

**В.В.Дюков, Г.Г.Ильин, Е.В.Сарандаев**

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ ПО АСИММЕТРИЧНЫМ САМООБРАЩЕННЫМ РЕЗОНАНСНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ АЛЮМИНИЯ**

Проведен детальный анализ профилей асимметричных самообращенных резонансных спектральных линий атомов алюминия  $\text{Al I } 3944 \text{ \AA}$  и  $3961 \text{ \AA}$ , излучаемых неоднородной плазмой с повышенным значением электронной концентрации. Впервые электронная концентрация, полученная по самообращенным линиям алюминия, сравнивалась с независимо определенной в тех же условиях электронной концентрацией по штарковскому уширению линии водорода  $H_\alpha$ . Экспериментально подтверждена линейная зависимость между параметром асимметрии крыльев  $\chi$  и концентрацией электронов  $n_e$ , которая следует из теоретических рассуждений. Исследованные линии алюминия рекомендованы для определения электронной концентрации плазмы в практических задачах, в которых используется неоднородная плазма с высоким значением электронной концентрации.

При не очень высокой температуре плазмы линейчатый спектр излучения плазмы образуется в основном в результате излучательных спонтанных переходов атомов с возбужденных энергетических уровней на более низко лежащие энергетические уровни. Вследствие разных физических причин [1, 2] (нестабильность возбужденных атомов, тепловое движение атомов и его проявление через эффект Доплера, взаимодействие излучающего атома с окружающими частицами и т.д.) излучательные переходы не являются монохроматическими, поэтому спектральные линии имеют некоторое размытие и могут быть охарактеризованы индивидуальным профилем уширения как графиком зависимости интенсивности от частоты или длины волны излучения. При больших концентрациях атомов на нижних энергетических уровнях вероятными становятся также обратные поглощательные процессы, приводящие к ослаблению рождающегося излучения, особенно в центре спектральных линий. В этих случаях говорят о самопоглощении спектральных линий. В неоднородной плазме с центральной высокотемпературной частью, в которой в основном сосредоточены излучающие атомы, и низкотемпературной периферической областью, где мало излучающих и много поглощающих атомов, спектральная линия в спектре излучения, имеющая сильное самопоглощение, характерное, в первую очередь, для резонансных спектральных линий атомов и ионов, становится самообращенной, т.е. подвергнутой сильному ослаблению интенсивности в центре и тем самым обладающей двумя пиками интенсивности. В плотной плазме с высокой концентрацией электронов и ионов (плазма высокоточного дугового разряда, плазма импульсных и искровых разрядов, плазма взрывающейся проволоочки, плазма, возникающая под действием мощного лазерного излучения и т.д.) спектральные линии обычно уширяются за счет квадратичного эффекта Штарка под воздействием электрических полей электронов и ионов, при этом в центре линий наиболее важную роль играет влияние электронов. При малой роли самопоглощения профиль линии имеет вид простого максимума. Согласно теории штарков-

ского уширения [3] важными характеристиками профиля уширения в данной точке неоднородной плазмы являются электронная полуширина  $\delta_e$  и электронный сдвиг  $\Delta_e$  максимума профиля по отношению к начальной невозмущенной длине волны спектральной линии  $\lambda_0$  при чисто электронном уширении. Величины  $\delta_e$  и  $\Delta_e$  пропорциональны электронной концентрации плазмы  $n_e$ . Воздействие ионов сказывается в дополнительном уширении и сдвиге линии, но главным образом оно проявляется в образовании асимметрии крыльев по отношению к положению максимума профиля. Для учета этого воздействия в теории уширения используется безразмерный параметр ионного уширения  $\alpha \sim n_e^{1/4}$ . Из-за наличия сдвига при уширении электронами и ионами самообращенные линии являются асимметричными, т.е. с сильно отличающимися по величине и протяженности пиками интенсивности. Типичный профиль таких линий, полученных в условиях изображенного на рис.1 импульсного капиллярного источника света при фотографической регистрации спектра, показан на рис.2.

