

## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО САМООБРАЩЕННЫМ КОНТУРАМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

В. А. Соляникова

Предложен метод, позволяющий определять оптическую толщину плазмы непосредственно по параметрам самообращенного контура спектральной линии.

В неоднородных оптически плотных источниках света (ударные трубы, плазматроны, взрывающиеся проволочки) контуры спектральных линий испытывают значительное самообращение. Диагностика подобных источников по коэффициентам испускания в крыльях спектральных линий,

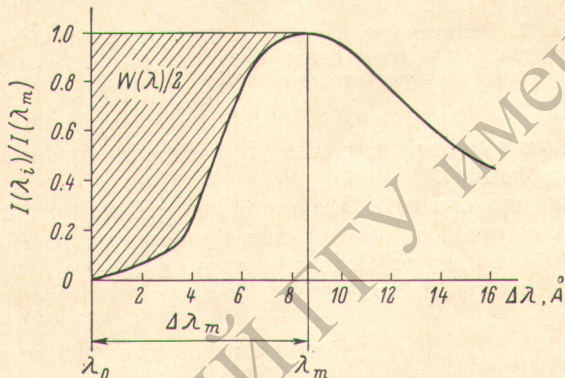


Рис. 1. Распределение интенсивности по длинам волн (в отн. ед.) в самообращенном контуре.

где оптическая плотность плазмы невелика ( $\tau \approx 1$ ), во-первых, очень трудоемка [1], во-вторых, имеется целый ряд источников, не допускающих по своим конструктивным особенностям применения методов просвечивания.

В данной работе предлагается метод определения оптической толщины плазмы непосредственно по параметрам самообращенного контура. Наиболее характерные параметры самообращенных контуров очевидны при рассмотрении рис. 1. В известных методиках [2-4] оптическая толщина в центре линии « $\tau_0$ » определяется с помощью зависимости  $I(\lambda_0)/I(\lambda_m)$  от  $\tau_0$ , которая рассчитывается на основе модельных представлений функции источника, при этом требуется априорное знание «степени» неоднородности источника, а метод оценки последней для резонансных линий не известен. В данной работе предлагается метод определения оптической толщины в пике самообращения  $\tau_m$  с помощью параметра  $W(\lambda)/\Delta\lambda_m$ , где  $W(\lambda)$  — «эквивалентная ширина провала» самообращенного контура (рис. 1), которая определяется следующим выражением:

$$W(\lambda) = \int_{-\lambda_m}^{\lambda_m} [1 - I(\lambda_i)/I(\lambda_m)] d\lambda_i, \quad (1)$$

а  $\Delta\lambda_m$  — расстояние от центра линии до пика самообращения.



В дальнейшем принимается полная идентичность контура испускания и поглощения в оптически тонком слое плазмы (наличие сдвига между ними исключается, на радиальные изменения ширины ограничения не наклад-

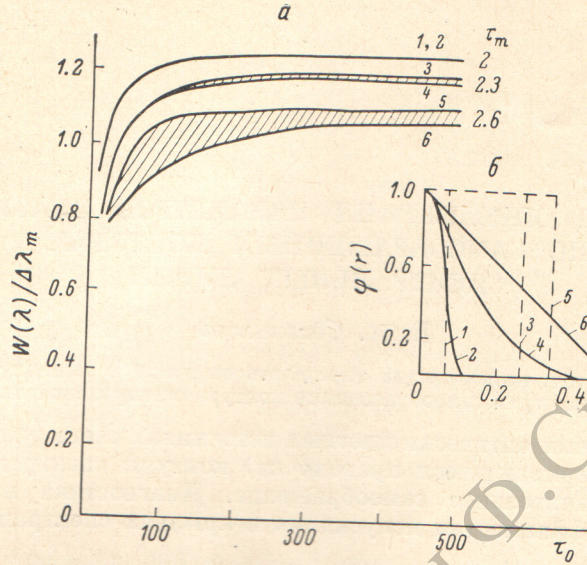


Рис. 2. Зависимость параметра  $W(\lambda)/\Delta\lambda_m$  от оптической толщины слоя в центре линии  $\tau_0$  (a) и используемые при расчете кривые (б) источника.

дываются, поскольку определяются параметры плазмы, усредненные вдоль луча наблюдения).

Преимущества параметра  $W(\lambda)$  заключаются в том, что его зависимость от величины  $\tau_0$  в отличие от общепринятой зависимости  $I(\lambda_0)/I(\lambda_i) = f(\tau_0)$ , во-первых, слабо зависит от модели источника, а во-вторых, позволяет проводить диагностику плазмы при больших оптических толщинах, когда центральные части спектральной линии полностью поглощены ( $I(\lambda_0) \approx 0$ ).

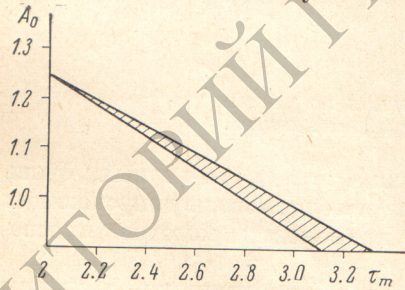


Рис. 3. Зависимость параметра  $A_0$  от оптической толщины в пике самообращения.

