is divided by the corresponding full width at half maximum.

There is no experimental data concerning Tl III and Pb IV Stark broadening parameters. There is however a theoretical result (Purić, Dimitrijević and Lakićević (1978) for Tl III  $6s^2S-6p^2P^o$  multiplet, obtained within the semiempirical approach (Griem, 1968). The obtained width for 15000 K is two times smaller than our lowest value at 20000 K. We hope that the presented results will be useful for astrophysical and laboratory plasma research, as well as for the theoretical considerations of systematic trends along isoelectronic sequences.

**Table 2**

This table shows electron- and proton-impact broadening full half-widths (FWHM) and shifts for Pb IV for a perturber density of  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures from 50,000 up to 1,000,000 K. By deviding C with the full linewidth, we obtain an estimate for the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used.

PERTURBER DENSITY = 1.E+17cm-3					
PERTURBERS ARE: TRANSITION	T(K)	ELECTRONS		PROTONS	
		WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
Pb IV 6S 6P	50000.	0.737E-02	-0.545E-04	0.290E-03	-0.272E-04
1108.7 A	100000.	0.534E-02	-0.647E-04	0.449E-03	-0.508E-04
C= 0.11E+21	200000.	0.404E-02	-0.750E-04	0.595E-03	-0.807E-04
	300000.	0.352E-02	-0.785E-04	0.641E-03	-0.978E-04
	500000.	0.304E-02	-0.723E-04	0.699E-03	-0.120E-03
	1000000.	0.259E-02	-0.687E-04	0.768E-03	-0.144E-03
Pb IV 6S 7P	50000.	0.347E-02	0.358E-04	0.390E-03	0.124E-04
464.8 A	100000.	0.276E-02	0.160E-04	0.470E-03	0.213E-04
C= 0.63E+19	200000.	0.228E-02	0.357E-04	0.530E-03	0.307E-04
	300000.	0.208E-02	0.260E-04	0.562E-03	0.367E-04
	500000.	0.188E-02	0.269E-04	0.586E-03	0.423E-04
	1000000.	0.166E-02	0.272E-04	0.610E-03	0.503E-04

### References

- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1984, *JQSRT* **31**, 301.  
 Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1996, *Physica Scripta* **54**, 50.  
 Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1998, *Zh. Prikl. Spektrosk.* to be submitted.  
 Dimitrijević, M.S., Sahal-Bréchot, S. and Bommier, V.: 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **89**, 581.  
 Griem, H.R.: 1968, *Phys. Rev.* **165**, 258.  
 Gutmann, F., Crooker, A.M.: 1973, *Can. J. Phys.* **51**, 1823.  
 Purić, J., Dimitrijević, M.S., Lakićević, I.S.: 1978, *Phys. Lett.* **67A**, 189.  
 Sahal-Bréchot, S.: 1969a, *Astron. Astrophys.* **1**, 91.  
 Sahal-Bréchot, S.: 1969b, *Astron. Astrophys.* **2**, 322.

## ON THE STARK BROADENING OF Ti XI LINES

M. S. DIMITRIJEVIĆ<sup>1</sup> and S. SAHAL-BRÉCHOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*  
*E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu*

<sup>2</sup>*Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France*  
*E-mail sahal@obspm.fr*

**Abstract.** Using a semiclassical approach, we have calculated electron-, proton-, and doubly charged helium-impact line widths and shifts for 4 Ti XI multiplets, for perturber densities  $10^{18} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 500,000 - 5,000,000 \text{ K}$ .

### 1. INTRODUCTION

Stark broadening of spectral lines for titanium ion in various ionisation stages is of interest for the investigation and modeling of stellar plasma, since this element is present in stars. E.G. Rogerson and Ewell (1985) have found 7 Ti IV lines in the  $\tau$  Sco spectrum. Stark broadening parameters for 10 Titanium IV multiplets, have been calculated within the semiclassical perturbation approach by Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1992). Such data for higher ionization stages are of interest for the consideration of subphotospheric layers (Seaton, 1987), as well as e.g. for fusion plasma research and for investigations of systematic trends along isoelectronic sequences. Conjointly with Ti IV Stark broadening parameters, Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1992) have determined also Stark broadening parameters for 10 scandium III multiplets, belonging to the same isoelectronic sequence. Moreover, Stark broadening parameters for 27 titanium XII multiplets have been determined recently (Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1998ab)).

By using the semiclassical-perturbation formalism (Sahal-Bréchot 1969ab), we have calculated electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 4 titanium XI multiplets. The used semiclassical perturbation formalism has been discussed and reviewed e.g. in Dimitrijević *et al.* (1991) and Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1996).

### 2. RESULTS AND DISCUSSION

Energy levels for titanium XI lines have been taken from Wiese and Musgrove (1989). All other details of calculations are given in Dimitrijević and Sahal-Bréchot (1998a).

**Table 1**

This Table shows electron- and proton-impact broadening full half-widths (FWHM) and shifts for Ti XI for a perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures from 500,000 up to 5,000,000 K. By deviding C with the full linewidth we obtain an estimate of the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used.

PERTURBER DENSITY = 1.E+19cm-3					
PERTURBERS ARE:		ELECTRONS	PROTONS		
TRANSITION	T(K)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
Ti XI3S 3P 386.1 Å C=0.39E+22	500000.	0.129E-01	-0.142E-03	0.258E-03	-0.140E-03
	750000.	0.107E-01	-0.155E-03	0.401E-03	-0.204E-03
	1000000.	0.943E-02	-0.179E-03	0.518E-03	-0.258E-03
	2000000.	0.704E-02	-0.174E-03	0.802E-03	-0.400E-03
	3000000.	0.601E-02	-0.171E-03	0.986E-03	-0.486E-03
	5000000.	0.500E-02	-0.162E-03	0.113E-02	-0.589E-03
Ti XI3P 4S 123.9 Å C=0.11E+21	500000.	0.213E-02	0.161E-03	0.113E-03	0.211E-03
	750000.	0.181E-02	0.165E-03	0.171E-03	0.258E-03
	1000000.	0.162E-02	0.159E-03	0.218E-03	0.297E-03
	2000000.	0.126E-02	0.154E-03	0.352E-03	0.373E-03
	3000000.	0.110E-02	0.149E-03	0.423E-03	0.416E-03
	5000000.	0.932E-03	0.131E-03	0.515E-03	0.473E-03
Ti XI3P 5S 81.1 Å C=0.25E+20	500000.	0.177E-02	0.245E-03	0.245E-03	0.352E-03
	750000.	0.153E-02	0.243E-03	0.351E-03	0.417E-03
	1000000.	0.139E-02	0.239E-03	0.405E-03	0.447E-03
	2000000.	0.111E-02	0.230E-03	0.541E-03	0.540E-03
	3000000.	0.985E-03	0.208E-03	0.633E-03	0.600E-03
	5000000.	0.843E-03	0.177E-03	0.776E-03	0.667E-03
Ti XI3P 3D 327.2 Å C=0.28E+22	500000.	0.104E-01	-0.560E-04	0.325E-03	-0.509E-04
	750000.	0.858E-02	-0.450E-04	0.476E-03	-0.757E-04
	1000000.	0.753E-02	-0.568E-04	0.595E-03	-0.978E-04
	2000000.	0.560E-02	-0.614E-04	0.859E-03	-0.164E-03
	3000000.	0.478E-02	-0.531E-04	0.985E-03	-0.200E-03
	5000000.	0.398E-02	-0.532E-04	0.109E-02	-0.256E-03

Our results for electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 4 titanium XI multiplets, for perturber densities  $10^{18} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 500,000 - 5,000,000 \text{ K}$ , will be published elsewhere (Dimitrijević and Sahal-Bréchot, 1998). We will show here in Table 1, data for perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , while the complete results will be published in Dimitrijević and Sahal-Bréchot (1998ab). We also specify the parameter C (Dimitrijević and S.Sahal-Bréchot, 1984), which gives an estimate of the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated when divided by the corresponding full width at half maximum.

The results shown here are the first Stark broadening data concerning titanium XI spectral lines. Such data are of interest for astrophysical and laboratory plasma research, as well as for the theoretical considerations of systematic trends along iso-electronic sequences and development and refinement of the Stark broadening theory for multiply charged ion lines. Such data are of interest also for fusion plasma research and for the consideration of laser produced plasmas. Experimental Stark broadening data for titanium XI spectral lines will be of course very interesting also for the above mentioned topics as well as for the further checking of the semiclassical perturbation method.

### References

- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1984, *JQSRT* **31**, 301.  
 Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **95**, 121.  
 Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1996, *Physica Scripta* **54**, 50.  
 Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1998a, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* to be submitted.  
 Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1998b, *Bull. Astron. Belgrade* **157**, in press.  
 Dimitrijević, M.S., Sahal-Bréchot, S. and Bommier, V.: 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **89**, 581.  
 Rogerson, Jr. J. B. and Ewell, Jr. M. W.: 1985, *Astrophys. J. Suppl. Series* **58**, 265.  
 Sahal-Bréchot, S.: 1969a, *Astron. Astrophys.* **1**, 91.  
 Sahal-Bréchot, S.: 1969b, *Astron. Astrophys.* **2**, 322.  
 Seaton, M.J.: 1987, *J. Phys. B* **20**, 6363.  
 Wiese, W. L., Musgrove, A.: 1989, "Atomic Data for Fusion", Vol. VI: Spectroscopic Data for Titanium, Chromium and Nickel, Vol. 1. Titanium, ORNL-6551/V1, Controled Fusion Atomic Data Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge.

## ON THE STARK BROADENING OF F VI AND Cl VII LINES

M. S. DIMITRIJEVIĆ<sup>1</sup> and S. SAHAL-BRÉCHOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*  
*E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu*

<sup>2</sup>*Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France*  
*E-mail sahal@obspm.fr*

**Abstract.** Using a semiclassical approach, we have calculated electron-, proton-, and doubly charged helium-impact line widths and shifts for 2 F VI and 10 Cl VII multiplets, for perturber densities  $10^{17} - 10^{22}$  cm<sup>-3</sup> and temperatures T = 100,000 – 2,000,000 K.

### 1. INTRODUCTION

Chlorine and fluorine spectral lines have been observed in Solar (Moore, Minnaert and Houtgast, 1966), as well as in stellar spectra (Merrill, 1956). Trimble (1991) reports that chlorine and fluorine have been found in the ejecta of SN 1987 A supernova. Fluorine is a product of hydrogen burning in stellar interiors and envelopes and chlorine a product of alpha processes - neutron capture on slow time scale. Consequently, the data on the spectral line broadening parameters of fluorine and chlorine at various ionization stages are of interest for the considering and modelling of stellar plasma, particularly subphotospheric layers (Seaton, 1987) and radiative transfer in stellar interiors. For the investigation and developing of soft X-ray lasers, such data are also of interest (see e.g. Griem and Moreno, 1990; Fill and Schöning, 1994). Line broadening data for multiply charged ions are equally of significance for the fusion plasmas and laser-produced plasmas research and for the investigation of Stark broadening parameter systematic trends along isoelectronic sequences.

Within the semiclassical-perturbation formalism (Sahal-Bréchot 1969ab), we have calculated electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 2 fluorine VI and 10 chlorine VII multiplets. The used semiclassical perturbation formalism has been discussed and reviewed e.g. in Dimitrijević *et al.* (1991) and Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1996).

### 2. RESULTS AND DISCUSSION

Energy levels for fluorine VI and chlorine VII lines have been taken from Bashkin and Stoner (1978). All other details of calculations are given in Dimitrijević and Sahal-Bréchot (1998a).

**Table 1**

This Table shows electron- and proton-impact broadening full half-widths (FWHM) and shifts for F VI for a perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures from 100,000 up to 2,000,000 K. By deviding C with the full linewidth, we obtain an estimate of the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used.

PERTURBER DENSITY = 1.E+19cm-3

PERTURBERS ARE: TRANSITION	T(K)	ELECTRONS		PROTONS	
		WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
F VI 2S 2P 535.2 Å	100000.	0.322E-01	-0.329E-03	0.117E-03	-0.174E-03
C=0.54E+22	200000.	0.229E-01	-0.549E-03	0.322E-03	-0.366E-03
	500000.	0.149E-01	-0.586E-03	0.899E-03	-0.780E-03
	1000000.	0.111E-01	-0.608E-03	0.142E-02	-0.112E-02
	1500000.	0.953E-02	-0.574E-03	0.175E-02	-0.133E-02
	2000000.	0.859E-02	-0.567E-03	0.190E-02	-0.142E-02
F VI 2P 3S 173.1 Å	100000.	0.928E-02	0.613E-03	0.279E-03	0.655E-03
C=0.70E+20	200000.	0.699E-02	0.795E-03	0.667E-03	0.102E-02
	500000.	0.500E-02	0.760E-03	0.136E-02	0.149E-02
	1000000.	0.397E-02	0.736E-03	0.185E-02	0.180E-02
	1500000.	0.349E-02	0.670E-03	0.218E-02	0.199E-02
	2000000.	0.319E-02	0.617E-03	0.238E-02	0.210E-02

**Table 2**

This Table shows electron- and proton-impact broadening full half-widths (FWHM) and shifts for Cl VII for a perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures from 100,000 up to 2,000,000 K. By deviding C with the full line width we obtain an estimate of the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used.