Физика асимметричных самообращенных линий и вопросы диагностики плазмы по параметрам таких линий рассмотрены в ряде работ [4-16], в которых предложены новые оригинальные методики определения параметров плазмы, прежде всего температуры [12] и концентрации электронов [4,5,9,10,13]. В работах [9,10,12,13] для проверки возможностей предлагаемых методик использовались резонансные спектральные линии дублета нейтральных атомов алюминия Al I 3944  $\overset{0}{\text{A}}$  и 3961  $\overset{0}{\text{A}}$ , излучаемые низковольтным импульсным разрядом в воздухе. Эти линии очень удобны для регистрации, при этом для них имеются достаточно надежные теоретические расчеты параметров штарковского уширения [2], что важно знать при оценке возможностей тех или иных методик диагностики плазмы. Кроме того, исследование асимметричного самообращения этих линий помимо чисто научного интереса представляет большой практический интерес. Как известно, алюминиевые сплавы играют очень важную роль в науке и технике, находят широкое применение на практике [17]. При количественных измерениях состава разнообразных сплавов на основе алюминия широко используются эмиссионные методы спектрального анализа с использованием генерируемой лазерами плазмы с высокими значениями электронной концентрации, для диагностирования которой, в частности, для определения электронной концентрации, очень удобны резонансные спектральные линии атомов алюминия [18-20].

Для лучшего понимания физики асимметричных самообращенных линий атомов алюминия Al I 3944  $\overset{0}{\text{A}}$  и 3961  $\overset{0}{\text{A}}$  и возможностей их использования при определении электронной концентрации плазмы и других параметров плазмы необходим детальный анализ профилей линий в случае повышенных значений электронной концентрации плазмы. В данной работе приводятся результаты проведенных нами исследований с использованием разработанной в Казанском государственном университете с целью исследования штарковского уширения спектральных линий установки [20,21], позво-

ляющей с временным и пространственным разрешением одновременно фотографировать на двух спектрографах спектральные линии исследуемых атомов и спектральные линии атомов водорода для независимой оценки электронной концентрации в плазме. В установке используется оригинальный импульсный капиллярный источник света, позволяющий получать высокие значения электронной концентрации вплоть до значений  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при которых самообращенные линии являются широкими и весьма удобными для исследования их асимметрии.

На рис.1 в вертикальном разрезе показан вид капиллярного источника света и пояснена схема регистрации спектров. Источник света представляет собой текстолитовый капилляр (3) длиной 12 мм и внутренним диаметром 4 мм, к одному из концов которого плотно прижимается алюминиевый электрод (катод) (1). На расстоянии 5 мм от другого конца капилляра аксиально расположен второй электрод (анод) (2), представляющий собой острозаточенный угольный стержень диаметром 6 мм. При фотографировании спектров в направлении оси  $X$  на щель спектрографов проецировался участок плазмы, лежащий в плоскости сечения плазмы (4) и находящийся на расстоянии 0.5 мм от среза капилляра. Положение луча  $X$  задается координатой  $z$  оси  $Z$ . В состав разрядного контура импульсного источника входит батарея высоковольтных конденсаторов общей емкостью 1800 мкФ и катушка с индуктивностью 500 мкГн. Импульс тока длительностью 6 мс имеет максимум через 1.5 мс после начала разряда. В экспериментах происходил разряд батареи конденсаторов в воздушной атмосфере между алюминиевым и угольным электродами при двух начальных напряжениях  $U_0=0.8 \text{ кВ}$  и  $1.0 \text{ кВ}$ . Из капилляра в исследуемый участок плазмы (4) в ходе разряда поступали атомы алюминия с электрода (1) и пары вещества стенок капилляра, содержащие атомы водорода.