На рис. 2 приводятся примеры численно рассчитанных для набора функций источников  $\varphi(r)$  зависимостей параметра  $W(\lambda)/\Delta\lambda_m$  от величины  $\tau_0$  (форма контура дисперсионная). Числа у кривых означают величину  $\tau_m$ , оптическую толщину в пике самообращения, характеризующую определенный набор функций источника. Очевидно, во-первых, различие в способе задания функции источника при данном  $\tau_m$  тем меньше сказывается на величине  $W(\lambda)$ , чем больше  $\tau_0$  (заштрихованная область на

рис. 2). Во-вторых, при  $\tau_0 \rightarrow \infty$   $W(\lambda)/\Delta\lambda_m$  не зависит от величины  $\tau_0$ , но стремится к определенному, для каждой кривой, пределу  $A_0$ . Связь величины  $A_0$  с величиной  $\tau_m$ , численно рассчитанная, представлена на рис. 3 (указанный на рисунке «разброс» характеризует неоднозначность определения  $W(\lambda)$  за счет различия  $\varphi(r)$ ). Данная связь позволяет определить величину  $\tau_m$ , не прибегая к методам реабсорбции в пределах контура спектральной линии.

Однако предварительно мы должны убедиться в том, что величина  $\tau_0$  велика, по крайней мере  $\geq 300$ . Для этого достаточно выполнения условия  $\Delta\lambda_m \geq 10a$ , где параметр  $a$  есть полуширина линии в условиях оптически прозрачной плазмы.



Предлагаемая методика определения  $\tau_m$  проверялась с помощью метода реабсорбции в пределах контура спектральной линии: плазма просвечивалась собственным излучением с помощью сферического зеркала [5]. В качестве источника использовалась дуга высокого давления, ограниченная цилиндрическими стенками с составом наполнения: ртуть и иодиды натрия, таллия, индия. Результаты сравнения представлены в табл. 1, где  $\tau_m^p$  — значения, определенные по предлагаемой методике, а  $\tau_m^a$  — с помощью метода реабсорбции. Совпадение обоих значений в центральных областях источника очевидно. В пограничном слое отличие  $\tau_m^p$  и  $\tau_m^a$  объяснялось за счет того, что преломление луча стенками источника приводит к тому, что фактически просвечивается не тот слой, который излучает за счет неточной юстировки зеркала.

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$		$r^*$				
		0	0.2	0.4	0.6	0.8
4101 (In)	$W(\lambda)/\Delta\lambda_m$	0.9	0.9	0.95	0.88	0.78
	$\tau_m^p$	2.1	2.1	—	2.2	2.75
	$\tau_m^a$	1.8	2.4	2.2	2.2	1.9
5350 (Tl)	$W(\lambda)/\Delta\lambda_m$	1.13	1.16	1.11	1.13	0.93
	$\tau_m^p$	2.5	2.4	2.6	2.5	3.1
	$\tau_m^a$	2.6	2.8	2.4	2.3	1.5
5889 (Na)	$W(\lambda)/\Delta\lambda_m$	1.03	1.09	1.13	1.1	1.09
	$\tau_m^p$	2.9	2.4	2.1	2.2	2.3
	$\tau_m^a$	3.0	2.5	2.4	1.7	1.8

\*  $r$  характеризует координату луча наблюдения, проходящего перпендикулярно оси источника, радиус которого принят за единицу.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет сохранить информацию о свойствах пристеночного слоя для широкого класса источников. При этом для определения величины  $\tau_0$  не нужна априорная информация о виде функции источника. Необходимо лишь знание ширины линии в условиях оптически тонкого слоя. В промежуточной области оптических толщин ( $8 < \tau_0 < 300$ ) параметр  $W(\lambda)/\Delta\lambda_m$  зависит от вида функции источника. Однако знание величины  $a$  позволяет в этом случае однозначно оценить величину  $\tau_0$  следующим образом: методом подбора по рис. 2 находим ту кривую, для которой  $\tau_0$  наиболее близко к значению, определяемому формулой

$$\tau_0' = \frac{\tau_m (\Delta\lambda_m^2 + a^2)}{a^2}, \quad (2)$$

которое является истинным значением оптической толщины в центре линии.

Эффективность процедуры подбора проиллюстрируем на следующем примере: для заданной функции источника ( $\mathcal{Z}$  на рис. 2, б) и заданных величин  $\tau_0$  (170) и  $a$  (1 Å) рассчитываем контур (рис. 1); определяем параметр  $W(\lambda)/\Delta\lambda_m$  (1.16). Результаты подбора величины  $\tau_m$  и  $\tau_0$  по рис. 2

приводятся в табл. 2. Очевидно, наиболее вероятное значение  $\tau_0' \sim 168$ , что хорошо совпадает с истинным. Предлагаемый метод определения  $\tau_m$  имеет смысл, если величина  $a$  известна с достаточной точностью (погрешность не более 10%), в противном случае для оценок параметров сильно неоднородных источников достаточно пользоваться любым из значений  $\tau_m \sim (2 \div 3.2)$ .

Таблица 2

$\tau_m$	$\tau_0'$	$\tau_0$ (по кривым рис. 2)
2	146	60
2.3	168	148—180
2.6	190	$\infty$



## Литература

- [1] С. И. Крылова, Л. А. Луизова, А. Д. Хахаев. Опт. и спектр., 31, 1037, 1971.
- [2] И. В. Дворникова, И. М. Нагибина. Опт. и спектр., 4, 421, 1958.
- [3] R. Cowan, G. Dieke. Rev. Mod. Phys., 20, 418, 1948.
- [4] H. Bartels. Zs. Phys., 127, 243, 1950; 128, 546, 1960.
- [5] С. И. Крылова, Л. А. Луизова, А. Д. Хахаев. Опт. и спектр., 37, 559, 1974.

Поступило в Редакцию 14 июня 1974 г.

---

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНА