КРИТИЧЕСКАЯ АПЕРТУРА ПРИ ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ

Л.Н.Пятницкий, Г.П.Хаустович, В.В.Коробкин

В методе диагностики плазмы по рассеянию лазерного излучения на свободных электронах параметры плазмы определяются в результате анализа распределения плотности спектра рассеяния. Плотность спектра пропорциональна сечению рассеяния σ и телесному углу $\Delta\Omega$, в которых собирается рассеянный свет.

Для лабораторной плазмы частота лазерного излучения обычно значительно превышает частоту столкновений заряженных частиц плазмы. Поэтому во взаимодействии электронов с ионами превалирует процесс слабого рассеяния электронов в кулоновском поле ионов. В этом случае сечение рассеяния для электронной компоненты (в плоскости перпендикулярной электрическому вектора плоскополяризованной волны) пропорционально функции $\Gamma_a(x)$ [1]:

$$\Gamma_a(x) = \frac{e^{-x^2}}{\left[1 - a^2\left(2xe^{-x^2}\int\limits_0^x e^{t^2}dt - 1\right)\right]^2 + \cancel{4}\pi a^4 x^2 e^{-2x^2}}, \qquad (1)$$

$$a = \sqrt{\frac{n_e e^2}{4\pi kT}\;\frac{\lambda_0}{\sin\frac{\theta}{2}}}, \qquad (2)$$

$$\omega_e = \frac{4\pi}{\lambda_0}\sqrt{\frac{2kT_e}{m}}\sin\frac{\theta}{2}. \qquad (3)$$

$x = \omega/\omega_e$ – безразмерная частота; $\omega = \omega' - \omega^\circ$ – смещение частоты ω' относительно ω_0; ω_0, λ_0 – частота и длина волны лазерного излучения; k – постоянная Больцмана; T_e – температура электронов.

Характер спектра определяется параметром a (см. рис.1). При отсутствии коллективных эффектов в плазме ($a \ll 1$) спектр не зависит от a и описывается гауссовой кривой, характеристики которой дают возможность без особого труда вычислить n_e и T_e. Влияние коллективных эффектов ($a \gtrsim 1$) сказывается в появлении в спектре сателлитов и приводит к тому, что сечение становится функцией a, а, следовательно, и угла рассеяния θ. Это означает, что в пределах угла наблюдения $\Delta\Omega$ рассеянный свет относится к разным углам рассеяния θ, т.е. к разным a. При этом происходит аппаратурное "уширение" сателлита. Поэтому (1) оказывается справедливым только для достаточно малых углов $\Delta\Omega$. Между тем в экспериментальной практике существует тенденция использовать для наблюдения рассеянного света возможно бо́льший телесный угол, величина которого обычно составляет 0,3 *стерад*, но может достигать и 1 *стерад*, что безусловно приводит к получению завышенных значений полуширины сателлитов и, соответственно, температуры.

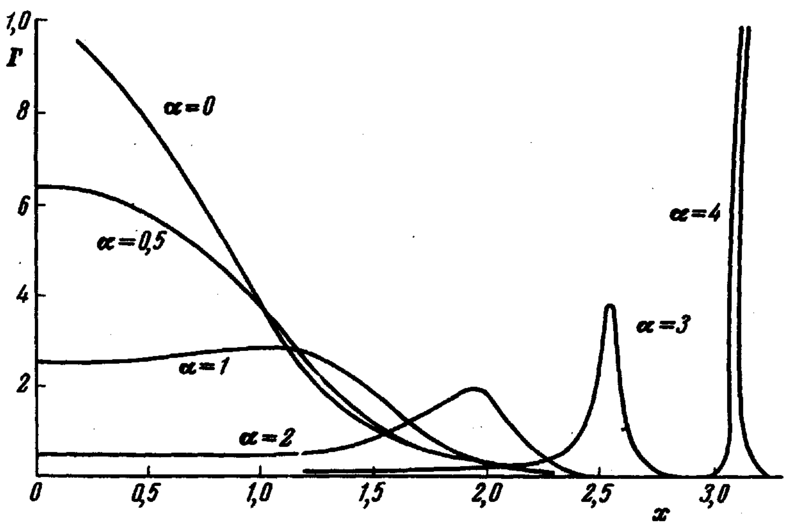

Рис. 1

Для определения критических значений телесного угла наблюдения $\Delta\Omega_{кр}$, при которых уширением сателлитов можно пренебречь, заметим, что должно выполняться условие

$$\frac{\Delta(\delta\omega) + 2(\Delta\omega_1)}{\delta\omega} \leqslant \epsilon, \qquad (4)$$

где $\Delta(\delta\omega)$ – изменение полуширины сателлита, обусловленное непосредственным влиянием a на саму полуширину; $\Delta\omega_1$ – уширение за счет смещения сателлита; ϵ – малое число. При достаточно большом a ($a > 1$), как это следует из рис.1, уширение происходит в основном за счет его смещения, поэтому условие (4) упрощается:

$$\Delta\omega_1 \leqslant (\epsilon/2)\,\delta\,\omega. \qquad (5)$$

В теории [1] фигурируют не абсолютные частоты, а их относительные значения δx и x_1, которые можно выразить в виде монотонных функций

$$\delta x = f(a), \quad x_1 = \phi(a). \tag{6}$$

Но по определению $x = \Delta\omega / \omega_e$, поэтому

$$\Delta\omega_1 = x_1 \omega_e, \quad \delta\omega = \delta x \omega_e. \tag{7}$$