PERTURBER DENSITY = 1.E+19cm-3

PERTURBERS ARE: TRANSITION	T(K)	ELECTRONS		PROTONS	
		WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
Cl VII 3S 3P 804.8 Å	100000.	0.183	-0.160E-02	0.149E-02	-0.859E-03
C=0.80E+22	200000.	0.131	-0.211E-02	0.350E-02	-0.180E-02
	500000.	0.879E-0	1-0.262E-02	0.711E-02	-0.366E-02
	1000000.	0.674E-0	1-0.236E-02	0.997E-02	-0.510E-02
	1500000.	0.586E-0	1-0.234E-02	0.110E-01	-0.585E-02
	2000000.	0.534E-0	1-0.227E-02	0.117E-01	-0.633E-02

Table 2 continued

PERTURBER DENSITY = 1.E+19cm-3					
PERTURBERS ARE: TRANSITION	T(K)	ELECTRONS		PROTONS	
		WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
Cl VII 3S 4P 196.2 A $C=0.18E+21$	100000.	0.277E-01	0.264E-03	0.102E-02	0.129E-03
	200000.	0.204E-01	0.211E-03	0.165E-02	0.256E-03
	500000.	0.143E-01	0.297E-03	0.235E-02	0.455E-03
	1000000.	0.114E-01	0.280E-03	0.267E-02	0.608E-03
	1500000.	0.102E-01	0.268E-03	0.286E-02	0.678E-03
	2000000.	0.942E-02	0.271E-03	0.299E-02	0.727E-03
Cl VII 4S 4P 2190.4 A $C=0.22E+23$	100000.	4.35	-0.842E-01	0.132	-0.643E-01
	200000.	3.24	-0.983E-01	0.217	-0.112
	500000.	2.33	-0.966E-01	0.320	-0.176
	1000000.	1.88	-0.949E-01	0.377	-0.211
	1500000.	1.68	-0.938E-01	0.413	-0.234
	2000000.	1.56	-0.861E-01	0.441	-0.251
Cl VII 3P 4S 294.3 A $C=0.40E+21$	100000.	0.416E-01	0.236E-02	0.637E-03	0.149E-02
	200000.	0.308E-01	0.255E-02	0.170E-02	0.252E-02
	500000.	0.218E-01	0.277E-02	0.352E-02	0.387E-02
	1000000.	0.174E-01	0.266E-02	0.466E-02	0.463E-02
	1500000.	0.154E-01	0.261E-02	0.536E-02	0.515E-02
	2000000.	0.141E-01	0.247E-02	0.598E-02	0.549E-02
Cl VII 3P 3D 602.6 A $C=0.45E+22$	100000.	0.114	-0.447E-03	0.171E-02	-0.147E-03
	200000.	0.814E-0	1-0.418E-03	0.359E-02	-0.317E-03
	500000.	0.543E-0	1-0.484E-03	0.641E-02	-0.731E-03
	1000000.	0.416E-0	1-0.380E-03	0.807E-02	-0.111E-02
	1500000.	0.363E-0	1-0.405E-03	0.872E-02	-0.136E-02
	2000000.	0.332E-0	1-0.395E-03	0.915E-02	-0.153E-02
Cl VII 3P 4D 224.8 A $C=0.75E+20$	100000.	0.403E-01	0.685E-03	0.158E-02	0.112E-02
	200000.	0.302E-01	0.870E-03	0.262E-02	0.182E-02
	500000.	0.214E-01	0.809E-03	0.402E-02	0.275E-02
	1000000.	0.172E-01	0.750E-03	0.499E-02	0.332E-02
	1500000.	0.153E-01	0.660E-03	0.564E-02	0.369E-02
	2000000.	0.141E-01	0.576E-03	0.620E-02	0.395E-02
Cl VII 4P 4D 1680.4 A $C=0.42E+22$	100000.	3.11	0.119E-01	0.143	0.525E-01
	200000.	2.34	0.239E-01	0.217	0.875E-01
	500000.	1.69	0.120E-01	0.293	0.134
	1000000.	1.37	0.111E-01	0.345	0.161
	1500000.	1.23	0.706E-02	0.379	0.179
	2000000.	1.14	0.239E-02	0.404	0.192

The complete results of our calculations of electron-, proton-, and He III- impact line widths and shifts for 2 fluorine VI and 10 chlorine VII multiplets, for perturber densities  $10^{17}$ – $10^{22}$  cm $^{-3}$  and temperatures  $T = 100,000$  –  $2,000,000$  K, will be published elsewhere (Dimitrijević and Sahal-Bréchot, 1998ab). Here, in Tables 1 and 2, only data for perturber density of  $10^{19}$  cm $^{-3}$ , as a sample of obtained results are shown for fluorine VI and chlorine VII respectively. We also specify a parameter C (Dimitrijević and S. Sahal-Bréchot, 1984), which gives an estimate for the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated when it is divided by the corresponding full width at half maximum.

There is not experimental results concerning F VI and Cl VII. However, predictions on the basis of systematic trends along isoelectronic sequences exist for F VI  $3s^1S - 3p^1P^o$ , 2464.8 Å line for  $T = 45000$  K and the electron density of  $10^{17}$  cm $^{-3}$  and for Cl VII  $4s^2S - 4p^2P^o$ , 2178.8 Å line for  $T = 60000$  K and the electron density of  $10^{17}$  cm $^{-3}$  (Purić et al., 1988). Electron temperatures in this paper are too low for the comparison with our data.

We hope that the obtained results are of interest for astrophysical and laboratory plasma research, as well as for the theoretical considerations of systematic trends along isoelectronic sequences.

### References

- Bashkin, S., Stoner, J.O.Jr.: 1978, Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams, Vol. 2, North Holland, Amsterdam.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1984, *JQSRT* **31**, 301.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1996, *Physica Scripta* **54**, 50.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1998a, *Physica Scripta* to be submitted.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréchot, S.: 1998b, *Bull. Astron. Belgrade* **158**, to be published.
- Dimitrijević, M.S., Sahal-Bréchot, S. and Bommier, V.: 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **89**, 581.
- Fill, E. E., Schöning, T.: 1994, *J. Appl. Phys.* **76**, 1423.
- Griem, H.R., Moreno, J.C.: 1990, in: X-Ray Lasers, ed.G. Tallents, Institute of Physics, Bristol, 301.
- Merrill, P.W.: 1956, Lines of the Chemical Elements in Astronomical Spectra, Carnegie Inst. of Washington, Publication 610, Washington D.C.
- Moore, C.E., Minnaert, M.G.J., Houtgast, J.: 1966, The Solar Spectrum 2935Å to 8770 Å, NBS Monographs 61, U. S. Department of Commerce, NBS, Washington D.C.
- Purić, J., Djeniže, S., Labat, J., Platiša, M., Srećković, A., Ćuk, M.: 1988, *Z. Phys. D* **10**, 431.
- Sahal-Bréchot, S.: 1969a, *Astron. Astrophys.* **1**, 91.
- Sahal-Bréchot, S.: 1969b, *Astron. Astrophys.* **2**, 322.
- Seaton, M.J.: 1987, *J. Phys. B* **20**, 6363.
- Trimble, V.: 1991, The Origin and Abundance of the Chemical Elements Revisited, *Astron. Astrophys. Review*, **3**, 1.

## ON THE STARK BROADENING OF Sc XI LINES

M. S. DIMITRIJEVIĆ<sup>1</sup> and S. SAHAL-BRÉCHOT<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*  
*E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu*

<sup>2</sup>*Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France*  
*E-mail sahal@obspm.fr*

**Abstract.** Using a semiclassical approach, we have calculated electron-, proton-, and doubly charged helium-impact line widths and shifts for 10 Sc XI multiplets, for perturber densities  $10^{18} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 500,000 - 5,000,000 \text{ K}$ .

### 1. INTRODUCTION

The various atomic data concerning scandium element, including Stark broadening parameters of its spectral lines for various ionization stages are of interest for astrophysical plasma research and modeling, since this element is present in stellar plasma. Stark broadening data for higher ionization stages are additionally of interest for the modelling and theoretical considerations of subphotospheric layers (Seaton, 1997), as well as for investigations of systematic trends along isoelectronic sequences.

By using the semiclassical-perturbation formalism (Sahal-Bréchot 1969ab), we have calculated electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 10 scandium XI multiplets. A short review of the formalism is given e.g. in Dimitrijević *et al.* (1991) and Dimitrijević and Sahal - Bréchot (1996).

### 2. RESULTS AND DISCUSSION

Energy levels for scandium XI lines have been taken from Bashkin and Stoner (1978). All other details of calculations are given in Dimitrijević and Sahal-Bréchot (1998). Our results for electron-, proton-, and He III-impact line widths and shifts for 10 scandium XI multiplets, for perturber densities  $10^{18} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures  $T = 500,000 - 5,000,000 \text{ K}$ , will be published elsewhere (Dimitrijević and Sahal-Bréchot, 1998). We present here, in Table 1, only data for perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . We also specify the parameter C (Dimitrijević and Sahal-Bréchot, 1984), which gives an estimate of the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated when divided by the corresponding full width at half maximum.

**Table 1**

This Table shows electron- and proton-impact broadening full half-widths (FWHM) and shifts for Sc XI for a perturber density of  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and temperatures from 500,000 up to 5,000,000 K. By deviding C with the full line width, we obtain an estimate for the maximum perturber density for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used.

PERTURBER DENSITY = 1.E+19cm-3					
PERTURBERS ARE:		ELECTRONS	PROTONS		
TRANSITION	T(K)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
ScXI 3S-3P	500000.	0.247E-01	-0.340E-03	0.526E-03	-0.406E-03
510.9 Å	750000.	0.205E-01	-0.413E-03	0.816E-03	-0.579E-03
C=0.51E+22	1000000.	0.181E-01	-0.439E-03	0.106E-02	-0.711E-03
	2000000.	0.136E-01	-0.413E-03	0.165E-02	-0.105E-02
	3000000.	0.116E-01	-0.400E-03	0.202E-02	-0.128E-02
	5000000.	0.966E-02	-0.389E-03	0.237E-02	-0.147E-02
ScXI 3S-4P	500000.	0.215E-02	0.174E-04	0.150E-03	0.216E-04
95.0 Å	750000.	0.181E-02	0.205E-04	0.185E-03	0.299E-04
C=0.68E+20	1000000.	0.161E-02	0.173E-04	0.215E-03	0.367E-04
	2000000.	0.125E-02	0.176E-04	0.259E-03	0.523E-04
	3000000.	0.109E-02	0.166E-04	0.282E-03	0.617E-04
	5000000.	0.930E-03	0.156E-04	0.315E-03	0.707E-04
ScXI 4S-4P	500000.	0.511	-0.142E-01	0.321E-01	-0.207E-01
1327.8 Å	750000.	0.435	-0.137E-01	0.404E-01	-0.256E-01
C=0.13E+23	1000000.	0.390	-0.133E-01	0.475E-01	-0.296E-01
	2000000.	0.306	-0.129E-01	0.601E-01	-0.374E-01
	3000000.	0.268	-0.126E-01	0.674E-01	-0.419E-01
	5000000.	0.230	-0.107E-01	0.790E-01	-0.476E-01
ScXI 3P-4S	500000.	0.240E-02	0.184E-03	0.130E-03	0.236E-03
127.9 Å	750000.	0.204E-02	0.190E-03	0.192E-03	0.288E-03
C=0.12E+21	1000000.	0.183E-02	0.182E-03	0.246E-03	0.332E-03
	2000000.	0.142E-02	0.177E-03	0.391E-03	0.415E-03
	3000000.	0.124E-02	0.172E-03	0.470E-03	0.461E-03
	5000000.	0.105E-02	0.152E-03	0.575E-03	0.523E-03
ScXI 3P-3D	500000.	0.146E-01	-0.714E-04	0.477E-03	-0.729E-04
378.7 Å	750000.	0.121E-01	-0.609E-04	0.692E-03	-0.108E-03
C=0.28E+22	1000000.	0.107E-01	-0.870E-04	0.861E-03	-0.140E-03
	2000000.	0.795E-02	-0.831E-04	0.123E-02	-0.233E-03
	3000000.	0.679E-02	-0.750E-04	0.140E-02	-0.283E-03
	5000000.	0.566E-02	-0.726E-04	0.155E-02	-0.361E-03

Table 1 continued

PERTURBER DENSITY = 1.E+19cm-3					
PERTURBERS ARE:		ELECTRONS		PROTONS	
TRANSITION	T(K)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
ScXI 3P-4D 104.9 Å $C=0.37E+20$	500000.	0.261E-02	0.374E-04	0.186E-03	0.116E-03
	750000.	0.220E-02	0.315E-04	0.234E-03	0.145E-03
	1000000.	0.196E-02	0.333E-04	0.279E-03	0.167E-03
	2000000.	0.152E-02	0.345E-04	0.365E-03	0.214E-03
	3000000.	0.133E-02	0.282E-04	0.419E-03	0.239E-03
	5000000.	0.113E-02	0.224E-04	0.498E-03	0.272E-03
ScXI 3P-5D 78.8 Å $C=0.11E+20$	500000.	0.335E-02	0.867E-04	0.430E-03	0.319E-03
	750000.	0.288E-02	0.935E-04	0.521E-03	0.379E-03
	1000000.	0.260E-02	0.941E-04	0.574E-03	0.406E-03
	2000000.	0.207E-02	0.787E-04	0.720E-03	0.489E-03
	3000000.	0.183E-02	0.668E-04	0.830E-03	0.541E-03
	5000000.	0.159E-02	0.574E-04	0.968E-03	0.603E-03
ScXI 4P-4D 1042.3 Å $C=0.37E+22$	500000.	0.364	0.190E-03	0.296E-01	0.813E-02
	750000.	0.310	-0.108E-02	0.367E-01	0.106E-01
	1000000.	0.278	-0.620E-03	0.415E-01	0.121E-01
	2000000.	0.218	-0.432E-03	0.495E-01	0.162E-01
	3000000.	0.192	-0.880E-03	0.550E-01	0.181E-01
	5000000.	0.165	-0.129E-02	0.636E-01	0.205E-01
ScXI 4P-5D 242.7 Å $C=0.10E+21$	500000.	0.361E-01	0.633E-03	0.445E-02	0.293E-02
	750000.	0.311E-01	0.660E-03	0.525E-02	0.349E-02
	1000000.	0.281E-01	0.681E-03	0.577E-02	0.373E-02
	2000000.	0.225E-01	0.539E-03	0.717E-02	0.449E-02
	3000000.	0.200E-01	0.435E-03	0.818E-02	0.498E-02
	5000000.	0.174E-01	0.355E-03	0.946E-02	0.549E-02
ScXI 3D-4P 168.6 Å $C=0.21E+21$	500000.	0.672E-02	0.106E-03	0.512E-03	0.120E-03
	750000.	0.566E-02	0.122E-03	0.631E-03	0.162E-03
	1000000.	0.504E-02	0.120E-03	0.731E-03	0.192E-03
	2000000.	0.389E-02	0.117E-03	0.875E-03	0.264E-03
	3000000.	0.340E-02	0.111E-03	0.954E-03	0.297E-03
	5000000.	0.291E-02	0.106E-03	0.106E-02	0.341E-03

There is no experimental data or results of other calculations, concerning scandium XI Stark broadening parameters. We hope that presented data will be of interest for astrophysical and laboratory plasma research, as well as for the theoretical considerations of systematic trends along isoelectronic sequences. The corresponding experimental data will be of interest for checking and refinement of the Stark broadening theory for multicharged ion lines.

### References

- Bashkin, S., Stoner, J.O.Jr.: 1978, "Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams", Vol. 2, North Holland, Amsterdam.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréhot,S.: 1984, *JQSRT* **31**, 301.
- Dimitrijević, M.S. and Sahal-Bréhot,S.: 1996, *Physica Scripta* **54**, 50.
- Dimitrijević M.S. and Sahal-Bréhot, S.: 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* to be submitted.
- Dimitrijević, M.S., Sahal-Bréhot, S. and Bommier, V.: 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **89**, 581.
- Sahal-Bréhot, S.: 1969a, *Astron.Astrophys.* **1**, 91.
- Sahal-Bréhot, S.: 1969b, *Astron.Astrophys.* **2**, 322.
- Seaton, M.J., 1987, *J. Phys. B* **20**, 6363.

## SPATIAL DISTRIBUTION OF ARGON EMISSION IN RF DISCHARGE

S. DJUROVIĆ

*Institute of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia*

### 1. INTRODUCTION

Radio frequency (rf) discharges are useful for many applications in material processing such as etching, sputtering, thin film deposition, treatment of surfaces etc. (Powell, 1984; Einspruch, 1984; Morgan, 1985; Miyake, 1992; Tokonami, 1992). Knowledge about processes inside of radio frequency discharges even of simple system such as argon discharges is still far from satisfactory.

In this paper results of spatially resolved optical emission measurements from pure argon rf discharge are reported. The radiation of neutral and ionic argon spectral lines is emitted from well defined 13.56 Mhz rf reactor in pressure range from 6.67 to 66.67 Pa and 200 V applied rf voltage. The time averaged spectroscopic measurements showed that different spectral lines have different positions of the peaks of the emission distribution.

