

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ИНДИКАТРИСЕ РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. Д. Петров, Э. Ф. Юрчук и В. А. Журавлев

Разработан метод диагностики плазмы, основанный на исследовании индикатрисы рассеянного излучения.

Спектральная плотность энергии электромагнитного излучения, рассеянного на электронах плазмы, обычно очень мала и определение ее достаточно сложно [1-3]. Значительно более удобными могут оказаться

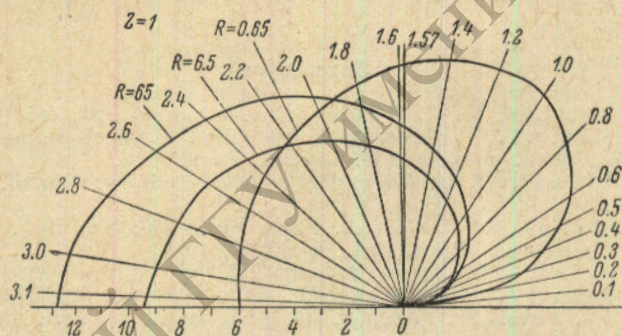


Рис. 1. Интегральные сечения рассеяния на свободных электронах в зависимости от R .

методы, использующие интегральные по спектру значения рассеянного излучения, например методы, использующие диаграмму направленности (индикатрису) рассеянного излучения [4, 5]. Расчет и анализ угловой зависимости сечения рассеяния на свободных электронах $S_e(\theta)$ и на связанных с ионами $S_i(\theta)$, проведенный соответственно в единицах ω_e и ω_i по формулам

$$S_e(\theta) = \int_0^\infty \Gamma_e(\omega, \theta) d\omega, \quad S_i(\theta) = Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \int_0^\infty \Gamma_i^-(\omega, \theta) d\omega \quad (1)$$

(все выражения для подынтегральных функций взяты из [1]) показал [4], что изменение параметров плазмы вполне ощутимо сказывается на угловом распределении рассеянной радиации и метод индикатрис вполне может быть использован для целей диагностики плазмы.

На рис. 1 приведены типичные интегральные индикатрисы рассеяния S_e для свободных электронов, рассчитанные по формуле (1). Параметром этих кривых является величина

$$R = \sqrt{\frac{n_e e^2}{4\pi k T_e}} \lambda,$$

где n_e , T_e , e — соответственно концентрация, температура и заряд электронов, k — постоянная Больцмана.

При сравнении приводимых выше индикатрис с экспериментальными следует ввести коэффициент $1 + \cos^2 \theta$ для неполяризованного излучения и $\sin^2 \psi$ для плоскополяризованного, где ψ — угол между вектором поляризации падающего и волновым вектором рассеянного излучения [6].

Следует отметить, что при $\alpha \ll 1$, $S_e > S_i$, при $\alpha \gg 1$ выполняется обратное соотношение. Вид спектра при переходе от $\alpha \ll 1$ к $\alpha \gg 1$ существенно меняется, что при использова-

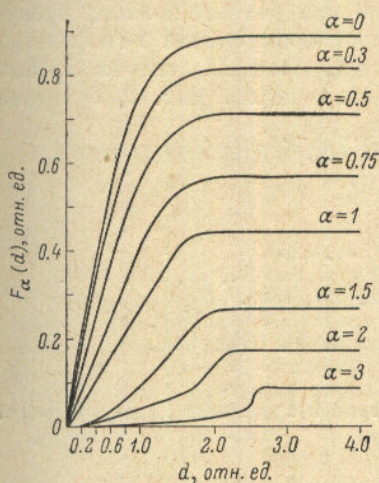


Рис. 2. Зависимость интегрального сечения рассеяния на свободных электронах внутри спектрального интервала d .