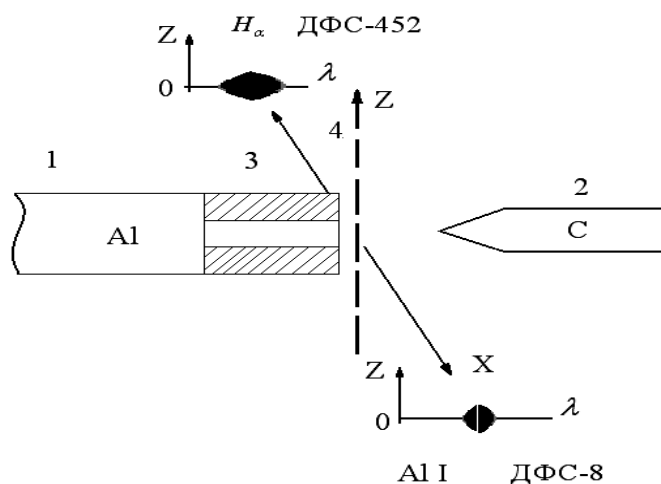


Рис.1. Импульсный капиллярный источник света. 1 и 2 – алюминиевый и угольный электроды. 3 – капилляр. 4 – исследуемое поперечное сечение плазмы. Излучение ре-

гистрируется вдоль разных лучей зрения  $X$ , положение которых задается координатой  $z$  оси  $Z$

Излучение регистрировалось с помощью двух дифракционных спектрографов ДФС-8 и ДФС-452, на входную щель которых соответственно с увеличением 3.6 и 2.6 проецировался исследуемый участок плазмы в сечении (4) на рис.1. На ДФС-452 (обратная линейная дисперсия  $\ell = 7.64 \text{ \AA}/\text{мм}$ ) регистрировалась линия атома водорода  $H_\alpha$  с длиной волны  $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ . На ДФС-8 ( $\ell = 3 \text{ \AA}/\text{мм}$ ) фотографировались линии алюминия Al I 3944  $\text{ \AA}$  и 3961  $\text{ \AA}$ . Фотографирование спектров в максимуме тока импульсного разряда с временным разрешением 0.15 мс производилось на высокочувствительные аэрофотопленки тип-17 и тип-22. На рис.1 вверху слева схематически изображен вид линии  $H_\alpha$  и внизу справа вид самообращенной линии атомов алюминия на полученных фотографиях. Интенсивности и профили линий изменяются по высоте, что отражает их зависимость от координаты  $z$  вдоль оси  $Z$ , задающей положение луча зрения  $X$  в исследованном поперечном сечении плазмы.

Таблица 1  
Экспериментальные значения при  $U_0=0.8 \text{ кВ}$  и  $1.0 \text{ кВ}$   $n_{e0}$ ,  $\chi_1$ ,  $\chi_2$  для центрального луча зрения ( $z=0$ ) и безразмерных параметров  $\chi_{01} = \chi_1/\delta_{e0}$  и  $\chi_{02} = \chi_2/\delta_{e0}$ .

$\lambda, \text{ \AA}$	$n_{e0}, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$\chi_1, \text{ \AA}$	$\chi_2, \text{ \AA}$	$\delta_{e0}, \text{ \AA}$	$\alpha_0$	$\chi_{01}$	$\chi_{02}$	$\chi_0$ (расчет)
3944 (0.8 кВ)	3.78	2.25	2.03	0.639	0.084	3.52	3.18	2.35
3961 (0.8 кВ)	3.78	2.24	2.02	0.639	0.084	3.50	3.16	2.35
3944 (1.0 кВ)	5.88	3.58	3.05	0.994	0.094	3.60	3.07	2.42
3961 (1.0 кВ)	5.88	3.69	3.09	0.994	0.094	3.71	3.11	2.42

Профили линий при разных значениях координаты  $z$  записывались на саморегистрирующем микрофотометре ИФО-451. Все зарегистрированные профили линий атомов алюминия Al I 3944  $\text{ \AA}$  и 3961  $\text{ \AA}$  оказались самообращенными и асимметричными. На рис.2 показаны профили этих линий для центрального луча зрения ( $z=0$ ) для напряжения  $U_0=0.8 \text{ кВ}$  как графики зависимости почернения  $S$  фотопленки от длины волны  $\lambda$ . Профили имеют провал интенсивности за счет самопоглощения при длине волны  $\lambda_0$ . Профили обеих линий с разными значениями длины волны  $\lambda_0$  для удобства сравнения смещены по спектру так, чтобы у них совпали провалы (согласно [23] положение провалов почти совпадает с  $\lambda_0$ ). Линии Al I 3944  $\text{ \AA}$  и 3961  $\text{ \AA}$  принадлежат одному дублету, имеют практически одинаковые параметры штарковского уширения

[3], при этом, согласно правилам интенсивностей [24] для дублетов, линия 3961  $\text{\AA}$  должна быть более интенсивной, что и наблюдается на рис.2, где справа вверху показан вид характеристической кривой (кривой почернения), при помощи которой осуществлялся переход от почернений  $S$  к интенсивностям  $I$ . Для каждого самообращенного профиля измерялись максимальная интенсивность  $I_{max1}$  в относительных единицах, параметр асимметрии пиков интенсивности  $I_{max1}/I_{max2}$ , расстояние между максимумами самообращения  $\Delta S$  и параметр асимметрии крыльев  $\chi = U_1 - U_2$ , на разных уровнях интенсивности  $I = 0.1 I_{max1}$  ( $\chi = \chi_1$ ),  $I = 0.2 I_{max1}$  ( $\chi = \chi_2$ ) и т.д., где  $U_1$  и  $U_2$  есть протяженности крыльев по отношению к длине волны  $\lambda_0$  (положению провала). Как видно из рис.2, самообращенные профили имеют большую асимметрию пиков ( $I_{max1}/I_{max2} = 3.5-4.1$ ) и большие значения параметра асимметрии крыльев  $\chi = 1.9 \text{ \AA} - 2.4 \text{ \AA}$ .

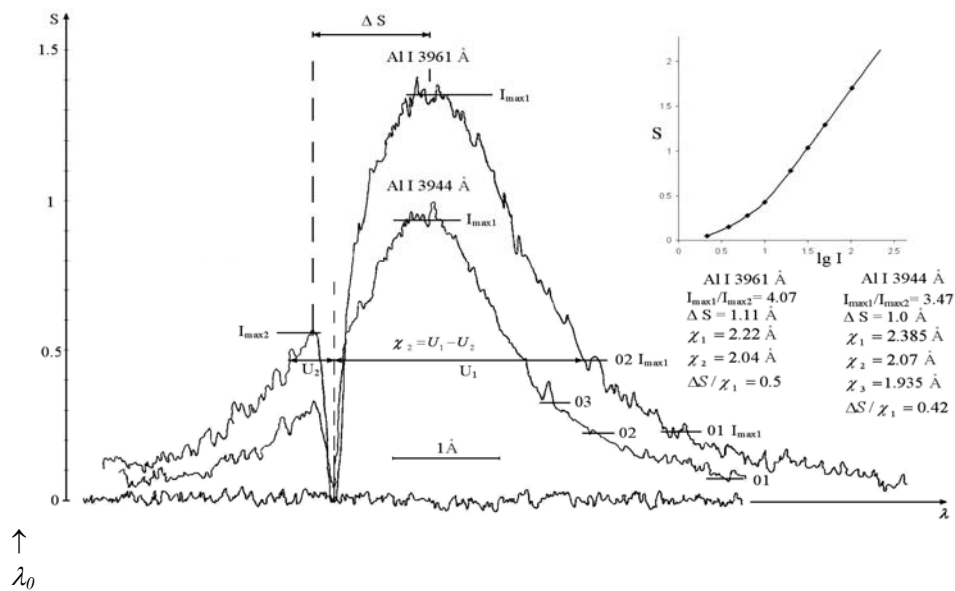


Рис 2. Профили самообращенных линий Al I 3944  $\text{\AA}$  и Al I 3961  $\text{\AA}$  при начальном напряжении  $U_0 = 0.8 \text{ кВ}$  для центрального луча зрения ( $z=0$ ). Процедура перехода от показаний микрофотометра к почернениям пояснена на рис.3