### 2. EXPERIMENTAL

As the plasma source the Gascous Electronic Conference (GEC) Radio Frequency Reference Cell was used. The details of the design of the Cell are given in Ref. Hargis et al. (1994). Briefly, the GEC RF Reference Cell is a parallel plate discharge chamber with 102 mm diameter electrodes separated by 25 mm. The electrodes are cylindrically symmetric and their surfaces are horizontal. The top electrode contains 169 holes 380  $\mu\text{m}$  in diameter to provide a showerhead gas inlet. The cylindrical vacuum chamber is constructed of stainless steel and has 8 cooper gasket side ports symmetrically positioned to the chamber midplane. Two 203 mm diameter ports are fitted with 136 mm diameter quartz windows for spectroscopic observations. Two additional ports, orthogonal to these, are 152 mm diameter flanges, one of which accommodates a turbo molecular pump for establishing a base pressure of  $< 10^{-5}$  Pa. The bottom of the vacuum chamber is constructed so the pumpout of the gas is accomplished by four symmetrically placed 70 mm diameter ports piped into a single exhaust line to a mechanical vacuum pump. The top electrode is grounded to the chamber on the outside of the vacuum interface. The bottom electrode is powered by a 13.56 Mhz rf power

supply isolated by a filter box in external circuit. The flow rates were 10 standard cubic centimeters per minute.

The experimental setup for spectroscopic measurements is described elsewhere (Djurović *et al.*, 1993). The monochromator is equipped with a cooled 5 cm diameter end-on photomultiplier for detection of the optical signal. The photomultiplier tube is connected to a picoameter and signal from the picoameter is fed to a personal computer through IEEE-488 interface.

### 3. RESULTS

The Ar I 750.4 nm and Ar II 427.8 nm lines were observed in the pressure range of 6.67 to 66.67 Pa. The time averaged intensity distributions along the discharge axis for Ar I 750.4 nm line for different pressures are shown in Fig 1. To obtain good signal-to-noise ratio every experimental point in Fig. 1 represents the average value of 40 readings from the picoameter.

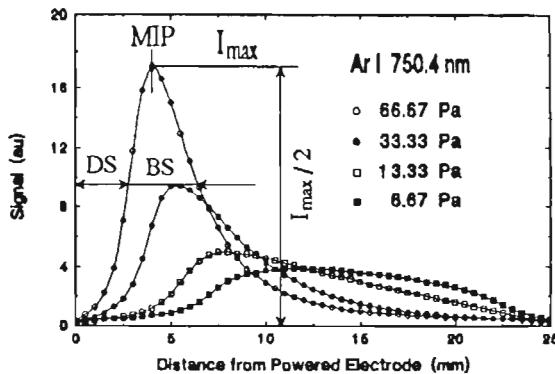


Fig. 1 Spatially resolved time averaged optical emission for Ar I 750.4 nm line.

The measurements of the optical intensity distributions of Ar II 427.8 nm line for different pressure are shown in Fig. 2. These measurements are taken under

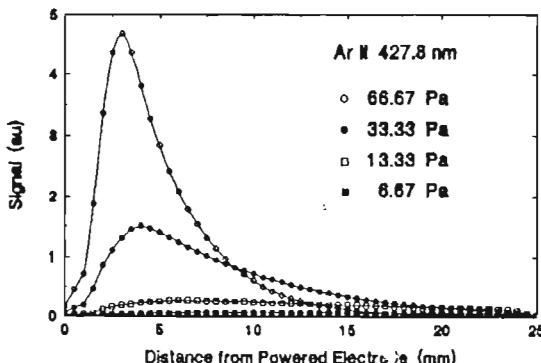


Fig. 2 Spatially resolved time averaged optical emission for Ar II 427.8 nm line

same conditions as the measurements of Ar I line and show similar behaviour. The intensities of both Ar I and Ar II lines are highly dependent on the discharge pressure. As the pressure is increased the most intense regions of emission shift toward the powered electrode and the well defined sheets (dark zone near the electrode surface) are formed.

The characteristic of the spatially resolved emission between the electrodes is defined by three parameters: Maximum Intensity position (MIP), Dark Space (DS) and Bright space (BS), which are showed in Fig. 1. Pressure dependence of the three defined parameters for Ar I 750.4 nm line with applied peak-to-peak rf voltage of 200 V is shown in Fig. 3. The same for Ar II 427.8 nm line is shown in Fig. 4.

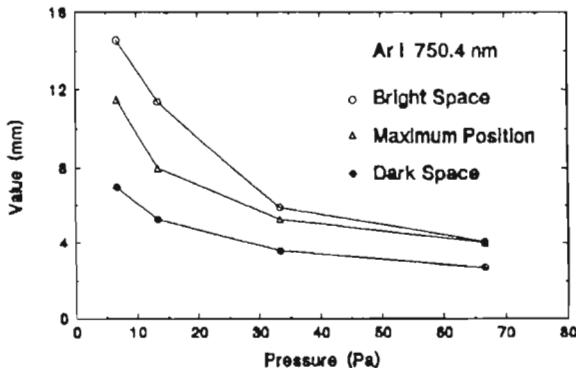


Fig. 3 Pressure dependence of three parameters for Ar I 750.4 nm line

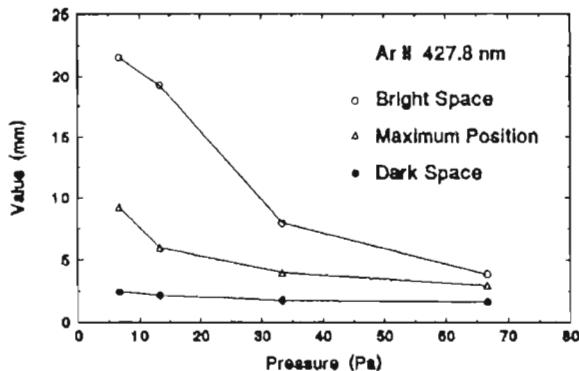


Fig. 4 Pressure dependence of three parameters for Ar II 427.8 nm line

From these measurements one can conclude:

- Emission intensity at the electrodes (positions 0 and 25 mm in Figs. 1 and 2) is not zero (after noise subtraction), which implies that the plasma extends outside the electrode region.

- Spatially resolved profiles of both Ar I and Ar II lines show considerable pressure dependence.
- The maximum intensity position of the Ar II line is closer to the powered electrode than maximum intensity positions of the Ar I line.

The last conclusion is the most important one. This is in contradiction with the intuitive picture that can be produced for secondary electron sustained discharge. In that picture electrons get accelerated from zero energy and thus should excite transitions with lower thresholds first. An explanation of this apparent inverted distribution of the emission is offered in Ref. Petrović *et al.* (1995).

### Acknowledgment

This work was performed in the Atomic Physics Division of the Physics Laboratory of the National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, USA. The author would like to thank J. R. Roberts for their help in performing the measurements.

### References

- Djurović, S., Roberts, J. R., Sobolewski M. A. and J. K. Olthoff, *J. Res. Natl. Stand. Technol.* 98, 159 (1993).
- Einspruch, N. G. and Brown, D. M. : 1984, *VLSI Electronics Microstructure Science*, Academic Press, New York.
- Hargis, P. J., Greenberg, K. E., Miller, P. A., Gerardo, J. B., Torcznski, J. R., Riley, M. E., Hebner, G. A., Roberts, J. R., Olthoff, J. K., Whetstone, J. R., Van Brunt, R. J., Sobolewski, M. A., Anderson, H. M., Splichal, M., Mock, J. L., Bletzinger, P., Garscadden, A., Gottscho, R. A., Selwyn, G., Dalvie, M., Hidenreich, J. E., Butterbaugh, J. W., Brake, M. L., Passow, M. L., Pender, J., Lujan, A., Elta, M. E., Graves, D. E. B., Sawin, H. H., Kushner, M. J., Verheyen, J. T., Horwath, R. and Turner, T. R. : 1994, *Rev. Sci. Instrum.* 65, 140.
- Miyake, S., Shimura, N., Makabe T. and Itoh, A. : 1992, *J. Vac. Sci. Technol.* A10, 1135.
- Morgan, R. A. : 1985, *Plasma Etching in Semiconductor Fabrication*, Elsevier, Amsterdam.
- Petrović, Z. Lj., Bzenić, S., Jovanović J. and Djurović, S. : 1995, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 28, 2287.
- Powell, R. A. : 1984, *Dry Etching for Microelectronics*, North-Holland, Amsterdam.
- Tokonami, T. and Makabe, T. : 1992, *J. Appl. Phys.* 72, 3323.

## ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРА РАЗЛЕТА ПАРОВ МИШЕНИ НА ОБРАЗОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В. В. ЕФРЕМОВ, Л. Я. МИНЬКО, Ю. А. ЧИВЕЛЬ, А. Н. ЧУМАКОВ

Институт молекулярной и атомной физики Национальной Академии наук

Беларусь, 220082 Минск, Беларусь

E-mail lrpd@imaph.bas-net.by

**Резюме.** Обнаружена и исследована размерная зависимость порогов приповерхностного лазерного плазмообразования, обусловленная боковым разлетом паров мишени из области воздействия.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Образование приповерхностной лазерной плазмы, существенно изменяющее характер взаимодействия лазерного излучения (ЛИ) с облучаемыми материалами, является предметом многочисленных исследований. Экспериментально выявлена степенная зависимость времени начального плазмообразования от плотности мощности ЛИ в импульсе, хорошо соблюдающаяся при лазерном воздействии на ряд поглощающих материалов в условиях квазиодномерного разлета образующейся плазмы (Козлова Н.Н., и др., 1975; Бессараб А.В. и др., 1978; Данилычев В.А. и др., 1980; Чивель Ю.А. и Чумаков А.Н., 1983). Предложены эмпирические и теоретические обобщения обнаруженных закономерностей, описывающие также зависимость времени образования плазмы от формы лазерных импульсов (Берченко Е.А. и др., 1981, 1984; Минько Л.Я. и др., 1984; Минько Л.Я. и Чумаков А.Н., 1991; Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С.: 1995), а также влияние условий лазерного воздействия на особенности образования приповерхностной лазерной плазмы (Даньщиков Е.В. и др., 1982, 1985). В то же время особенности приповерхностного плазмообразования в условиях перехода к трехмерному разлету плазмы вплоть до струйного ее истечения почти не исследованы.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния характера разлета паров мишени на пороги испарения и плазмообразования при импульсном лазерном воздействии ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ) на плоские полированные мишени из алюминия и алюминиевых сплавов в воздухе нормальной плотности.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В экспериментах использовался моноимпульсный лазер на неодимовом стекле с энергией в импульсе до 50 Дж. Переход от квазиодномерного к трехмерному разлету паров мишени осуществлялся изменением пятна облучения в диапазоне 0,25÷4 мм и длительности лазерных импульсов от микросекундной ( $\tau = 0,35$  мкм) до наносекундной ( $\tau = 60$  нс). Благодаря изменению как диаметра пятен облучения, так и длительности лазерных импульсов обеспечивалась возможность разделения влияния на пороги плазмообразования характера разлета паров мишени с одной стороны, и собственно размеров пятна облучения - с другой. Распределение плотности мощности ЛИ на плоских мишениях в пятнах облучения 1÷4 мм было близко к прямоугольному с неравномерностью не хуже 20%, а в пятнах диаметром менее 0,5 мм - дифракционным.

Экспериментально изучены зависимости времени начала испарения и плазмообразования от размеров пятна облучения и плотности мощности ЛИ для лазерных импульсов двух типов с крутизной переднего фронта 350 и 80 нс (рис. I). Момент начала испарения и плазмообразования устанавливался по достижению некоторой пороговой яркости свечения паров и эрозионной плазмы (Минько Л.Я., Чивель Ю.А., Чумаков А.Н., 1985). В частности, за порог испарения принималось достижение в пятне облучения яркостной температуры 2700 К, соответствующей температуре кипения алюминия при нормальных условиях. Обнаружен существенный рост порогов испарения и плазмообразования при пятнах облучения менее 0,5 мм. Для всех исследованных пятен облучения при интенсивности до  $1,5 \cdot 10^3$  МВт/см<sup>2</sup>, наблюдалась однотипная степенная зависимость (Минько Л.Я. и др., 1984) времени начала испарения и образования плазмы от плотности мощности ЛИ, что свидетельствует об эрозионном характере начального плазмообразования. Пороговые для плазмообразования плотности мощности ЛИ составляют 25 и 50 МВт/см<sup>2</sup> при  $\tau = 350$  и 80 нс соответственно ( $d=4$  мм).

При переходе к пятнам диаметром 0,25 мм ( $\tau = 350$  нс) пороги плазмообразования возрастают до 80 МВт/см<sup>2</sup>, а пороги испарения повышаются при этом почти вдвое независимо от длительности лазерных импульсов. Сравнение пороговых плотностей энергии испарения и плазмообразования в пятнах облучения диаметром 1-4 мм для лазерных импульсов различной длительности приводит к приближенной зависимости  $E \sim \tau^{0,7}$ .

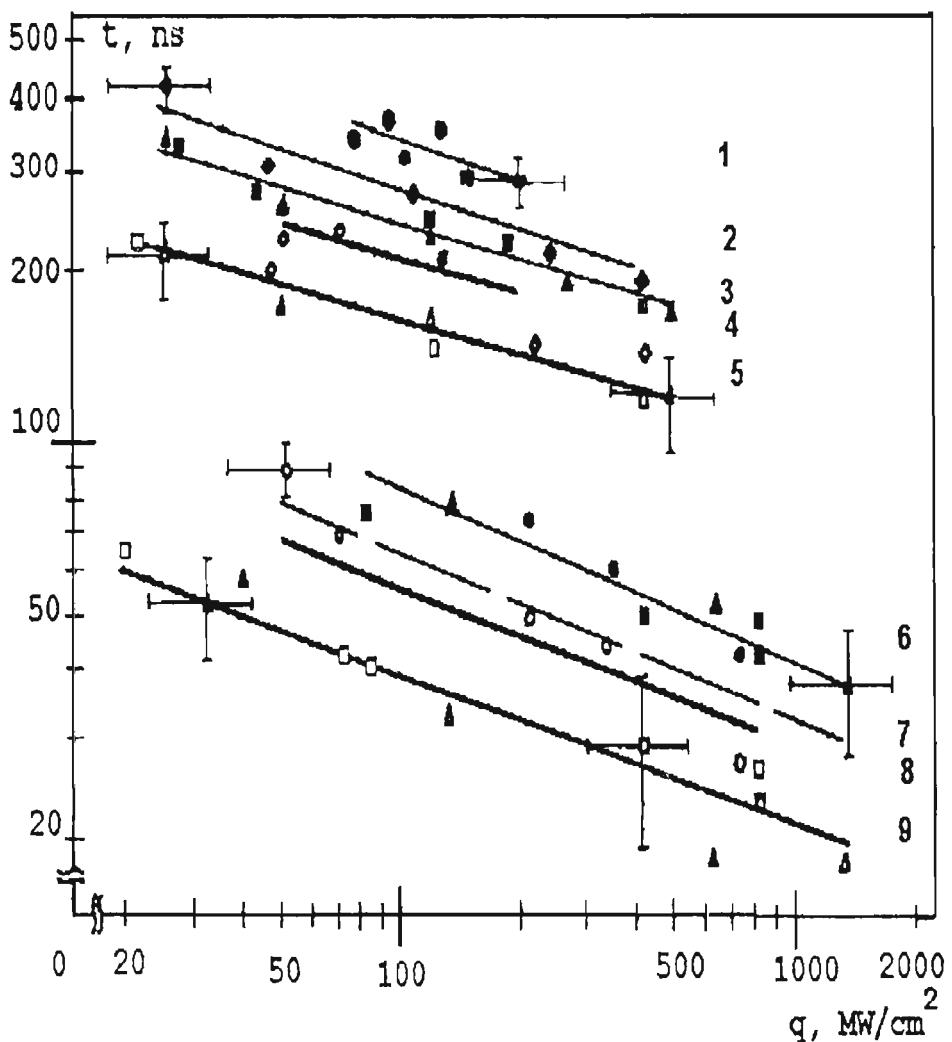


Рис. 1. Начало испарения - 4,5,8,9 (светлые символы  $\square$ ,  $\Delta$ ,  $\diamond$ ,  $\circ$ ); начало плазмообразования - 1-3,6,7 (темные символы  $\square$ ,  $\Delta$ ,  $\diamond$ ,  $\circ$ ); диаметр пятна облучения - 4 ( $\square$ ), 1 ( $\Delta$ ), 0,5 ( $\diamond$ ) и 0,25 мм ( $\circ$ ); длительность фронта лазерного импульса 350 (1-5) и 80 нс (6-9).

