УДК 533.9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПО ДИСПЕРСИОННЫМ «КРЫЛЬЯМ» САМООБРАЩЕННЫХ ЛИНИЙ

Л. А. Луизова

Описан способ обработки экспериментальных данных, полученных при наблюдении контура самообращенной линии, зарегистрированного при наличии и отсутствии зеркала за разрядной трубкой, позволяющий найти оптическую толщину плазмы и радиальное распределение концентрации поглощающих атомов без использования данных о значениях коэффициента отражения зеркала.

Как известно, при работе по методу «самопросвечивания» для определения оптической толщины плазмы надо использовать отсчет регистрирующей системы $F'(\lambda, x)$ при открытом зеркале за разрядной трубкой и отсчет $F(\lambda, x)$ при закрытом зеркале [1]. Тогда

$$M(\lambda, x) = \frac{F'(\lambda, x) - F(\lambda, x)}{F(\lambda, x)} = R(x)\, e^{-\tau(\lambda, x)}. \tag{1}$$

Здесь $R(x)$ — эффективный коэффициент отражения зеркала; λ указывает на то, что измерения проводятся на определенной длине волны внутри контура линии, т. е. пренебрегаем влиянием аппаратного контура регистрирующей системы; x указывает на то, что измерения проводятся при определенном положении исследуемого источника относительно регистрирующей системы. В дальнейшем речь пойдет об аксиально-симметричной неоднородной плазме, поэтому под x будем понимать расстояние от оси источника до хорды, вдоль которой осуществляется просвечивание плазмы собственным излучением [2]. Определение $\tau(\lambda, x)$ из соотношения (1) возможно лишь при известном значении $R(x)$. Однако в реальных экспериментах с плазмой, ограниченной стенками, пропускание которых часто зависит от срока службы источника и даже от режима его работы (вследствие конденсации на стенках различных компонентов наполнения), независимое определение $R(x)$ невозможно. Ниже излагается способ определения $\tau(\lambda, x)$, не требующий предварительного измерения $R(x)$. В основе предлагаемого алгоритма лежит предположение о дисперсионной форме контуров линий поглощения. В ходе решения задачи справедливость этого предположения проверяется. Если выполняется соотношение

$$k(\lambda, y) = \frac{K_0(y)\, a(y)}{\pi\{(\lambda - \lambda_0)^2 + [a(y)]^2\}}, \tag{2}$$

где $k(\lambda, y)$ — коэффициент поглощения плазмы в точке, отстоящей от оси источника на расстоянии $r = \sqrt{x^2 + y^2}$,

$$K_0(y) = \int k(\lambda, y)\, d\lambda, \tag{3}$$

$a(y)$ — ширина линии поглощения, и, кроме того, все λ таковы, что $|\lambda_0-\lambda_0| \gg a$, то

$$\tau(\lambda_i,\ x_j)=2\int\limits_0^{\sqrt{r_0^2-x_j^2}}\frac{K_0(y)\,a(y)\,dy}{\pi(\lambda_0-\lambda_i)^2}, \tag{4}$$

где r_0 — радиус границы плазмы.

Соотношение (4) можно записать в виде

$$\tau(\lambda_i,\ x_j)=\frac{1}{(\lambda_i-\lambda_0)^2}\,\varphi(x_j) \tag{5}$$

Откуда

$$-\ln M(\lambda_i x_j)=-\ln R(x_j)+z\varphi(x_j), \tag{6}$$

где

$$\left.\begin{aligned} z&=\frac{1}{(\lambda_i-\lambda_0)^2};\\ \varphi(x_j)&=\frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\sqrt{r_0^2-x_j^2}}K_0(y)\ a(y)\ dy.\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Таким образом, есть основания искать зависимость экспериментальной величины $-\ln M(\lambda_i,\ x_j)$ в виде полинома первой степени относительно z. При этом из коэффициентов при нулевой степени z мы получаем значения коэффициентов отражения зеркала.

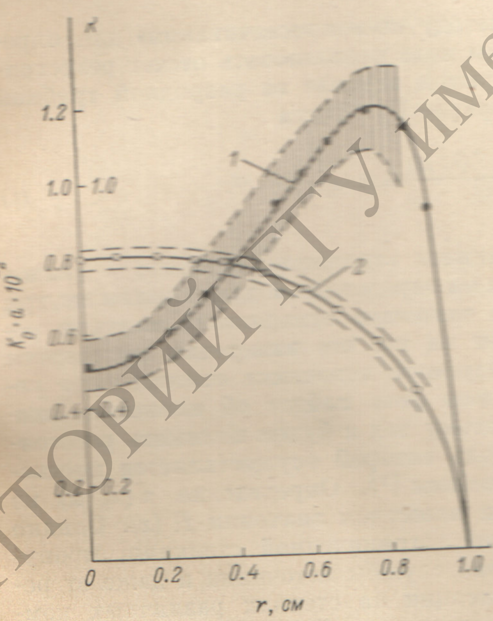

Рис. 1. Результат восстановления распределений $K_0(r)\,a(r)$ (*1*) и $R(x)$ (*2*) в «модельном» эксперименте.