На рис.3 показаны профили линии водорода  $H_{\alpha}$ , излучаемые для центрального луча зрения ( $z=0$ ), при напряжениях  $U_0 = 0.8 \text{ кВ}$  и  $U_0 = 1.0 \text{ кВ}$ . По профилям определялась ширина  $\Delta\lambda_{1/2}$  на уровне интенсивности  $I = 0.5 I_{max}$ . Линия  $H_{\alpha}$  уширяется за счет линейного эффекта Штарка под воздействием электрических полей электронов и ионов. Согласно теории [3],  $\Delta\lambda_{1/2} \sim n_e^{2/3}$ . С ростом  $U_0$  примерно в 1.5 раза увеличивается вводимая в импульсный разряд энергия, вследствие чего возрастает температура и электронная концентрация плазмы и, соответственно, возрастает интенсивность  $I_{max}$  и ширина  $\Delta\lambda_{1/2}$  профилей линии

$H_{\alpha}$ , что и наблюдается на рис.3. По значениям  $\Delta\lambda_{1/2}$  по известной методике [3] оценивались значения электронной концентрации  $n_e$ . В таблице 1 представлены значения  $n_e$ , усредненные по ряду профилей для близких центральных лучей зрения в исследованном поперечном сечении плазмы. Эти усредненные значения  $n_e$  в первом приближении могут рассматриваться как осевые значения в импульсном разряде электронной концентрации  $n_{e0}$  (согласно [21], найденные по ширине линии  $H_{\alpha}$  значения  $n_e$  примерно на 15 % могут быть ниже осевого значения  $n_{e0}$  из-за некоторого уменьшения  $n_e$  при переходе от центра плазмы к периферии излучающей зоны). В таблице 1 приведены также измеренные значения  $\chi_1$  и  $\chi_2$ , усредненные по ряду самообращенных профилей для близких центральных лучей зрения. При увеличении  $U_0$  значение  $n_{e0}$  увеличивается в 1.55 раза. При этом также увеличиваются значения  $\chi_1$  и  $\chi_2$  в среднем в 1.57 раза. Видно, что между значениями параметра асимметрии крыльев самообращенных линий  $\chi$  и значениями  $n_{e0}$ , найденными по линии  $H_{\alpha}$ , в условиях импульсного капиллярного разряда имеется хорошо выраженная линейная зависимость. Именно эту линейную зависимость предсказывают теоретические анализы [9, 13, 15], согласно которым для центрального луча зрения значения  $\chi_1$  и  $\chi_2$  должны быть пропорциональны осевому значению электронной полуширины  $\delta_{e0}$ , соответствующей электронной концентрации  $n_{e0}$  ( $\delta_{e0} \sim n_{e0}$ ). В таблице 1 приведены теоретические значения  $\delta_{e0}$ , полученные с использованием известных результатов [3] расчетов параметров штарковского уширения линий алюминия. При оценке  $\delta_{e0}$  осевое значение температуры  $T_0$  полагалось равным 15000 К [9, 10, 13, 21, 23].