Обнаруженная размерная зависимость порогов плазмообразования наблюдается лишь в условиях существенно неодномерного разлета, реализующего при воздействии лазерных импульсов с  $\tau = 350$  нс, тогда как

размерная зависимость порога испарения наблюдается и в условиях квазиодномерного разлета ( $\tau = 80$  нс). Таким образом, экспериментально обнаружена размерная зависимость порогов плазмообразования, обусловленная боковым разлетом паров мишени из области воздействия. Наблюдаемая зависимость порогов плазмообразования осложнена возрастанием порогов испарения в малых пятнах облучения ( $d < 0,5$  мм), что указывает на локальный характер начального испарения.

### ЛИТЕРАТУРА

- Берченко Е.А., Кошкин А.В., Соболев А.П., Федюшин Б.Т.: 1981,  
*Квантовая электроника*, 8, №7, 1582.  
Берченко Е.А., Кошкин А.В., Соболев А.П., Федюшин Б.Т.: 1984,  
*Квантовая электроника*, 11, №4, 842.  
Бессараб А.В., Романов В.М., Самылин В.А., Фунтиков А.И.: 1978, *ЖТФ*,  
48, № 8, 1751.  
Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С.: 1995, *Квантовая электроника*, 22, 763.  
Данилычев В.А., Зворыкин В.Д., Холин И.В., Чугунов А.Ю.: 1980,  
*Квантовая электроника*, 7, №12, 2599.  
Даньщиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В.: 1982,  
*Квантовая электроника*, 9, №8, 1703.  
Даньщиков Е.В., Дымшаков В.А., Лебедев Ф.В., Рязанов А.В.: 1985,  
*Квантовая электроника*, 12, №9, 1863.  
Козлова Н.Н., Петрухин А.И., Суляев В.А.: 1975, *Квантовая  
электроника*, 2, №7, 1390.  
Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Чивель Ю.А.: 1984, *Квантовая электроника*,  
11, №11, 2241.  
Минько Л.Я., Чивель Ю.А., Чумаков А.Н.: 1985, *Ж. прикл. спектроскопии*,  
42, 55.  
Min'ko L.Ya., Chumakov A.N.: 1991, *Proceedings of the SPIE. Optical  
Radiation Interaction with Matter*, 1440, 166.  
Чивель Ю.А., Чумаков А.Н.: 1983, *Ж. прикл. спектроскопии*, 39, 159.

## ABLATION OF TiN COATINGS BY TEA-CO<sub>2</sub> LASER BEAM

*B.Gaković, M.Trtica, T.Nenadović, S.Petrović-Stepanović and N.Mijatović  
The Institute of Nuclear Sciences "Vinča", P.O.B. 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia*

### 1. Introduction

Although the laser-beam interaction on thin films/coatings is used in many areas of technology, a better understanding of interaction kinetic is required. The surface features during the interaction processes depend on the beam characteristics but also on the physical and thermomechanical properties of target and the surrounding atmosphere of the bombarded target.

Laser sputtering causes rapid removal of surface material and many combine thermal and collisional effects. Process may be divided into laser induced ablation which presents high-yield sputtering process and laser induced desorption which include low-yield sputtering. The process of laser beam target interaction can be described in terms of heat model including few characteristic stages: absorption of the laser beam and transformation of its energy in radiative or non-radiative processes, heating of the target without damage, ejection of material from the interaction region, formation of the plume above the surface and finally rapid cooling when interaction occurs (Kelly et al. 1992).

In many application material processing relies on the heating effect due to the absorption of the beam energy which is characterized by photon energy, pulse duration and fluence F (J/cm<sup>2</sup>). The amount of the absorbed energy depends on the optical and thermal characteristics of target. It increases with decreasing the wavelength ( $E=hc/\lambda$ ). The reflectivity of the most metals in the optical range of wavelengths reaches 70-95% of incident radiation. At the wavelength 10.6 μm that corresponds to the TEA-CO<sub>2</sub> laser beam the reflectivity on polished metal can be higher (Rykalin et al. 1988)

The analyses of the laser beam induced changes allow us to determine the threshold damage on different coatings, the damage area induced by different shape of the laser pulses, and the mechanism of the interaction.

### 2. Experimental

In this work the laser induced surface modifications of thin film studies were carried out by pulsed, UV preionized, TEA carbon-dioxide laser. The laser operated with nontypical CO<sub>2</sub>/X, X= N<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>; H<sub>2</sub> gas mixtures. The presence of hydrogen in the laser makes that efficiency of the system greater in comparison when it has been absent. The laser gave multimode output of a pulse repetition of 1Hz. The beam cross-section was typically of quadratic form so that spatial-uniform distribution of intensity can be assumed. Output pulse was in the interval from 3 to 40 mJ for CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub> gas mixture and FWHM = 80 ns.

The bombardment of coatings was performed with focused laser beam. The NaCl lens with focal length of 6.0 cm ensured the focusing on the target. Surface area of the laser spot of  $0.0008 \text{ cm}^2$  was measured optically. The laser beam interacted with coating on zero incident angle.

The TiN layer (thickness =  $0.85 \mu\text{m}$ ) was deposited by reactive d.c. ion sputtering from a 99.98% titanium target, on polished austenitic stainless steel AISI 316 type (Gaković et al. 1998).

The coating characterization has been performed by X-ray diffraction analysis, wavelength dispersive - XRD and energy dispersive analysis – EDX. For morphology studies the SEM analyses has been employed. We used both, the secondary electron (SE) and backscattered electron (BSE) detectors.

### 3. Results and Discussion

XRD as well as EDAX analysis done before laser irradiation of TiN coatings have confirmed its polycrystalline structure and stoichiometric composition. The surface topography of TiN coatings was homogeneous relatively dense with spherical growth features on the surface. Analyses of the cross section have shown columnar crystal structure typical for low temperature zone, presented in a three zone model of structure. This have been expected since the deposition temperature ( $T = 473 \text{ K}$ ) was lower than 0.3 from the melting temperature of material ( $T_m = 3220 \text{ K}$ ). The grain sizes varied from few tens to one hundred nanometers.

Investigation of TiN coating morphological changes, induced by the laser radiation, has shown their dependence on laser fluence, number of pulses and laser pulse shape. In this work we present the results of 20 and 340 TEA CO<sub>2</sub> laser pulses interaction with TiN/AISI layer.

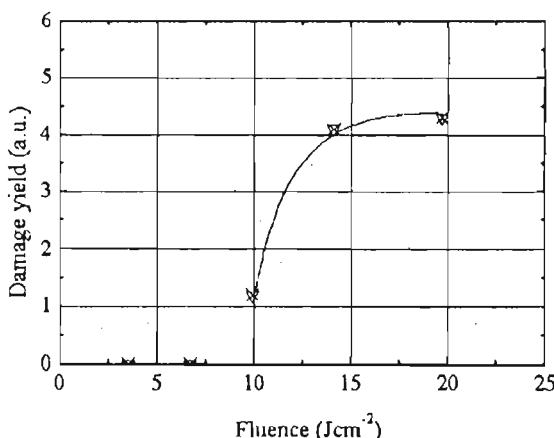
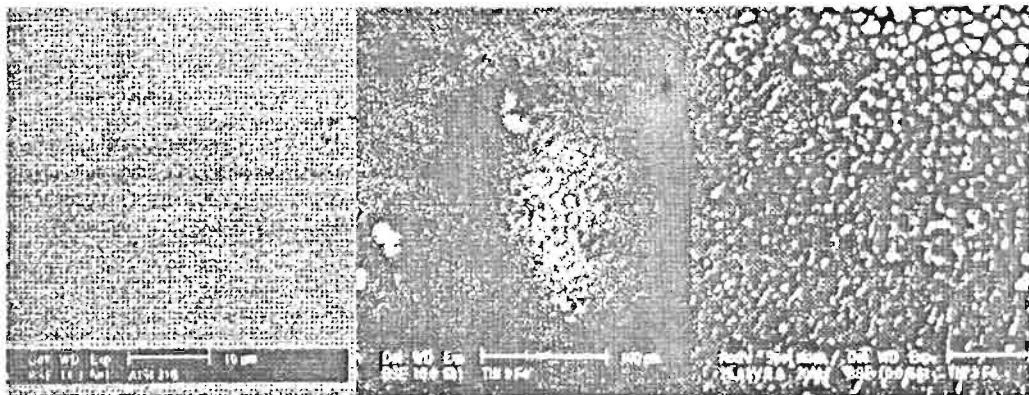


Fig. 1. Damages yield as a function of the fluence for twenty laser pulses.

Three types of interaction were obtained depending on the incident laser fluence. At the beginning target acted as a mirror for laser radiation (reflectivity 97%) and laser pulses were reflected without noticeable changes on the target surface. A damage threshold defined as the minimum fluence that creates a detectable damage on the surface. In this experiment the registered damage threshold was observed after twenty accumulated pulses. The obtained value of 9.9 J/cm<sup>2</sup> is presented on Fig.1.

Finally the action of 340 laser pulses with fluences of 14 J/cm<sup>2</sup> and laser intensity  $I \approx 170$  MW/cm<sup>2</sup> leads to important changes in morphology of TiN coating, Figure 2. (a-c). During the laser action on the coating the three zones in damage area, can be distinguish.



*Fig. 2 (a-c). The morphology of TiN coating changes induced by 340 pulses of TEA CO<sub>2</sub> laser: a- as deposited coating surface, b- central part of the spot and c- rim of the spot periphery.*

SEM analyses have shown that the target surface of this type of interaction shows signs of superficial melting. Heating in the zone of interaction must be the primary process of laser sputtering ablation (Nenadović et al. 1992).

Each shot after twenty pulses ignites a discharge in front of the target. The emitted particles above the target surface form a plume. The plume above the surfaces is always present after about twenty pulses. It increases up to 3-4 mm after about 100 pulses. The present of the plume suggests that there are also a thermal effects in sputtering (desorption and ablation) connected with induced surface morphology.

The X-ray analyses have shown that the composition of heated area differs from those of as deposited materials. The processes form an alloy layer of a specific composition. The analyses (EDAX) of the composition ( ‰) of the targets are presented on the Table 1. The obtained composition do not improve the cutting properties of laser bombarded coatings.

Table 1. The EDAX analyses of the targets.

	Ti	N	Fe	Cr	Ni	(Mo,Mn,Si)
substrate AISI 316	-	-	66.27	17.74	12.65	3.43
coating TiN on AISI 316	49.05	24.88	17.25	5.20	3.16	0.47
dark area in the bombarded zone	68.33	-	21.05	6.63	3.99	-
bright area in the bombarded zone	6.92	-	59.37	16.04	11.68	5.99

#### 4. Conclusions

The interaction of the radiation of laser radiation of TiN coatings can be summarized as follows:

- Laser induced processes in central part of the spot cause the decomposition of the coatings and wave like structure in the interaction area. The distance between two following waves is about 10  $\mu\text{m}$ , which corresponds to the wavelength of TEA CO<sub>2</sub> laser radiation.

- In the outer zones pulse shots produced thermally activated changes: material removal out of the interaction region and droplet formation. Solidified droplets melting of TiN are noticeable. Subsequently fast heating and cooling during multi-pulse laser bombardment cause the grain growth in the bombarded zone.

#### REFERENCES

- Kelly R., Miotello A., Baren B., Gupta A. and Casey K., 1992, *Nuclear Instruments and Methods in Physical Research B* 65, 187.  
 Gaković B., Rakočević Z., Nenadović T., Peruško D., Trtica M, 1998, *Solid State Phenomena* Vols. 61-62, 357  
 Nenadović T., Mihać T., Rakočević Z., 1992, *Thin Solid Films* Vol. 218, 247.  
 Rycalyn N., Uglov A., Zuev I. Kokora A., Laser and Electron Beam Material Processing, Handbook, Mir Publisher Moscow, 1988.

## TANGENTIAL FLOW MIP SOURCE WITH DESOLVATION SYSTEM

S. JOVIĆEVIĆ, M. IVKOVIĆ, Z. PAVLOVIĆ, N. KONJEVIĆ

*Institute of Physics, 11 080 Belgrade, P.O.Box 68, Yugoslavia*

*E-mail: konjević@atom.phy.bg.ac.yu*

**Abstract.** In this paper we present the description of a tangential flow microwave induced plasma source which enables generation a temporally and spatially stable discharge, located in the center of the discharge tube. In such a configuration etching of the tube walls and thermal losses are greatly reduced. The desolvation system which is also described enables enhancement of the detection limits of analytical species, whose spectral lines are overlapped by OH bands.

### 1. INTRODUCTION

After the introduction of the Beenakker (1976) cylindrical resonant cavity microwave-induced plasmas (MIP) has received considerable attention as an excitation source for atomic emission spectroscopy (see e.g. Q. Jin et al. 1997). This cavity, which operates at 2.45 GHz in the  $TM_{010}$  mode, make possible the generation of a plasma at atmospheric pressure in argon or helium. Further modification of this cavity by Van Dalen et all. (1978) enables more efficient excitations of various elements in aqueous solutions.

It was noticed that at input power above 50 W plasma moves to the wall of the tube. Same spatial distortion of the plasma is observed at higher support gas flow rates also. This characteristic of MIP has several detrimental effects. Plasma, which touches the inner wall of the discharge tube will etch the wall, and shortens the tube lifetime. Etching may also lead to analyte memory effects due to occlusion of salt particles at the etched surface. The plasma also has a tendency to wander about the inner wall of the discharge tube making difficulties to couple the plasma image to a monochromator. Therefore, it would be desirable to obtain a plasma discharge which is temporally and spatially steady and which do not lie along the discharge tube wall to reduce etching and thermal losses.