Второе слагаемое в (6) дает значение $\tau(\lambda_i,\ x_j)$ для конкретного значения λ_i. Коэффициенты $\varphi(x_j)$, определенные для нескольких «положений» x_j дают возможность найти радиальное распределение поглощающих атомов путем решения уравнения

$$\pi\varphi(x_j)=2\int\limits_0^{\sqrt{r_0^2-x_j^2}}K_0(y)\ a(y)\ dy. \tag{8}$$

Мы использовали для решения (8) описанный в работе [3] метод статистической регуляризации с матрицей регуляризации, ограничивающей норму второй производной и параметром регуляризации, обеспечивающим «наиболее гладкое допустимое решение». Концентрация поглощающих атомов $N(r)$ находится с помощью функции $P(r)=K_0(r)\,a(r)$, являющейся решением (8), с использованием известной связи $N(r)$ и $K_0(r)$ [1]

$$N(r)=\frac{P(r)}{a(r)}\,\frac{m_0c^2}{\lambda^2 f\pi e^2}, \tag{9}$$

где m_0, e — масса и заряд электрона, f — сила осциллятора для данной линии, c — скорость света.

На рис. 1 представлен результат определения радиального распределения коэффициентов поглощения и коэффициента отражения (кривые *1* и *2*) в «модельном эксперименте». Сплошные кривые — заданные распределения. Заштрихован «коридор ошибок» определения величин по описанному выше алгоритму при условии, что погрешность величины $M(\lambda, x)$ составляет 3%.

При определении коэффициентов модели (6) используется алгоритм «ортогональных полиномов» [4]. Это означает, что степень полинома подбирается «автоматически» такой, чтобы дисперсия адекватности модели соответствовала (по критерию Фишера [5]) дисперсии воспроизводимости. Поэтому если в пределах точности эксперимента может быть обнаружено отклонение распределения от вида (6), то это проявится в появлении полиномов более высоких степеней, чем первая. При обработке результатов «реального» эксперимента (изучение резонансных линий добавок в металлогалоидных лампах) получен следующий результат.

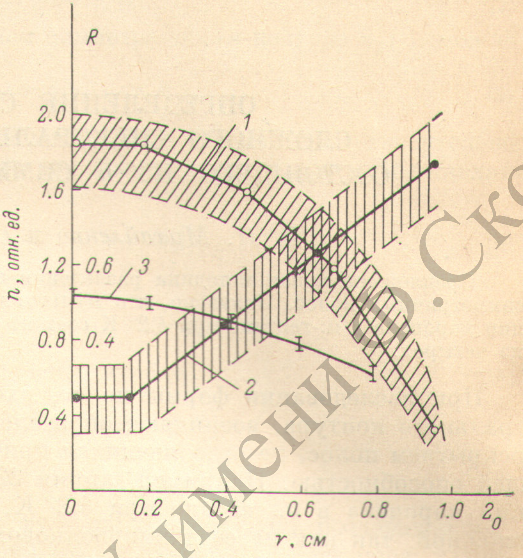

Рис. 2. Распределение атомов Na$3^2S_{1/2}$ (2), Te $6^3P_{3/2}$ (1) по радиусу в металлогаллоидной лампе и эффективный коэффициент отражения зеркала — $R(x)$ (3).

Модель (6) оказывается справедливой для линий Na 5889 Å и Tl 5350 Å и несправедливой для линии Tl 3776 Å, вблизи крыльев которой заметны молекулярные полосы, как в излучении, так и в поглощении. На рис. 2 в качестве примера приводится результат обработки данных «реального» эксперимента. Ошибка $(1+M)$ — около 5%. Измерения выполнены для пяти положений x_j. Кривая *1* — радиальный ход заселенности уровня Tl $6^2P_{3/2}$, кривая *2* — ход заселенности уровня $3^2S_{1/2}$ в относительных единицах. Абсолютные значения заселенностей на уровне Na 3 $^2S_{1/2}$: $N(r) = n7 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, на уровне Tl6 $^2P_{3/2}$: $N(r) = n3 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. Необходимые для расчета значения $a(r)$ приняты на основании работы [6] не зависящими от r и оценены с использованием константы вандерваальсовского уширения, вычисленной в одноэлектронном кулоновском приближении.

Кривая *3* на рис. 2 — ход $R(x)$. [В пределах погрешности значения $R(x)$, определенные по двум линиям, совпадают].

Отметим, что наличие равномерного поглощающего фона приведет к погрешности в определении $R(x)$, но не $\varphi(x)$ для линии дисперсионной формы. Поэтому алгоритм определения $N(r)$ по-прежнему применим.

Литература

[1] С. Э. Фриш. Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы». Изд. «Наука», Л., 1970.
[2] С. И. Крылова, Л. А. Луизова, А. Д. Хахаев. Опт. и спектр., *37*, 559, 1974.
[3] В. Ф. Турчин, В. П. Козлов, М. С. Малкевич. Усп. физ. наук, *102*, в. 3, 1970.
[4] G. E. Forsythe. J. Soc. Ind. Appl. Math., *5*, № 2, 1957.
[5] Д. Худсон. Статистика для физиков. Изд. «Мир», М., 1970.
[6] Л. А. Кирпичникова, С. И. Крылова, Л. А. Луизова, И. М. Некрылова, В. А. Соляникова, А. Д. Хахаев. Опт. и спектр., *35*, 809, 1973.

Поступило в Редакцию 14 июня 1974 г.