Согласно (3) ω_e зависит от θ, поэтому при замене в (5) ω_1 и $\delta\omega$ через x_1 и δx величины ω_e не сокращаются, точнее сокращается лишь сомножитель, не зависящий от θ и характеризующий состояние плазмы, которое, естественно, от угла рассеяния не зависит. Осуществляя такую замену и производя сокращения, получаем вместо (5):

$$\Delta\left(x_1 \sin\frac{\theta}{2}\right) \leqslant \frac{\epsilon}{2}\delta x \sin\frac{\theta}{2}, \tag{8}$$

или, с учетом (6),

$$\Delta\left[\phi(a)\sin\frac{\theta}{2}\right] \leqslant \frac{\epsilon}{2} f(a)\sin\frac{\theta}{2}. \tag{9}$$

При дифференцировании левой части (9), следует иметь в виду, что a также содержит два множителя: один характеризует плазму и не зависит от апертуры, а другой зависит только от угла рассеяния. Поэтому

$$\frac{\partial a}{\partial\theta} = -\frac{a}{2\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2}}. \tag{10}$$

Производя соответствующее дифференцирование, получаем вместо (9):

$$\frac{1}{2}\cos\frac{\theta}{2}\left(x_1 - a\frac{\partial x}{\partial a}\right)\Delta\theta \leqslant \frac{\epsilon}{2}\delta x \sin\frac{\theta}{2}. \tag{11}$$

Окончательно, условие для критических значений угла $\Delta\Omega_{\text{кр}}$ имеет вид:

$$\Delta\Omega_{\text{кр}} = 2\pi\left[1 - \cos\left(\frac{\epsilon f(a)\,\mathrm{tg}\frac{\theta}{2}}{\phi(a) - a\frac{\partial\phi(a)}{\partial a}}\right)\right]. \tag{12}$$

На рис.2 приведены зависимости $\Delta\Omega_{\text{кр}}$ и a в случае $\epsilon = 0{,}1$ для различных углов рассеяния (кривые *1,2,3,4* соответствуют углам $\theta = 135$, 90, 45, 10°). Аналогичный расчет можно выполнить для уширения сателлита за счет $\Delta(\delta\omega)$. В этом случае для $\Delta\Omega_{\text{кр}}$ получаем выражение

$$\Delta\Omega_{\text{кр}} = 2\pi\left[1 - \cos\left(\frac{2\epsilon f(a)\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta}{2}}{f(a) - a\,\dfrac{\partial f(a)}{\partial a}}\right)\right]. \qquad (13)$$

Кривая такого типа, ограничивающая область апертур, для угла рассеяния $\theta = 90°$ и $\epsilon = 0{,}1$, также приведена на рис.2 (кривая *2а*).

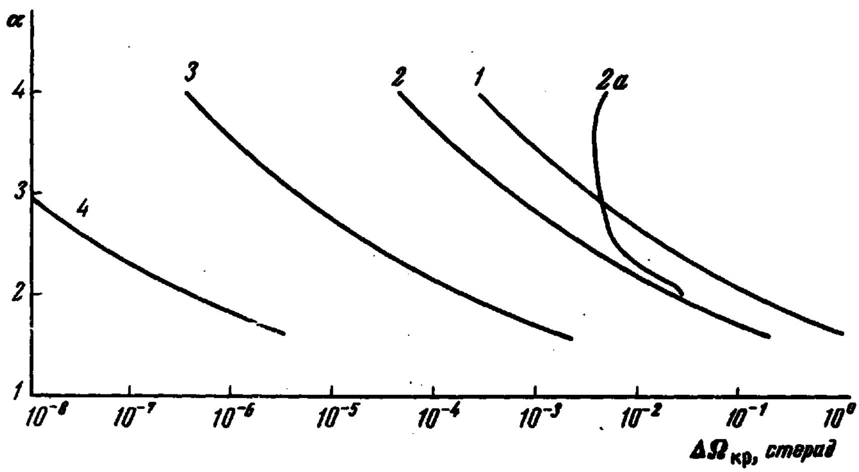

Рис. 2

Как показывают результаты расчетов, критические значения $\Delta\Omega$ оказываются значительно ниже тех углов наблюдения, которые обычно встречаются в эксперименте. Этим, в частности, можно объяснить тот факт, что вычисленные по характеристикам спектров температуры оказываются значительно выше ожидаемых [2–4].

Энергетический институт
им.Г.М.Кржижановского

Поступило в редакцию
24 апреля 1968 г.

Литература

[1] E.E.Salpeter. Phys.Rev., 120, 1528, 1960.

[2] P.W.Chan, R.Q.Nodwell. Phys. Rev. Lett., 16, 122, 1966.

[3] H.Röhr. Phys. Lett., 25A, 167, 1967.

[4] Л.Н.Пятницкий, Г.П.Хаустович, В.В.Коробкин, ТВТ, № 4, 1968.