The introduction of aqueous solution of investigated samples results in a existence of very intense OH bands. Such a bands overlap low intensity spectral lines of analytical samples, and in this way reduce detection limits. For some elements this problem is so pronounced that analytical line detection is practically impossible. In such case it is desirable to remove water from sample gas before entering discharge vessel. The method for obtaining dry and spatially and temporally stable plasma is presented in this paper.

### 2. EXPERIMENT

We used commercially available Van Dalen et all. (1978) modification of the Benakeers (1976) cylindrical resonant cavity (model HMW 25-471) supplied via coaxial cable by the 300 W, 2.45 GHz microwave generator GMW 24-302DR (both

produced by AHF analysentechnik, Tübingen, Germany). The resonant cavity with inner diameter 88 mm and depth 7.65 mm is made from silver electroplated brass. The microwave power is coupled into the cavity by the inner conductor of the coaxial cable, which ends like an antenna inside the cavity. Variable capacitive coupling is obtained by variation of distance between end of the antenna and opposite wall of the inner part of the cavity. This allows transformations of the plasma impedance to the impedance of the coaxial cable and getting an optimal matching of the load to the generator. Tuning of the cavity resonance frequency, is achieved by adjusting the radially mounted ceramic stub, in order to compensate dielectric effects induced by different plasma conditions.

*Tangential flow torch* In applied configuration spatial distortion is eliminated by using discharge tube similar to the tangential flow MIP torch reported by A. Bollo-Kamara (1985). This torch, constructed entirely from quartz, utilizes a concentric tube arrangement, with a thread insert to generate a tangential flow. The thread is fused to the inner and then sealed to the outer tube. We also use two concentric tubes, made from Al oxide, separated by the cooper wire (see Fig 1). These tubes (outer diameters 4 and 2 mm) are fixed by stainless steel body and holding nut via graphite gasket. Windings of the cooper wire are the same as coils of a A.Bollo-Kamara (1981) threaded insert.

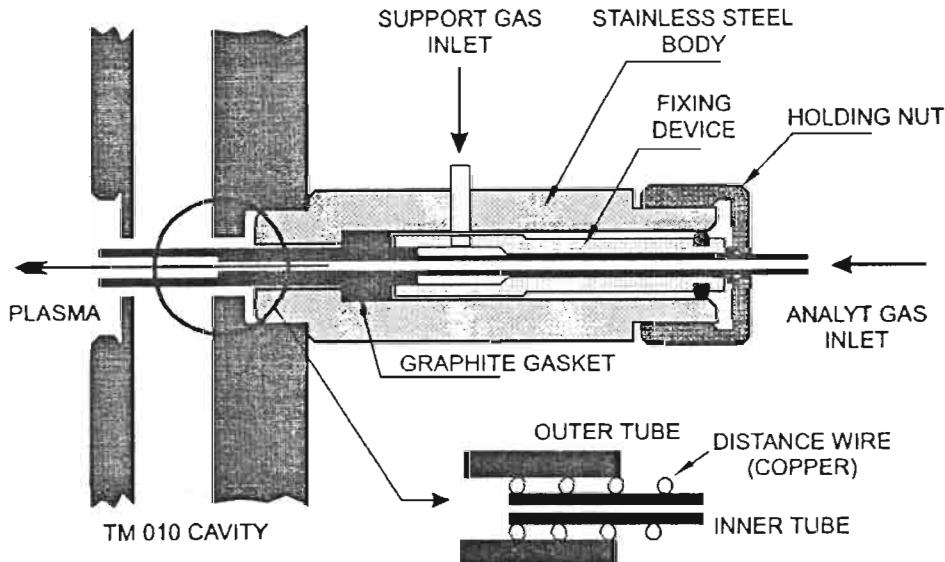


Figure 1. Cross section of tangential flow MIP torch

The optimal positioning of the Al oxide tubes are shown in Figure 1. Analyte sample gas goes through the inner tube while the plasma support gas is introduced through the outer sleeve and exit from the cooper wire windings with a spiral trajectory. In such a manner, by increasing the flow rate of support gas, discharge behaves as a rod like filament, suspended in the center of the discharge tube, extending the length of the cavity. Once this so called "suspended plasma" is formed the gas flow

rate can be decreased to the lower values. The obtained discharge is spatially and temporally stable and separated from tube walls.

*Desolvation system* This used desolvation system is similar to the one described by Veillon et all. (1968) see Figure 2. It consists of right angle pneumatic ICP nebulizer, spray chamber, evaporating chamber and modified Liebig-Graham condenser.

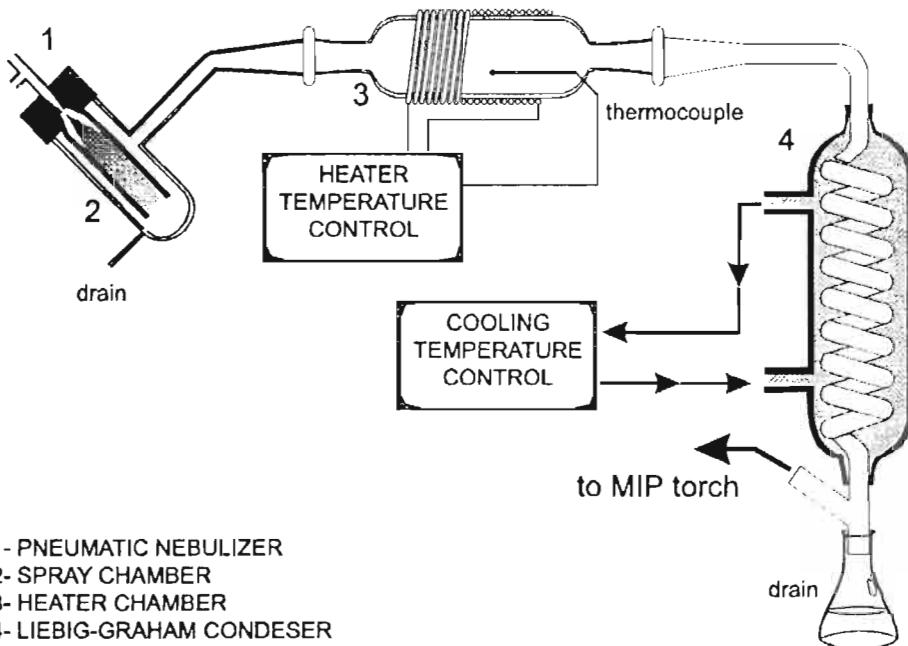


Figure 2. The desolvation system

For generation of aerosols from aqueous solution of analyzed samples we used Meinhard right angle pneumatic ICP nebulizer. Aerosols produced from this nebulizer have both extremely wide drop size ranges and very turbulent gas flow patterns [Browner et all. 1984]. In order to reduce in this way generated random fluctuations of spectral line intensities dual tube Scott-type (1974) spray chamber was used [see Fig.2]. The purpose of the central tube is to separate the forward and reverse aerosol flows, the latter produced as a result of the low pressure in the region of high aerosol velocity. Evaporation of water was realized by the use of glass chamber heated to the temperature of 300 C and controlled by thermocouple and corresponding electronics. The water vapor is then condensed by Liebich Graham condenser cooled by water, which temperature is sustained at 3 C. Water droplets are accumulated in the drain and dry gas with analytic sample is lead to the discharge tube. This desolvation system removes water vapor from discharge, what is verified by lowering of the OH band spectra by two orders of magnitude (see Figure 3).

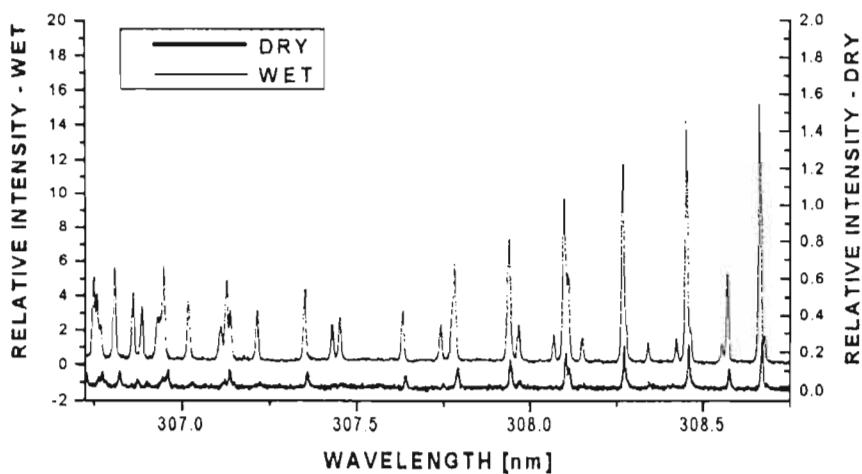


Figure 3. OH band spectra in wet and dry nebulizer gas

Surprisingly a little effects to the intensity of the analytical sample spectral lines noticed. The drying of the nebulizer gas makes MIP discharge more stable and detection limits enhanced.

#### REFERENCE.

- Beenakker C.I.M., 1976, *Spectrochimica Acta* 31B, 483  
Bollo-Kamara A, Codding E.G., 1981, *Spectrochimica Acta* 36B, 973  
Browner R.B., Boorn A.W., 1984, *Anal. Chem.*, 56, 786  
Jin Q, Duan Y, Olivares J.A. (1997), *Spectrochimica Acta* 52B, 131  
Scott R.H., Fassel V.A, Kniseley R.N., Nixon D.A. 1974, *Anal. Chem.*, 46, 75  
Van Dalen J.P.J, de Lezenne Coulander P.A, de Galan L, 1978, *Spectrochimica Acta* 33B, 545  
Veillon C, Margoshes M, 1968, *Spectrochimica Acta* 23B, 553

## ON THE USE OF RELATIVE LINE INTENSITIES OF FORBIDDEN AND ALLOWED COMPONENTS OF THE He I 447.1 nm LINE FOR ELECTRIC FIELD MEASUREMENTS

M. M. KURAICA, N. KONJEVIĆ, M. ĆUK and B. M. OBRADOVIĆ

*Faculty of Physics, University of Belgrade, 11001 Belgrade, P.O.Box 368, Yugoslavia*

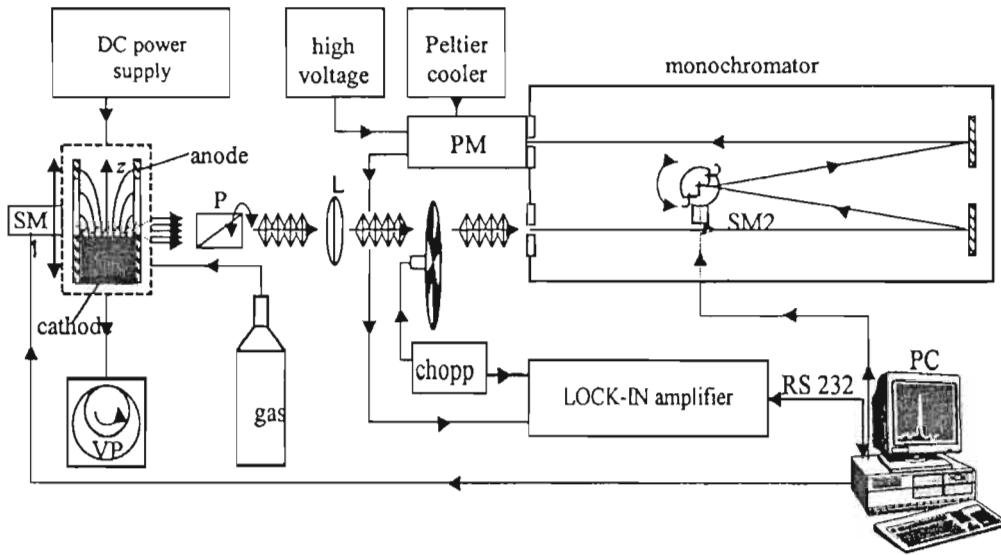
### 1. INTRODUCTION

Recently we have reported measurements of electric field strength in the cathode fall region of an analytical glow discharge, determined from Stark splitting and shifting of three visible He I lines and their forbidden components (Kuraica *et al.*, 1997). In this paper, we present the results of an attempt to use relative line intensities of the He I 447.1 nm allowed line ( $2p\ ^3P^0 - 4d\ ^3D^0$ ) and its forbidden component ( $2p\ ^3P^0 - 4f\ ^3F^0$ ) for the measurement of electric field strength in the cathode fall region of the same analytical glow discharge (GD) in helium-hydrogen mixture. For determination of electric field strengths we calculated the He I relative line intensities following classical Foster's paper (Foster, 1927). An experimental testing of electric field measurements in helium-hydrogen mixture is performed using Stark spectroscopy of the hydrogen Balmer  $H_\beta$  line (Videnović *et al.*, 1996).

### 2. EXPERIMENT

The experimental setup is presented schematically in Fig.1. Our discharge source, a modified Grimm GD is laboratory made and described in detail elsewhere (Kuraica *et al.*, 1992, 1997). Here, for completeness, minimum details will be given. The hollow anode 30 mm long with inner and outer diameters 8.00 mm and 13 mm, has a longitudinal slot (15 mm long and 1 mm wide) for side-on observations along the discharge axis. The water cooled cathode holder has an exchangeable iron electrode, 18 mm long and 7.60 mm in diameter, which screws tightly into its holder to ensure good cooling. A gas flow of about 300 cm<sup>3</sup>/min of helium-hydrogen mixture (95% He : 5% H<sub>2</sub>) is sustained at a pressure of 200 Pa by means of needle valve and a two-stage mechanical vacuum pump. To run the discharge a 0-2 kV, 0-100 mA current stabilized power supply is used. A ballast resistor of 10 kΩ is placed in series with the discharge and the power supply.

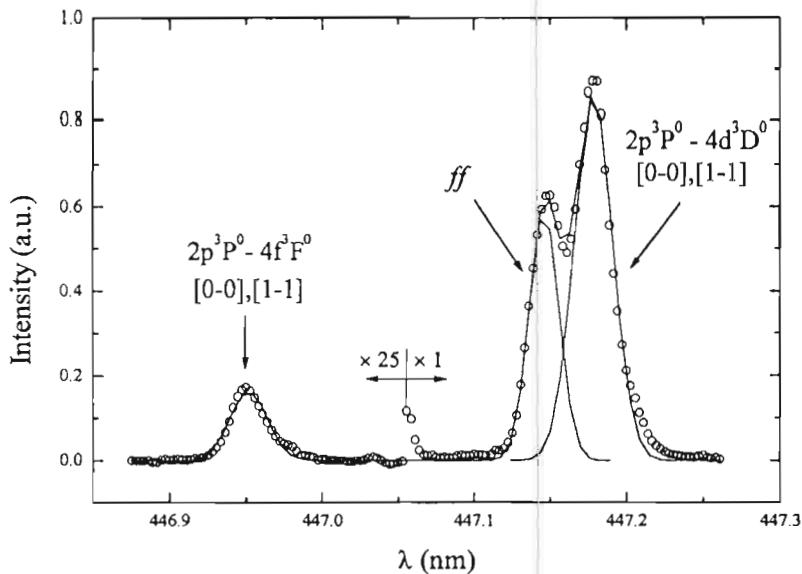
After polarization with a Glan-Thomson prism or a plastic polarizer, the radiation from the discharge source is focused with unity magnification (8 cm focal length achromat lens) onto the entrance slit of the scanning monochromator-photomultiplier system, see Fig.1. For electric field intensity axial distribution measurements, the discharge tube is translated in ≈0.1 mm steps by a stepping motor, so that the discharge image obtained through the observation slot is translated in the plane of the entrance slit (30 μm) of the monochromator. For the spectral recordings, 4 m Hilger and Watts Ebert type spectrometer with inverse dispersion of 0.242 nm/mm is used. All spectra are recorded with 30 μm entrance and exit slits, giving a Gaussian instrumental profile with 0.022 nm half-width. The monochromator is equipped with a stepping motor which enables minimum wavelength change in steps of 0.0028 nm. For radiation detection, a photomultiplier with Peltier cooling is used. A lock-in signal amplification technique is employed. The entire experiment is controlled by a PC. The same computer is used for data acquisition and analysis.



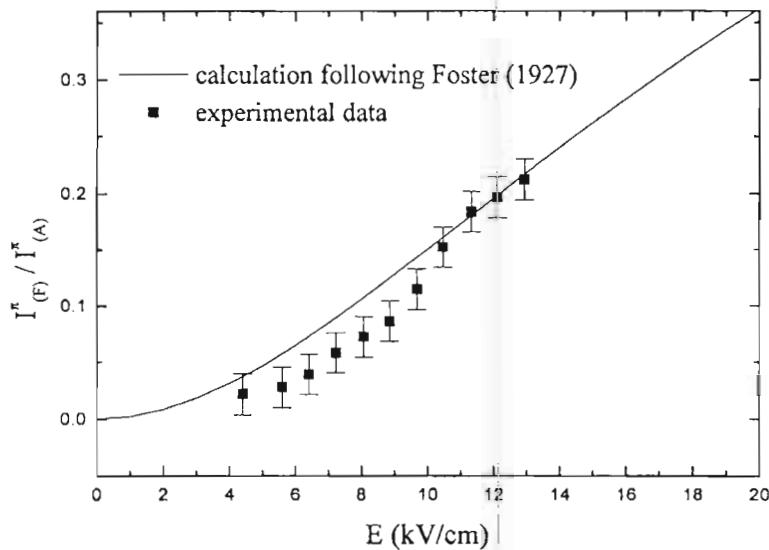
**Fig. 1.** Schematic diagram of the central part of Grimm GDS and experimental setup for side-on observations. Symbols: VP - vacuum pump, SM 1 and SM 2 - stepping motors; P - polarizer; L - lens; PM - photomultiplier.

### 3. RESULTS AND DISCUSSION

As an illustration of the influence of electric field strength on the He I 447.1 nm allowed line and its forbidden component intensities, typical  $\pi$ -polarized spectra recorded in the cathode fall region of our GD, at electric field strength 12.1 kV/cm, is given in Fig.2. Both, allowed and forbidden lines marked in this figure contain two  $\pi$ -components which cannot be resolved in our experimental conditions, see Fig.2. The third feature, marked with *ff* in Fig.2, originates from the discharge protruding through the longitudinal observation slot into the field free space (Kuraica *et al.*, 1997). Therefore, in order to estimate the total intensity of unresolved two  $\pi$ -components of allowed line, it is necessary to subtract the radiation intensity of the *ff* feature from the overall profile. This is done by fitting the experimental data with two independent Gaussian profiles. Then, from the whole fit, the area of the *ff* profile is subtracted. The results of forbidden-to-allowed He I  $\pi$ -profile intensity ratios, measured along the cathode fall region of our GD (at various electric field strengths, determined from  $H_\beta$  line shapes at same positions, see Kuraica *et al.*, 1997), are given in Fig.3. The solid line in Fig.3. represents our calculation of theoretical intensity ratios for this line following Foster (1927).



**Fig.2.** Typical  $\pi$ -polarized spectra recording of the He I 447.1 nm allowed line and its forbidden component at electric field strength of 12.1 kV/cm in the cathode fall region.



**Fig.3.** Comparison of experimental and theoretical intensity ratios of  $\pi$ -components of the He I 447.1 nm allowed and its forbidden line.

Electric field strength is determined from the  $H_{\beta}$  line shapes at same positions (Videnović *et al.*, 1996). From the comparison of our experimental and theoretical data in Fig.3, one may conclude that, in spite of some difficulties like e.g. deviation from theoretical predictions at low electric field strengths, intensity ratios of the  $\pi$ -components of forbidden and allowed He I 447.1 nm line may be used for electric field measurements. At low electric fields, the partial overlapping of the  $ff$  feature with allowed line makes the subtraction of the  $ff$  line impossible, which results in increasing the allowed line total intensity. Consequently, the intensity ratio shows systematical decrease at low electric fields.

#### REFERENCES

- Foster J.S., 1927, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* **117**, 137.  
Kuraica M, Konjević N., Platiša M. and Pantelić D., 1992, *Spectrochim. Acta B* **47**, 1173.  
Kuraica M.M. and Konjević N., 1997, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1521.  
Kuraica M.M., Konjević N. and Videnović I.R., 1997, *Spectrochim. Acta B* **52**, 745.  
Videnović I.R., Konjević N. and Kuraica M.M., 1996, *Spectrochim. Acta B* **51**, 1707.

## ON THE 455.254 nm N II SPECTRAL LINE STARK WIDTH. PRESENT STATUS

V. MILOSAVLJEVIĆ and S. DJENIŽE

*Faculty of Physics, University of Belgrade  
P.O.B. 368, 11001 Belgrade, Serbia, Yugoslavia*

### 1. INTRODUCTION

Existence of the singly ionized nitrogen (N II) spectral lines in a great number of various star spectra make them interesting for diagnostic purposes. A number of the papers (Day and Griem 1965; Berg *et al.* 1967; Jalufka and Craig 1970; Purcell and Barnard 1984; Pittman and Konjević 1986) deals with the Stark width measurements of the 455.254 nm N II spectral line that belong to 3d-4f transition (multiplet No. 58). The existing experimental values lie between 18 000 K and 36 000 K electron temperature and show mutually scatter up to the factor 5. No theoretical Stark FWHM (full-width at half intensity maximum,  $w$ ) calculations exist for this transition, to the knowledge of the authors (Fuhr and Lesage 1993, and references therein).

The aim of this work is to extend the knowledge of the Stark FWHM of the 455.254 nm spectral line up to 54 000 K electron temperature.

### 2. EXPERIMENT

The modified version of the linear low pressure pulsed arc (Djeniže *et al.* 1990; Djeniže *et al.* 1998; Milosavljević and Djeniže 1998) has been used as a plasma source. A pulsed discharges driven in a quartz discharge tube of 5 mm inner diameter and has 6.2 cm effective plasma length. The tube has end-on quartz windows. On the opposite side of the electrodes (Fig. 1 in Djeniže *et al.* 1998) the glass tube was expanded in order to reduce erosion of the glass wall and also sputtering of the electrode material onto the quartz windows. The working gas was nitrogen and oxygen mixture (83% N<sub>2</sub> + 17% O<sub>2</sub>) at 70 Pa filling pressure in flowing regime. Spectroscopic observation of isolated spectral line was made end-on along the axis of the discharge tube. A capacitor of 14  $\mu$ F was charged up to 3.0 kV. The line profile was recorded by a shot-by-shot technique following the procedure described earlier (Djeniže *et al.* 1990). The photomultiplier signal was digitized using oscilloscope, interfaced to a computer. A standard deconvolution procedure (Davies and Vaughan 1963) was used. The deconvolution procedure was computerized using the least square algorithm. The Stark width was measured with  $\pm 15\%$  error. The plasma parameters were determined

using standard diagnostics methods. The electron temperature was determined from the ratios of the relative intensities of the 348.49 nm NIV to 393.85 nm N III and the previous N III to 399.50 nm N II spectral line, assuming the existence of LTE, with an estimated of  $\pm 12\%$  error. All the necessary atomic parameters were taken from Wiese *et al.* (1966). The electron density decay was measured using a well-known single wavelength He-Ne laser interferometer for the 632.8 nm transition with an estimated error of  $\pm 7\%$ .

### 3. RESULT AND DISCUSSION

The observed Stark FWHM of the 455.254 nm N II spectral line is  $0.256 \text{ nm} \pm 15\%$  at  $T = 54000 \text{ K}$  electron temperature and  $N = 2.8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  electron density. Experimental Stark FWHM (taken from various papers and our measured value) dependence on the electron temperature, at electron density of  $N = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , is presented graphically in Fig. 1.

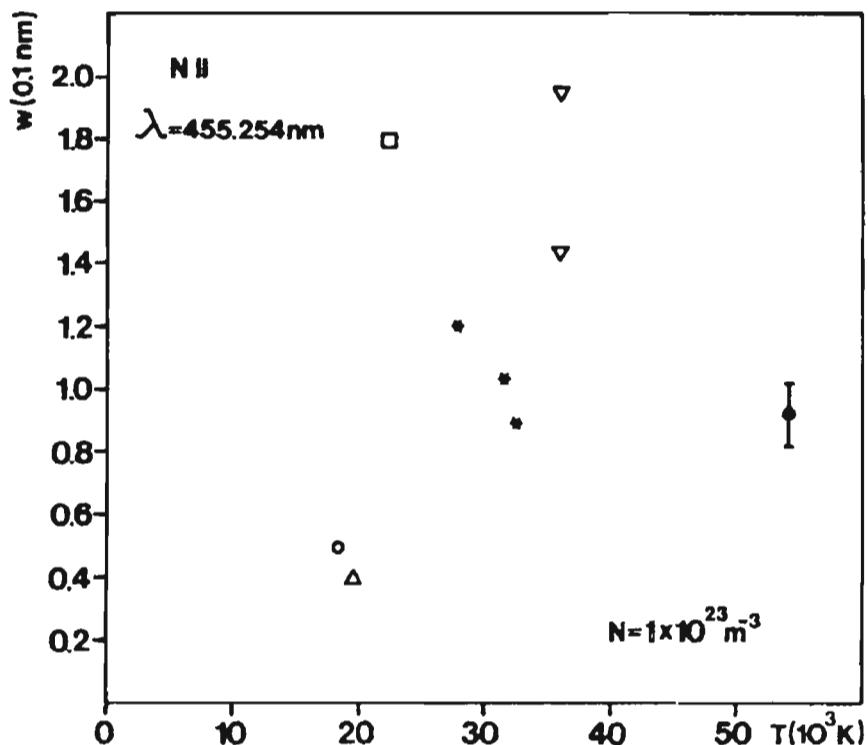


Fig. 1. Measured Stark FWHM vs electron temperature:  $\Delta$ , Day and Griem (1965);  $\square$ , Berg *et al.* (1967);  $\circ$ , Jaluska and Craig (1970);  $\nabla$ , Purcell and Barnard (1984);  $*$ , Pittman and Konjević (1986);  $\bullet$ , this work. The error bar includes the width and electron density uncertainties.

It is evident that the existing experimental results show mutually scatter. Berg *et al.* (1967) and Purcell and Barnard (1984) have measured the highest Stark FWHM values in comparison to the results of other authors. Our new Stark FWHM value at 54 000 K electron temperature follows the trend estimated by the results of Pittman and Konjević (1986). Results from Day and Griem (1965) and Jaulfska and Craig (1970), at about 20 000 K electron temperature, lie under other experimental data. Theoretical calculations of the Stark FWHM value of the 455.254 nm N II spectral line would be helpful.

### Acknowledgements

This research is a part of the project "Plasma Spectroscopy" supported by Ministry of Science and Technology of the Republic of Serbia.

### References

- Berg, H.F., Ervens, W., Furch, B.: 1967, *Z. Phys.* **206**, 309.  
 Davies, J.T., Vaughan, J.M.: 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 1302.  
 Day, R.A., Griem, H.R.: 1965, *Phys. Rev.* **140**, A1129.  
 Djeniže, S., Srećković, A., Platiša, M., Konjević, R., Labat, J., Purić, J.: 1990, *Phys. Rev. A* **42**, 2379.  
 Djeniže, S., Milosavljević, V., Srećković, A.: 1998, *JQSRT*, **59**, 71.  
 Fuhr, J.R., Lesage, A.: 1993, Bibliography on Atomic Line Shapes and Shifts, (July 1978 through March 1992) NIST Special Publication 366 Supplement 4 US DC National Institute of Standards and Technology.  
 Jalufka, N.W., Craig, J.P.: 1970, *Phys. Rev. A* **1**, 221.  
 Milosavljević, V., Djeniže, S.: 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, **128**, 197.  
 Pittman, T.L., Konjević, N.: 1986, *JQSRT*, **36**, 289.  
 Purcell, S.T., Barnard, A.J.: 1984, *JQSRT*, **32**, 205.  
 Wiese, W.L., Smith, M.W., Glennon, B.M.: 1966, "Atomic Transition Probabilities" NSRDS NBS 4 Vol.1 (Washington, DC:US Govt Printing Offices).

## ON THE IONIZING SOURCES IN SPIRAL GALAXIES: II. THE CENTER OF THE MILKY WAY

V. MILOŠEVIĆ-ZDJELAR<sup>1</sup>, S. SAMUROVIĆ<sup>1</sup> and M.M. ĆIRKOVIĆ<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Public Obs., Gornji Grad 16, Kalemegdan, 11000 Belgrade, Yugoslavia*

*E-mail vesnamz@afrodisita.rcub.bg.ac.yu*

*E-mail srdjanss@afrodisita.rcub.bg.ac.yu*

<sup>2</sup>*SUNY at Stony Brook, Stony Brook, NY 11794-3800, USA*

<sup>3</sup>*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade 74, Yugoslavia*

*E-mail cirkovic@sbast3.ess.sunysb.edu*

### 1. INTRODUCTION

The overall shape of our galaxy, Milky Way, has mainly been revealed – it is classified as a SAB(rs) type galaxy with a bar (Kuijken 1996, and references therein; Gyuk 1996), weak rings and a four arms spiral structure (Valée 1995).

A model for the rotation curves of spiral galaxies by Sofue (Sofue 1996), could be applied to the Milky Way introducing:

- nuclear mass component (scale radius  $r \sim 100 - 150$  pc, mass  $M \sim 3 - 5 \times 10^9 M_\odot$ ),
- central bulge ( $r \sim 0.5 - 1$  kpc,  $M \sim 10^{10} M_\odot$ ),
- disk ( $r \sim 5 - 7$  kpc, thickness  $\sim 0.5$  kpc, and  $M \sim 1 - 2 \times 10^{11} M_\odot$ ),
- massive halo ( $r \sim 15 - 20$  kpc,  $M \sim 2 - 3 \times 10^{11} M_\odot$ ).

The fifth component could be added (Sofue 1996) for the Milky Way – the very nucleus ( $r \sim 30$  pc,  $M \sim 10^7 M_\odot$ ) with a "dark" mass at a dynamical center of the Galaxy ( $r \leq 0.01$  pc,  $M \simeq 2.6 \times 10^6 M_\odot$ ).