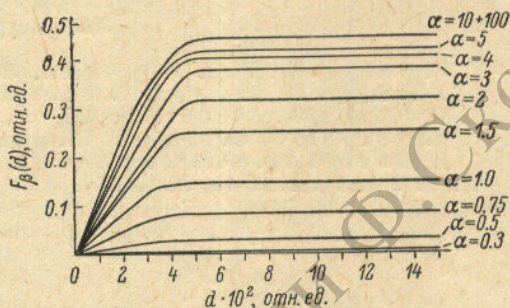


Рис. 3. Зависимость интегрального сечения рассеяния на электронах, связанных с ионами внутри спектрального интервала d .

нии достаточно узкополосных интерференционных фильтров позволяет измерять отдельно электронную и ионную индикатрисы и соответственно отдельно определять параметры ионов и электронов.

При функции пропускания фильтра $T(\lambda)$ интенсивность рассеянного излучения пропорциональна I_p , где

$$I_p = \int_0^\infty \left[\frac{\Gamma_\alpha(\omega, \theta)}{\omega_e} + Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \frac{\Gamma_\beta(\omega, \theta)}{\omega_i} \right] T(\lambda) d\omega. \quad (2)$$

Если функция пропускания фильтра П-образна, а полоса пропускания равна d , то формула (2) переходит в

$$I_p = \frac{1}{\omega_e} \int_0^d \Gamma_\alpha(\omega, \theta) d\omega + Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \frac{1}{\omega_i} \int_0^d \Gamma_\beta(\omega, \theta) d\omega. \quad (3)$$

На рис. 2 и 3 приведены вычисленные на ЭЦВМ отдельно значения первого $F_\alpha(d)$ и второго $F_\beta(d)$ членов уравнения (3), соответствующие электронной и ионной компонентам индикатрисы рассеяния в зависимости от d (величина d в единицах ω_e).

На рис. 4 приведены кривые, рассчитанные по формуле (3) для равновесной водородной плазмы. При расчете плазмы с другим химическим составом соответственные кривые легко могут быть получены из графиков рис. 2 и 3. Видно, что начиная с некоторого значения d

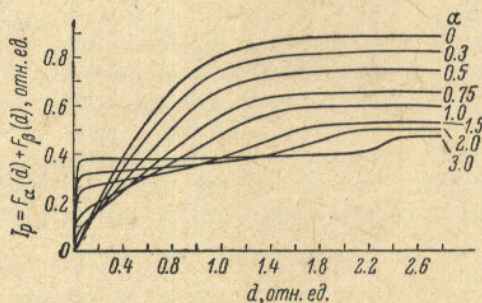


Рис. 4. Полное сечение рассеяния для водородной плазмы в зависимости от спектрального интервала d .

сигнал не увеличивается. Это означает, что электронные сателлиты полностью пропускаются при данной полуширине фильтра.

Таким образом, при известном α (определенном, например, методом, описанным в [4]) возможно определение T_e по отношению двух сигналов, полученных под одним и тем же углом, но при разных полосах пропускания фильтров. С этой целью удобно полосу пропускания 1-го фильтра d_1 иметь достаточно большой, так чтобы принимаемый сигнал I_1 был в зоне «насыщения». Тогда при $d_2 \ll d_1$ по кривым рис. 2, 3 можно найти значение $\omega_{e,i}$ и отсюда определить $n_{e,i}$; $T_{e,i}$.

Литература

- [1] E. E. Salpeter. Phys. Rev., II ser., 120, 1528, 1960.
- [2] M. Daehler, L. Sawyer, K. Thomas. Phys. Fluids., 12, 225, 1969.
- [3] H. C. Koons, L. Fiocco. Phys. Lett., 26A, 614, 1968.
- [4] Г. Д. Петров, Э. Ф. Юрчук. Ж. прикл. спектр., № 5, 1970.
- [5] Г. Д. Петров, Э. Ф. Юрчук. Опт. и спектр., 28, 1204, 1970.
- [6] W. B. Jonson. AP-15, № 1, 1967.

Поступило в Редакцию 25 марта 1970 г.