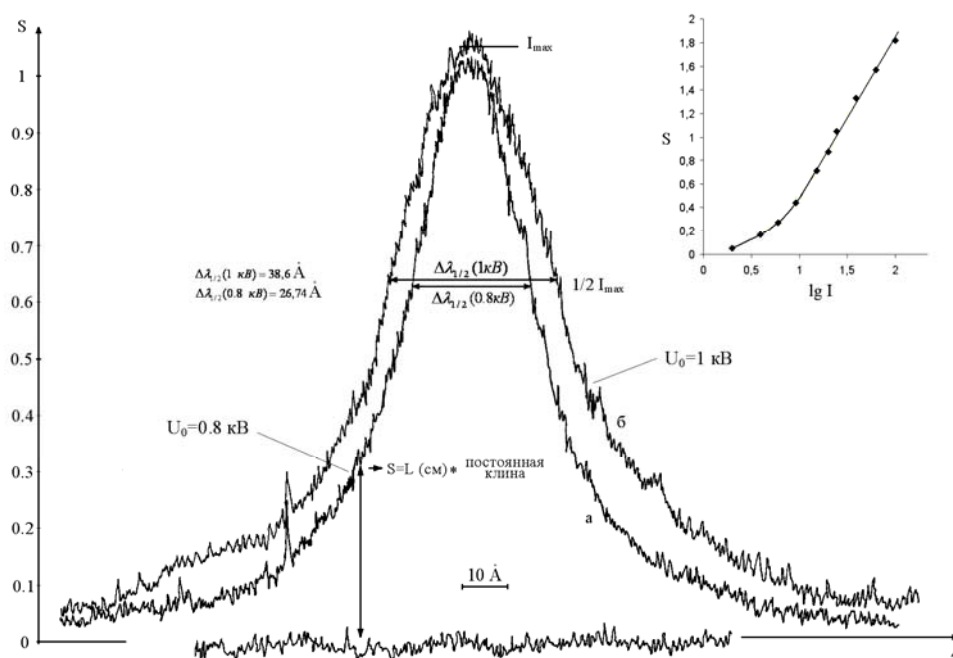


Рис.3. Профили линии водорода  $H_{\alpha}$  ( $\lambda=6563 \text{ \AA}$ ) при  $U_0=0.8 \text{ кВ}$  (а) и при  $U_0=1 \text{ кВ}$  (б) для центрального луча зрения ( $z=0$ ). Внизу показана запись показаний микрофотометра на вуали, среднее значение которых принимается за нулевое значение почернения. Почернение  $S$  при данной длине волны  $\lambda$  находится по формуле  $S=L(\text{см}) \cdot \text{постоянная}$  клина, где  $L$  есть показание микрофотометра (длина вертикальной стрелки на рисунке в сантиметрах), а постоянная клина является характеристикой микрофотометра. Записи на рисунке сделаны с клином "1.8" (цифра определяет максимальное значение измеряемых значений  $S$  при выбранных условиях записи профилей), при котором постоянная клина равна  $0.0905 \text{ см}^{-1}$

В таблице 1 приведены также экспериментальные значения безразмерных параметров  $\chi_{01}=\chi_1/\delta_{e0}$  и  $\chi_{02}=\chi_2/\delta_{e0}$ , через которые, согласно [4, 9, 13, 15], удобно задавать связь параметров  $\chi$  с  $\delta_{e0}$  и далее с  $n_{e0}$ . В условиях импульсного капиллярного разряда значения  $\chi_{01}$  лежат в пределах 3.5-3.7, а значения  $\chi_{02}$  лежат в пределах 3.1-3.2. Согласно [9, 13, 15], значения параметров  $\chi_0$  определяются величиной относительного сдвига  $\eta=\Delta_e/\delta_e$ , не зависящего от величины  $n_e$ , и осевым значением параметра ионного уширения  $\alpha_0$ . При  $T_0=15000 \text{ К}$ , согласно [3],  $\eta=1.17$  (параметр  $\eta$ , а также  $\delta_{e0}$ , слабо зависят от  $T_0$ ) и  $\alpha_0=0.084$  при  $n_{e0}=3.78 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $\alpha_0=0.094$  при  $n_{e0}=5.88 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В [13] для приближенной оценки теоретических значений  $\chi_0$  предложена формула  $\chi_0=1.55 \eta+6.4 \alpha_0$ . Значения  $\chi_0$ , рассчитанные по этой формуле, представлены в таблице 1 в крайней колонке справа. Приближенные теоретические значения  $\chi_0$  показывают, что значения  $\chi_1$  и  $\chi_2$  должны быть заметно больше значений  $\delta_{e0}$ , что согласуется с большими значениями экспериментальных параметров  $\chi_{01}$  и  $\chi_{02}$ . Более строгая оценка теоретических безразмерных параметров  $\chi_{01}=\chi_1/\delta_{e0}$  и  $\chi_{02}=\chi_2/\delta_{e0}$  с учетом реального штарковского уширения линий алюминия нами проводилась на основе модельных расчетов асимметричных самообращенных профилей, описанных в [15, 16]. Модель плазмы задавалась исходя из вида экспериментальных зависимостей  $I_{max1}$ ,  $\chi$ ,  $I_{max1}/I_{max2}$  и  $\Delta\lambda_{1/2}$  от координаты  $z$ . По зависимости  $I_{max1}(z)$  было найдено, что для линий алюминия диаметр излучающей зоны равен 1.4 мм. При расчете профилей полагалось, что электронная полуширина линий алюминия  $\delta_e$  и соответственно электронный сдвиг  $\Delta_e$  слабо меняются в пределах излучающей зоны (на это указывает слабая зависимость  $\chi$  и  $\Delta\lambda_{1/2}$  от  $z$ ) и резко уменьшаются (в 10-20 раз) при переходе к периферической зоне плазмы. Полагалось также, что концентрация поглощающих атомов алюминия на нижних энергетических уровнях линий из-за большой ионизации атомов алюминия в центре плазмы имеет максимум в низкотемпературной периферической зоне плазмы, где величины  $\delta_e$  и  $\Delta_e$  являются малыми. Расчеты с такой моделью при  $\eta=1.17$  и приведенных в таблице 1 значениях  $\alpha_0$  дали сильно асимметричные самообращенные профили, согласующиеся по параметру асимметрии пиков интенсивности  $I_{max1}/I_{max2}$  с экспериментальными (рис.2). При отношениях  $\Delta_s/\chi=0.4-0.6$ , характерных для экспериментальных профилей (рис.2), были получены расчетные значения

$\chi_{01}=3.2-3.3$  и  $\chi_{02}=3.1-3.2$  при учете только однозарядных ионов в плазме и тем самым при заниженных значениях  $\alpha_0$ . Эти теоретические значения  $\chi_{01}$  и  $\chi_{02}$ , которые могут повыситься при учете наличия в плазме также двухзарядных ионов, довольно близки к экспериментальным значениям  $\chi_{01^0}$  и  $\chi_{02^0}$ , указанным в таблице 1.

Линейность между параметрами асимметрии крыльев линий алюминия и электронной концентрацией плазмы, а также близость значений величин  $\chi_{01}, \chi_{02}$  и  $\chi_{01^0}, \chi_{02^0}$  говорят о том, что асимметричные самообращенные спектральные линии атомов алюминия  $Al\ I\ 3944\ \overset{0}{A}$  и  $3961\ \overset{0}{A}$  могут быть вполне успешно использованы для определения электронной концентрации плазмы.

В работе принимали участие студенты физического факультета ТГГПУ Р.Гарипов, Р.Гайнутдинов и студенты физического факультета КГУ А.Яковлев, Ю.Яковлева.