The distribution and influence of different ionizing sources throughout the Galaxy (even some local like the great Gum Nebula) could be described by the Taylor-Cordes model (TC93) (Taylor and Cordes 1993), with Galactic center (GC) component added (Lazio and Cordes 1998, hereafter LC98), using a number density of free electrons in the interstellar medium as a parameter of ionization. In this contribution we discuss the fifth (GC) component that becomes dominant from the galactocentric distance of 0.5 kpc towards the GC.

The opened question remains whether the "dark mass" in GC is directly responsible for the high ionization of that region, or only indirectly through the accretion disk, if it is a supermassive black hole (BH).

## 2. THE CENTER OF THE MILKY WAY

The complete activity of the GC region has been studied for almost two decades now, and numerous nonthermal and thermal sources have been revealed. All of them contribute to the total electron density of the last component in the equation that represents the overall estimate of electron density ( $n_e$ ) distribution (TC93, LC98):

$$n_e(x, y, z) = n_1 g_1(r) \operatorname{sech}^2(z/h_1) + n_2 g_2(r) \operatorname{sech}^2(z/h_2) + \\ + n_a \operatorname{sech}^2(z/h_a) \sum_{j=1}^4 f_j g_a(r, s_j) + n_{GGG}(u) + n_{GCGGC}(r) h_{GC}(z) \quad (1)$$

where  $r$  is the Galactocentric distance projected onto the plane and is equal  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ , the sum goes over four spiral arms,  $n_i$ ,  $i = 1 \dots 5$  denotes the density in different regions,  $f_i$ ,  $i = 1 \dots 4$  are scale factors,  $g_i$ ,  $i = 1 \dots 5$  are functions of position,  $h_i$ ,  $i = 1 \dots 4$  are scale heights and  $z$  is the height above the galactic plane. The detailed description of each component is given in TC93 and LC98.

The GC component has a following shape:

$$n_{GCGGC}(r) h_{GC}(z) = (10 \text{ cm}^{-3}) \times e^{-(\frac{r}{0.15})^2} \times e^{-(\frac{z}{0.075})^2} \quad (2)$$

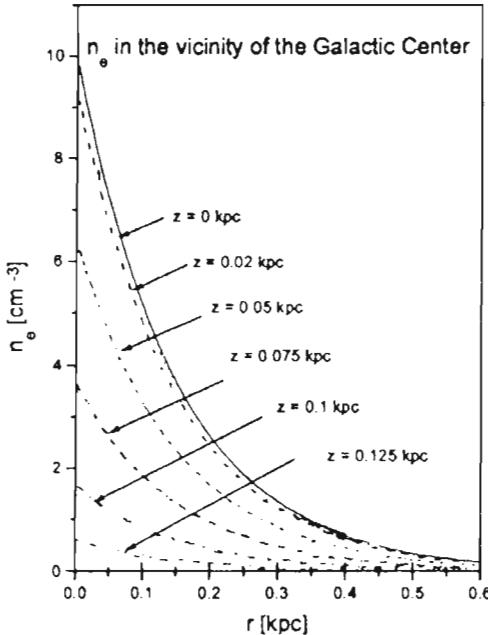


Fig. 1. Dependence of electron density  $n_e$  as a function of Galactocentric radius  $r$  in the vicinity of the GC (up to  $\sim 500$  pc) for different heights above the galactic plane –  $z$ , according to LC98.

The overall contribution of the GC component to the total electron density  $n_e$  of the Galaxy, according to eq. (2), is shown in Fig. 1. The problem of the ionization throughout a spiral galaxy is briefly discussed in Samurović, Ćirković, Milošević-Zdjelar and Petrović (1998) (Paper I).

Electron densities as functions of  $r$  are presented in TC93 (in their Fig. 3).

Local contributions from the GC area come from a complex set of sources. At a dynamical center of the Milky Way lies a nonthermal synchrotron radio-source SgrA\*, of yet unrevealed nature, surrounded with thermal orbiting plasma SgrA West (within a Central Cavity,  $r \sim 1$  pc), which is ionized by IRS 16, a cluster of hot HeI/HII (spectral type O) stars in the vicinity of GC ( $r \sim 0.6$  pc) (Zylka *et al.*, 1995). Cavities like this one are usual features around stellar associations which blow out surrounding interstellar matter by stellar winds, leaving hot rarefied gas cavity surrounded with envelope of neutral and ionized gas (Bochkarev and Ryabov 1997). In our case the envelope is a Circum-Nuclear Disc beginning at the outer edge of SgrA West (the Arc) at ( $r \sim 1.7$  pc) and extending as far as 12 pc. SgrA West complex consists of a three arm minisprial and an extended ionized component, and contributes with  $n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (minisprial) and  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  (extended component) (Beckert *et al.*, 1996).

Some other local features of the smaller scale, like the Bullet (Yusef-Zadeh *et al.* 1998), and the Sickle (Yusef-Zadeh *et al.*, 1997b), contribute the  $n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and  $10^2 \text{ cm}^{-3}$ , respectively.

Another contribution of  $n_e \sim 6 \text{ cm}^{-3}$  (Koyama *et al.*, 1996) comes from a probable supernova remnant SgrA East located 30 pc behind the GC. It is heated by a cluster of hot O stars behind SgrA West (Sofue 1993). There have been some attempts to describe its unusual feature, more energetic than supernova, as a Seyfert-like activity like in the nuclei of some other spiral galaxies (LaRosa and Kassim 1985). SgrA East is physically interacting with a "50 km s<sup>-1</sup> molecular cloud" forming new stars in the areas of collision, and is considered to be the source of the high energy activity of the GC (Yusef-Zadeh 1997a). The GC region ( $r \sim$  few hundred pc) is responsible for 10% of the total star forming rate of the entire Galaxy (Sofue 1993).

The contribution of SgrA complex to the total electron density is  $n_e \sim 6 \text{ cm}^{-3}$ , and it drops outside of that area to 0.3-0.4 cm<sup>-3</sup>.

One of the largest luminous HII plasma/molecular region in the GC vicinity is SgrB2 at a distance of 100 pc from GC. It consists of several active star forming regions with numerous associated dense HII regions (Gordon *et al.*, 1993). Besides SgrB2, within the Nuclear Disc ( $r \sim 200$  pc, thickness 50 pc), there are several other HII (SgrC, D, and E), and star forming regions.

ASCA observations detected strong K $\alpha$  lines from highly ionized various elements, and showed presence of high temperature plasma over the GC region (Koyama *et al.*, 1996).

On the large scale, hot plasma is distributed symmetrically along the galactic plane with a strong concentration at the GC. X-ray spectra obtained from ASCA showed high energy (10 keV) spectra of the similar shape over the emission region (Koyama *et al.*, 1996). Their results show that energy generation rate resembles the rates at the active galactic (Seyfert-like) nuclei, having a large mass concentration at the GC.

Weaker thermal emission is detected extending 80 pc along the Galactic plane on both sides of GC. Vertical to the Galactic plane, various thermal arched filaments extending more than 100 pc, are detected along magnetic field, having turbulent motion, preferably towards the GC. Similar vertical structures exist in other galaxies (Sofue 1993).

### 3. THE NATURE OF SgrA\*

Motions of the ionized gas can not reveal characteristics of the central object as the stars can, because the gas is influenced by the magnetic field. Also, high temperature plasma can not be bound by the galactic gravity.

By proper motions of the stars within central 0.01 pc one can draw conclusions about the mass and nature of the central object (Yusef-Zadeh 1998). The most recent research (Eckart and Genzel 1997) finds the value of stellar proper motion greater than  $1000 \text{ km s}^{-1}$  and undoubtedly estimates the central mass:  $2.6 \times 10^6 M_\odot$ .

Different models could be applied to the SgrA\* – a central "dark mass". If we consider a black hole model, we have to examine all the problems related to such an object. Radio-emission detected from GC due to cyclo-synchrotron and synchrotron radiation is consistent with a theoretical prediction of an accreting disk around a  $10^6 M_\odot$  BH (Bower and Backer 1998). There are few models successfully applicable to it:

- advection dominated accretion (Narayan *et al.*, 1995, Lasota 1998)
- spherical accretion (Melia 1994).

The crucial problem related to the BH model is low X and  $\gamma$ -ray flux detected from SgrA\*. The strongest source in the vicinity of GC is 1E 1740.7-1942, hard X-ray source, and a strong source of annihilation 511 keV line (e.g. Wehrse *et al.*, 1996), but it is not coinciding with SgrA\* (it is situated in a dense molecular cloud 50' away from GC). It shows all the features (similar shape and luminosity) as CygX-1, another BH in a Milky Way.

There have recently been some quite different approaches to the "blackness" of the SgrA\*. We briefly mention here the recent proposal that SgrA\* is a neutrino ball, i.e. there is no BH – instead there is a ball made of self-gravitating, degenerate neutrinos with the same total mass of  $2.5 \times 10^6 M_\odot$  (Tsiklauri and [B] Viollier 1998a,b). These neutrinos have masses  $m_\nu \geq 12 \text{ keV}/c^2$  (for  $g = 2$ ) and  $m_\nu \geq 14.3 \text{ keV}/c^2$  (for  $g = 1$ ), where  $g$  is the spin degeneracy factor. These neutrinos are, according to cosmological constraints, decaying thus producing X-ray emission lines. Another way to distinguish the existence of the neutrino ball is to examine in detail the trajectory of stars in the vicinity of the GC. If there is the BH the trajectory will be an ellipse with the BH at the focus, while in the case of the neutrino ball the center of the ellipse will be the center of the ball.

### References

- Beckert, T., Duschl, W.J., Mezger, P.J. and Zylka, R.: 1996, *Astron. Astrophys.*, **307**, 450.  
 Bochkarev, N. and Ryabov, M.: 1997 *Astrophys. Space Sci.* **252**, 309.  
 Bower, G.C. and Backer, D.C.: 1998, *Astrophys. J.* **496**, 97.

- Eckart, A. and Genzel, R.: 1997, *MNRAS*, **284**, 576.
- Gordon, M.A., Berkermann, U., Mezger, P.J., Zylka, R., Haslam, C.G.T., Kreysa, E., Sievers, A. and Lemke, R.: 1993, *Astron. Astrophys.*, **280**, 208.
- Gyuk, G.: 1996, preprint astro-ph/9607134.
- Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., Takeshima, T., Tanaka, Y., Yamauchi, S.: 1996, *PASJ*, **48**, 249.
- Kuijken, K.: 1996, in *IAU Coll. 157*, eds. R. Buta, D.A. Crocker, B.G. Elmegreen, ASP, San Francisco, 504.
- LaRosa, T., N., Kassim, N., E.: 1985, *Astrophys. J.*, **299**, L13.
- Lasota, J.-P.: 1998, *Phys. Rep.* (to be published), preprint astro-ph/9806064.
- Lazio, T.J.W. and Cordes, J.M.: 1998 *Astrophys. J.*, **497**, 238 (LC98).
- Melia, F.: 1994, *Astrophys. J.*, **426**, 577.
- Samurović, S., Ćirković, M.M., Milošević-Zdjelar, V. and Petrović, J.: 1998, *Proceedings of 19th Symposium of the Physics of the Ionized Gases*, submitted (Paper I).
- Sofue, Y.: 1993, NATO adv. school "The Nuclei of Normal Galaxies: Lessons from the Galactic Center", Ringberg Schloss Tegernsee, preprint astro-ph/9309046.
- Sofue, Y.: 1996, *Astrophys. J.*, **458**, 120.
- Taylor, J.H. and Cordes J.M.: 1993 *Astrophys. J.* **411**, 674 (TC93).
- Tsiklauri, D. and Viollier, R.D.: 1998a, *Astrophys. J.*, submitted (preprint astro-ph/9805272).
- Tsiklauri, D. and Viollier, R.D.: 1998b, *Astrophys. J.*, **500**, 591 (preprint astro-ph/9805273).
- Valée, J.P.: 1995, *Astrophys. J.* **454**, 119.
- Wehrse, R., Duschl, W. J., Hof M., and Tscharnuter, W. M.: 1996, *Astron. Astrophys.*, **313**, 457.
- Yusef-Zadeh, F., Purcell W. and Gotthelf, E.: 1997a, *IAUS* **184**, 196.
- Yusef-Zadeh, F., Roberts, D.A. and Wardle, M.: 1997b, *Astrophys. J.* **490**, 83.
- Yusef-Zadeh, F., Roberts, D.A. and Biretta, J.: 1998, *Astrophys. J.*, **499**, 159.
- Zylka, R., Mezger P.G., Ward-Thompson, D., Duschl, W.J. and Lesch, H.: 1995, *Astron. Astrophys.*, **297**, 83.

**Явления на поверхности и их влияние на процессы  
приповерхностного низкопорогового плазмообразования  
при импульсном высокознергетическом  
лазерном воздействии**

Минько Л.Я., Чивель Ю.А.

*Институт Молекулярной и Атомной Физики НАН Беларуси  
220072, Беларусь, г. Минск, пр. Ф. Скарины 70*

**Аннотация** Экспериментально изучено изменение состояния поверхности в процессе воздействия импульсного лазерного излучения и влияние возникающих поверхностных структур на процессы приповерхностного плазмообразования.

### 1. Введение

К настоящему времени установлена и подтверждена эрозионная природа начального плазмообразования у поверхности твердых тел при импульсном лазерном воздействии (см. например Гречихин Л.И., Минько Л.Я., 1967; Брунов В.В. и др., 1986; Минько Л.Я. и др., 1988). Пороговые параметры приповерхностного плазмообразования существенно зависят от длительности, длины волны, интенсивности воздействующего ЛИ и условий воздействия.

В данной работе предоставлены результаты исследований пороговых зависимостей плазмообразования и влияния состояния поверхности на процессы начального разрушения поверхности и плазмообразования в широком диапазоне длин волн и длительностей импульсов воздействующего ЛИ.

### 2. Эксперимент

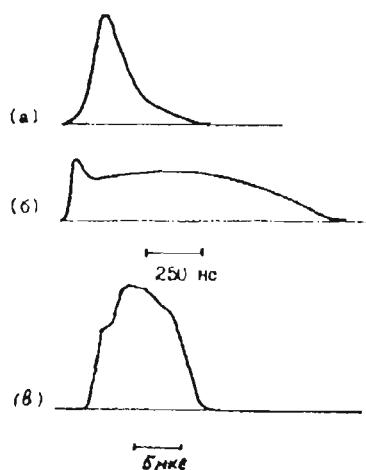


Рис.1. Формы импульсов лазерного излучения а - Nd лазера, б - CO<sub>2</sub>-лазера, в - родаминового лазера.

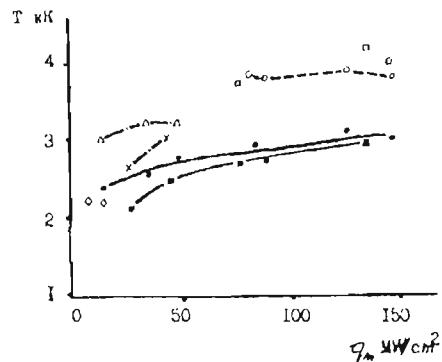


Рис.2. Зависимость температуры поверхности в пятне облучения в момент начала разрушения (● - D16T, ■ - Zn, ○ - Bi), температуры поверхности в момент плазмообразования (○ - D16T, □ - Zn) от максимальной плотности мощности ЛИ.

Эксперименты были выполнены при атмосферном давлении и в вакууме с использованием лазерной системы на неодимовом стекле, генерирующей моноимпульсы длительностью ~40нс и 300нс (рис. 1). Ряд экспериментов выполнен на электроионизационном СО<sub>2</sub>-лазере с длительностью импульса ~1мкс и родаминовом лазере с длительностью импульса ~10мкс (рис. 1).

В качестве мишени использовались механически полированные образцы из алюминия А99, дюралюминия Д16Т, цинка, висмута, индия. Контроль состояния поверхности в процессе воздействия и определение пороговых характеристик плазмообразования осуществлялось посредством измерения динамических характеристик зеркальной, диффузной, рассеянной компонент отраженного ЛИ, температуры поверхности и давления на поверхности в пятне облучения с временным разрешением ~10<sup>-8</sup>с. Использовались датчики давления в режиме "генератора тока". Калибровка датчиков давления осуществлялась с помощью лазерной ударной трубы. Состояние поверхности до и после воздействия изучалось методами оптической и растровой электронной микроскопии, проводился рентгеноструктурный анализ поверхностного слоя материалов.

### 3. Результаты и обсуждение

Исследования морфологии и распределения дефектов на поверхности механически полированных образцов показали, что основная масса дефектов с характерным размером ~0,5÷1мкм и концентрацией ~10<sup>6</sup>÷10<sup>7</sup>см<sup>-2</sup> это царапины, оставленные зернами абразива и частицы абразива (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) внедренные в поверхность. Плотность дефектов достаточно высока и можно предположить, что высота неровностей рельефа также ~1мкм при периоде 1-10мкм. Проведенные комплексные эксперименты позволили выявить особенности начального разрушения поверхности. Показано, что локальность повреждений в области пятна облучения в испарительных режимах в большей степени определяется неравномерностью облучения, нежели распределением дефектов, что можно было предполагать, имея ввиду высокую их концентрацию. Установлено, что независимо от длительности лазерных импульсов ( $\tau_{1/2}=40\text{-}300\text{нс}$ ,  $\lambda=1,06\text{мкм}$ ) в процессе воздействия, до момента плазмообразования яркостная температура поверхности достигает значений 3000°-4000°К (рис.2). Нарастание заметного поглощения в парах начинается при этом уровне температур. Переход паров из состояния практически полной прозрачности в сильно поглощающую плазму в зависимости от крутизны фронта импульса ЛИ происходит за времена ~10<sup>-8</sup>с ( $\tau=40\text{нс}$ ) и ~10<sup>-7</sup>с ( $\tau=300\text{нс}$ ). На развитие плазмообразования в парах существенное влияние оказывает боковая волна разрежения. При переходе от квазидвумерного к трехмерному разлету паров, а это наблюдается при пятнах облучения  $\leq 0,2\text{мм}$  ( $\tau_{\text{н}}\sim 300\text{нс}$ ) происходит увеличение времени задержки плазмообразования (Ефремов В.В. и др., 1988) и пороговых для плазмообразования плотностей мощности ЛИ (рис.3).

Ранее (L.Ya. Min'ko, Yu.A. Chivel, 1993) нами установлено "взрывное" разрушение поверхности металлов за времена  $\sim 10^{-8}$  с с выбросом частиц конденсированной дисперской фазы и появлением на поверхности микроструктур размером 1-10 мкм с термоизолированными фрагментами размером  $\leq 1$  мкм. Для ряда металлов разрушение имеет место при температурах поверхности ниже точки кипения в области температур  $\geq 2000^{\circ}\text{K}$  (рис. 2). Показано, что такое низкопороговое разрушение обусловлено объемной неоднородностью твердого тела. Пороги плазмообразования в этих условиях определяются уже не только начальным состоянием поверхности, но и возникшей поверхностью структурой с характерной для металлов плотностью  $\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$ .

При воздействии ЛИ микрочастица или теплоизолированный дефект на поверхности существенно влияет на плазмообразование в том случае, если их нагрев и испарение протекают быстрее основы металла. Согласно экспериментальным данным, размеры выбрасываемых частиц  $< 1$  мкм. Расчеты времени нагрева частиц до  $T_{\text{кип}}$ , времени ее испарения с учетом высокой поглощательной способности частиц размером  $\lambda > d > \lambda/6$  ( $\lambda = 1,06$  мкм) при интенсивностях ЛИ в диапазоне пороговых для плазмообразования значений  $\sim 10^8 \text{ Вт}/\text{см}^2$  ( $\tau_i = 40$  нс;  $\lambda = 1,06$  мкм) и  $\sim 10^7 \text{ Вт}/\text{см}^2$  ( $\tau_i = 300$  нс;  $\lambda = 1,06$  мкм) показали, что испарение произойдет за времена соответственно  $\sim 10^{-8}$  с и  $\sim 10^{-7}$  с, на переднем фронте импульса ЛИ, что хорошо согласуется с экспериментом. На локальный характер испарения указывают и результаты измерений давления в испарительных режимах воздействия излучения Nd-лазера с  $\tau_i = 40$  нс. Измеренные значения амплитуды импульсного давления в пятне облучения значительно меньше значений полученных из предположения о равновесном характере фазового перехода в пределах пятна облучения.

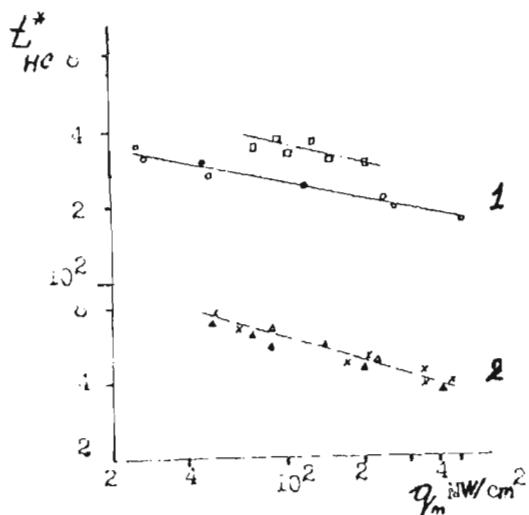


Рис.3. Время начального плазмообразования на дюралюминиевой мишени в воздухе в зависимости от максимальной плотности мощности ЛИ (1,06мкм):

1.  $\tau_i=300$ нс

- - диаметр пятна облучения - 4мм
- - диаметр пятна облучения - 0,25мм

2.  $\tau_i=40$ нс:

- △ - диаметр пятна - 4мм
- ✗ - диаметр пятна - 0,25мм

Перекрытие отдельных облачков пара, возникших на микронеоднородностях, при скорости звука в паре  $\sim 10^5$  см/с произойдет за  $\sim 10^{-8}$  с и в дальнейшем геометрия течения, влияющая на порог плазмообразования будет определяться размером всего пятна, что и подтверждается экспериментом (рис.3).

По результатам измерений времени задержки плазмообразования были рассчитаны пороговые параметры: мгновенная плотность мощности в момент плазмообразования и удельные энергетические затраты на плазмообразование  $E^*/S$  (рис.4). Установлено, что в условиях воздействия импульсов ЛИ длительностью  $<1$  мкс плазмообразование носит нестационарный характер, т.е. имеет место при интенсивностях ЛИ превосходящих пороговые и условием плазмообразования является превышение некоторой плотности  $E^*/S$ , необходимой вероятно для испарения дефектов. Зависимость времени плазмообразования от максимальной плотности мощности ЛИ  $q_m$  в этом случае хорошо описывается степенной зависимостью  $t \approx \beta \sqrt{q_m}$ . Для длинных импульсов, плазмообразование носит квазистационарный характер и плазма возникает в струе паров с установившейся структурой. При сформировавшейся газодинамической структуре паровой струи для плазмообразования необходимо превышение некоторой пороговой плотности мощности ЛИ  $q_m$ , что особенно ярко проявляется для импульсов сложной формы.

### Литература

- Гречихин Л.И., Минько Л.Я.: 1967, ЖПС, т.14, 720  
 Брунов В.В., Горбунов А.А., Конов В.И.: 1986, ЖПС, т.44, 845.  
 Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Чивель Ю.А.: 1988, Квант.электроника, т.15, 1619.  
 L.Ya.Min'ko, Yu.A.Chiveli: 1993, Proc. ICPIG XXI, vol 1, 135.  
 L.Ya.Min'ko, Yu.A.Chiveli: 1996, Proc. SPIE, vol.2713, 361.  
 Ефремов В.В., Минько Л.Я., Чивель Ю.А., Чумаков А.Н., 1988, Тез. докл. III Всес. конф. "Взаим. изл., плазм. и электр. потоков с веществом, 172

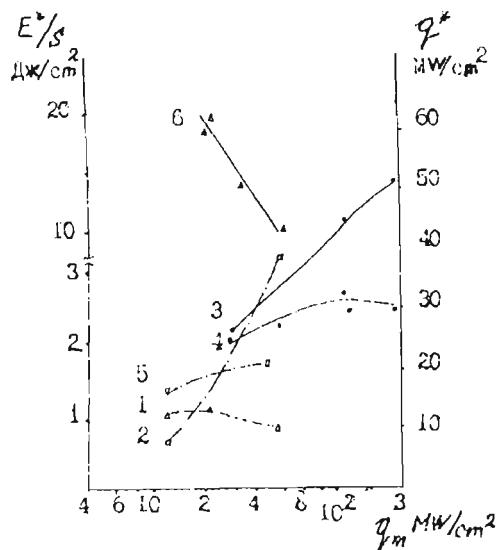


Рис.4. Зависимость параметров плазмообразования от максимальной плотности мощности ЛИ:

1.  $q^*$  - 1- D16T ( $\lambda=0,59\text{мкм}$  - родамин),
- 2- D16T ( $\lambda=1,06\text{мкм}$ ;  $\tau_u=300\text{нс}$ )
- 3- In ( $\lambda=10,6\text{мкм}$ ;  $\tau_u=1\text{мкс}$ )
2.  $E^*/S$ : 4,5,6 - D16T ( $\lambda=1,06\text{мкм}$ ),  
In ( $\lambda=10,6\text{мкм}$ ), D16T ( $\lambda=0,59\text{мкм}$ )

**КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ПРИПОВЕРХНОСТНЫЙ  
ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ  
ОКРУЖАЮЩЕГО МИШЕНЬ ГАЗА**

Л.Я.МИНЬКО, В.И.НАСОНОВ

*Институт молекулярной и атомной физики,  
Ф.Скарыны 70, 220072 Минск, Беларусь*

**Аннотация.** Экспериментально исследована динамика развития квазистационарного приповерхностного оптического разряда при воздействии квазинепрерывного излучения неодимового лазера ( $q=0,1$ - $10 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ) на Д16Т, А99 и Ви в воздухе (1 атм) и азоте (до 17 атм). Установлен вид зависимостей от  $q$  начальных испарения и плазмообразования, а также яркостной температуры эрозионных факелов. Выявлены и проанализированы два вида периодических неустойчивостей плазмообразования и неустойчивость развития плазмы, связанныя с  $q(t)$ , в течение лазерного импульса.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию квазистационарного приповерхностного оптического разряда (КПОР), реализуемого при воздействии квазинепрерывного лазерного излучения (ЛИ) ( $\lambda=1,06 \text{ мкм}$ ,  $\tau \sim 1,5 \text{ мс}$ ) на дюоралиюминий Д16Т, алюминий А99 и висмут (Bi) в режиме формирования недорасширенного лазерного эрозионного плазменного факела (ЛЭПФ) в атмосфере воздуха нормального давления и азота давлением до 17 атм. Плотность мощности ЛИ  $q$  в зоне воздействия диаметром  $\sim 3,5 \text{ мм}$  изменялась в диапазоне  $0,1 - 10 \text{ МВт}/\text{см}^2$ .

Экспериментально прослежена динамика процессов, сопровождающих лазерное воздействие от стадии начального испарения через промежуточную стадию неустойчивого плазмообразования до стадии установившегося состояния КПОР. Выявлены и изучены особенности в развитии приповерхностной плазмы и оптического разряда, тесно увязанные с физико-химическими свойствами материала мишени, режимом и условиями воздействия на поверхность. При воздействии на мишени в воздухе получены количественные данные об

энергетических зависимостях начального испарения и приповерхностного плазмообразования. Первоначальное плазмообразование (рис. 1,2, кривые 2), проявляя свою эрозионную природу, всегда развивалось спустя некоторое время относительно начала испарения (рис. 1, 2, кривые 1).

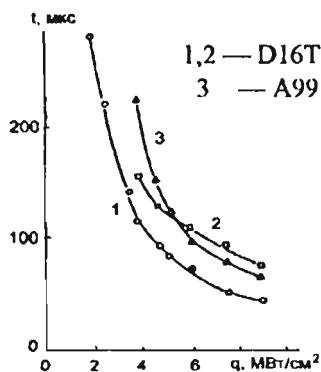


Рис. 1

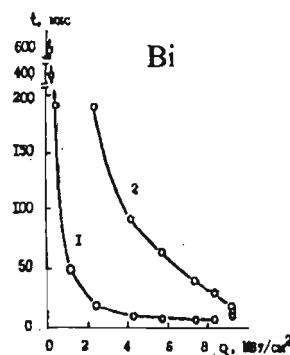


Рис. 2

На основе изучения отражения ЛИ в условиях существования КПОР установлено, что вклад плазмы в поглощение ЛИ не велик, а регистрируемая экранировка поверхности мишени факелом обусловлена главным образом поглощением и рассеянием излучения частицами эрозии мишени. При воздействии на Д16Т показано, что связанные с этим энергетические потери, а также потери, обусловленные разлетом факела, могут компенсироваться тепловым действием самого факела на поверхность вследствие переизлучения части энергии плазмой, увеличивающегося с ростом  $q$ , а также вкладом инициируемой в приграничных с воздухом областях факела реакции горения частиц, повышающей температуру факела и его излучающую способность. В результате при воздействии ЛИ на Д16Т в диапазоне  $q = 4-8 \text{ MBt/cm}^2$  запаздывание начала плазмообразования относительно начала испарения остается примерно постоянным (рис. 1). Существенные отличия в поведении порогов начального плазмообразования с мишениями из Д16Т и А99 в пределах

CIP – Каталогизација у публикацији  
Народна библиотека Србије, Београд

533.9(063)(082)

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

Proceedings of the Second

Yugoslav-Belorussian Symposium on Physics and  
Diagnostics of Laboratory and Astrophysical  
Plasmas September 5-6, 1998, Zlatibor,  
Yugoslavia / edited by M.[Milan] S.  
Dimitrijević and V. S. Burakov. - Београд :

Astronomical Observatory, 1998 (Belgrade :  
Portal). - 197 str. : ilustr. ; 24 cm. -

(Публикације Астрономске опсерваторије у  
Београду = Publications of the Astronomical  
Observatory of Belgrade, ISSN 0373-3742 ; sv.  
61)

Tekst na engl. i rus. jeziku. - Tiraž 500. -  
Bibliografija uz većinu radova. - Summaries.  
- Registar.

1. Burakov, V. S.

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

539.18(063)(082)

а) Плазма - Зборници б) Астрофизика -  
Зборници с) Атомска физика - Зборници  
ID=66584588