### Литература

- [1] Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., 1969.
- [2] Ильин Г.Г., Салахов М.Х., Сарандаев Е.В. Уширение спектральных линий в плазме и газах (конспекты лекций): Учеб. пособие. Казань, 1998.
- [3] Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., 1978.
- [4] Ильин Г.Г., Протасевич В.И., Фишман И.С. Исследование асимметричных самообращенных спектральных линий // Оптика и спектроскопия. 1969. Т.26, вып.1. С.42-49.
- [5] Ya'akobi B. Self-reversed profiles of lines broadened by the Stark effect // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1969. V.9. PP.1097-1103.
- [6] Bober L., Tankin R.S. Emission and absorption measurements on a strongly self-absorbed argon atom line // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1969. V.9. PP.855-874.
- [7] Bober L., Tankin R.S. Investigation of equilibrium in argon plasma // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1970. V.10. PP.991-1000.
- [8] Преображенский Н.Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы. Новосибирск, 1971.
- [9] Дюков В.В., Ильин Г.Г., Фишман И.С. К вопросу определения электронной концентрации по асимметричным самообращенным спектральным линиям // Оптика и спектроскопия. 1972. Т.32, вып.6. С.1081-1087.
- [10] Дюков В.В. Анализ асимметричного самообращения в спектрах испускания, возбуждаемых в импульсном разряде: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Казань, 1972.
- [11] Ильин Г.Г., Салахов М.Х., Фишман И.С. Анализ асимметричного самообращения спектральных линий для случая поперечного наблюдения спектра // Журн. прикл. спектроскопия. 1976. Т.24, вып.2. С.201-207.
- [12] Fishman I.S., Il'in G.G., Salakhov M.Kh. Temperature determination of optically thick plasma from self-reversed spectral lines // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V.20. PP. 728-740.
- [13] Fishman I.S., Il'in G.G., Salakhov M.Kh. Review. Spectroscopic diagnostics of a strongly inhomogeneous optically thick plasma. Part 1. The formation of asymmetric self-reversed emission and absorption lines: determination of electron impact half-width and electron concentration // Spectrochimica Acta. Part B. 1995. V.50. PP.947-959.



[14] Fishman I.S., Il'in G.G., Salakhov M.Kh. Review. Spectroscopic diagnostics of a strongly inhomogeneous optically thick plasma. Part 2. Determination of atom concentration and variations of different physical values in the plasma cross-section using asymmetric self-reversed emission and absorption lines // *Spectrochimica Acta. Part B.* 1995. V.50. PP.1165-1178.

[15] Ильин Г.Г., Коновалова О.А. Анализ взаимосвязи параметров асимметричных самообращенных спектральных линий в условиях плотной неоднородной плазмы с преобладанием штарковского уширения заряженными частицами // *Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. Сборник статей.* Казань, 2001. С.173-180.

[16] Ильин Г.Г., Коновалова О.А., Салахов М.Х. Моделирование переноса излучения в спектральной линии в условиях неоднородной плазмы (конспекты лекций и задания к практикуму по численным методам и математическому моделированию): Учеб. пособие. Казань, 2001.

[17] Губарев В. Академик Иосиф Фридляндер // *Наука и жизнь.* 2006. №3. С.12-21.

[18] Букин О.А., Свириденков Э.А., Сушилов Н.В., Майор А.Ю., Холодкевич О.И. Регистрация аномального самообращения эмиссионных линий в лазерной плазме, генерируемой на поверхности твердых мишеней в нормальной атмосфере // *Квантовая электроника.* 1997. Т.24, №8. С.725-726.

[19] Букин О.А., Базаров И.В., Бодин Н.С., Ильин А.А., Киселев В.Д., Свириденков Э.А., Царев В.И., Майор А.Ю. Влияние давления газовой атмосферы на характеристики эмиссионных спектров лазерной плазмы, генерируемой на поверхности твердых мишеней // *Квантовая электроника.* 1998. Т.25, №8. С.705-708.

[20] Базаров И.В. Эмиссионная спектроскопия в задачах диагностики лазерной плазмы. Автореферат дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Хабаровск, 2000.

[21] Сарандаев Е.В., Салахов М.Х., Фишман И.С. Спектроскопическая установка с капиллярным источником света для исследования штарковского уширения спектральных линий // *Журн. прикл. спектроскопия.* 1988. Т.48, №3. С.513-516.

[22] Fishman I.S., Il'in G.G., Sarandaev E.V., Salakhov M.Kh. Experimental determination of the Stark parameters of Pb I, Pb II, and Cu II spectral lines in a plasma of the pulse capillary discharge // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1994. V.52. PP.887-896.

[23] Фишман И.С., Семин П.С., Десятник Г.А. Экспериментальное определение констант уширения и сдвига спектральных линий по их самообращенным контурам // *Оптика и спектроскопия.* 1979. Т.47, вып.3. С.441-446.

[24] Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. Л., 1963.