

$$\left. \begin{aligned} \rho_1(\delta\delta) &= -10 \lg \Delta f - 10 \lg \left[\frac{2e(1+B)}{I_1} + \frac{2e(1+B)I_T}{I_1^2} + \frac{4kT}{M^2 R_n I_1^2} \right], \\ \rho_2(\delta\delta) &= -10 \lg \Delta f - 10 \lg \left[\frac{2e(1+B)}{I_1} + \frac{2e(1+B)I_T}{I_1^2 \left(\frac{l}{2}\right)^2} + \frac{4kT}{M^2 R_n I_1^2 \left(\frac{l}{2}\right)^2} \right] - 10 \lg 2. \end{aligned} \right\} (8)$$

На рис. 2 приведены кривые $\rho_1(I)$ и $\rho_2(I)$, рассчитанные при следующих значениях параметров: $\Delta f = 100$ гц, $1+B = 2.5$; $I_T = 10^{-12}$ а, $l = (20, 50)$. Если щелевой спектрометр работает с ФЭУ, имеющим характеристику $\rho(I)$ (I на рис. 2), то растровый спектрометр эквивалентен щелевому, в котором применены фотоумножители с характеристиками 2 ($l=20$) или 3 ($l=50$).

Таким образом, осуществление селективной растровой модуляции позволяет уменьшить влияние темнового тока и паразитной засветки при спектрометрировании слабых световых потоков в видимой области. Применение растров с коэффициентом сжатия l приводит к уменьшению порога чувствительности спектрометра в $l/2$ раз.

Литература

- [1] A. Girard. Appl. Optics, 2, 79, 1963.
- [2] A. Girard. Optica Acta, 7, 81, 1960.
- [3] К. И. Тарасов. Спектральные приборы. Изд. «Машиностроение», Л., 1968.
- [4] Ю. С. Лезин. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. Изд. «Сов. радио», М., 1963.
- [5] Н. А. Соболева, А. Г. Барковский, Н. О. Чечик, Р. Е. Елисеев. Фотоэлектронные приборы. Изд. «Наука», М., 1965.

Поступило в Редакцию 10 сентября 1973 г.

УДК 533.9

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ ВЫСОКОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ ПО ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

М. А. Блох и Г. С. Воронов

В связи с успехами по получению плотной и горячей плазмы в магнитных ловушках, достигнутыми за последние годы, количество нейтрального газа в плазме резко снизилось и степень ионизации плазмы в современных ловушках приблизилась к 100%. Тем не менее присутствие нейтральных атомов в плазме (даже в относительно небольших количествах) продолжает оказывать существенное влияние на свойства плазмы.

Ниже описывается метод измерения плотности нейтральных атомов в сильно ионизованной плазме, позволяющий определять абсолютную плотность нейтралов из результатов относительных измерений интенсивности спектральных линий.

Рассмотрим плазму, в которой для возбужденных уровней выполняются условия коронального равновесия, и оптически тонкую в континууме, так что процесс фоторекомбинации не уравнивается фотоионизацией. Скорость заселения некоего возбужденного уровня будет определяться электронными ударами и фоторекомбинацией на этот уровень. Тогда интенсивность линии, для которой рассматриваемый уровень является верхним, можно записать так:

$$I_i = (n_0 n_e X_i + \alpha_i n_e^2) \hbar \omega, \quad (1)$$

n_0 , n_e — плотности нейтральных атомов и электронов, α_i — коэффициент рекомбинации на этот уровень. $X_i = \langle v \sigma_i \rangle$ — усредненное по максвелловскому распределению электронов сечение возбуждения на данный уровень; в более общем случае, когда надо учитывать каскадные переходы, коэффициент запишется в виде

$$X_i = \langle v \sigma_i \rangle + \sum_j \langle v \sigma_j \rangle \frac{A_{ji}}{\sum_k A_{jk}}.$$

В формуле (1) мы пренебрегли тройной рекомбинацией, что правомерно, если $n_e \ll 3 \cdot 10^{13} \text{ 7}_0^{3.75} \text{ эв см}^{-3}$.

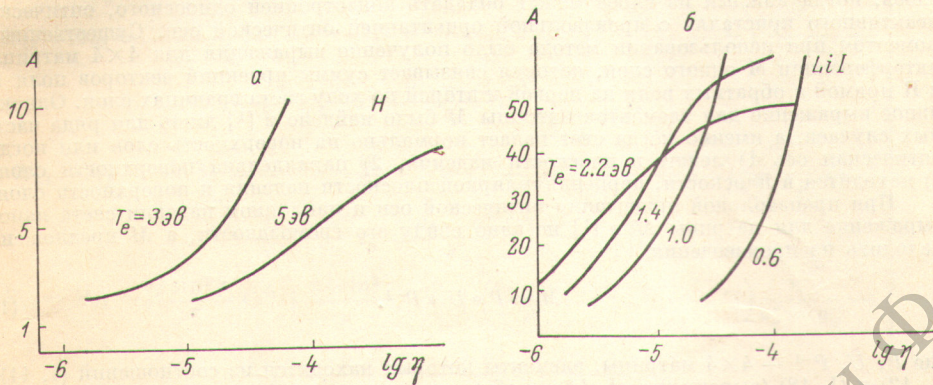
Относительная интенсивность двух линий равна

$$A = \frac{T_1 \omega_2}{T_2 \omega_1} = \frac{\eta X_1 + \alpha_1}{\eta X_2 + \alpha_2}; \quad \eta = \frac{n_0}{n_e}.$$

В двух предельных случаях $\eta \gg \alpha_i/X_i$, $\eta \ll \alpha_i/X_i$ относительная интенсивность линий будет функцией только температуры электронов. В промежуточном же случае $\eta \approx \alpha_i/X_i$ она будет зависеть также и от степени ионизации плазмы.

На рисунках показаны зависимости относительной интенсивности линии 6708 и 6103 Å LiI и L_α и L_β от η для различных значений электронной температуры. При вычислениях использовались коэффициенты рекомбинации и сечения возбуждения, рассчитанные в работах [1-4].

Как видно из графиков, существует область значений η , в которой возможно измерение степени ионизации плазмы по относительной интенсивности спектральных линий нейтральных атомов. Диапазон степеней ионизации и электронная температура, при которой возможно измерение, взаимно определяются условием $\eta \approx \alpha_i/X_i$. Кроме того, необходимо, чтобы выполнялись условия, в которых получена формула (1),



Зависимости относительной интенсивности спектральных линий водорода (а) и нейтрального лития (б) от степени ионизации плазмы для различных величин электронной температуры.

имелись надежные теоретические расчеты коэффициентов рекомбинации и сечений возбуждения, а электронная температура измерялась независимым методом.

Описанный метод был использован для измерения плотности нейтральных атомов лития в экспериментах по инжекции лазерной плазмы в стеллараторы TOP-1 [5].

При фокусировании излучения мощного лазера Nd на мишень из металлического лития, расположенную внутри вакуумной камеры стелларатора и удерживалась в течение 1—2 мсек. Параметры плазмы в процессе удержания: плотность электронов 10^{11} см⁻³, температура электронов 1 эв, температура ионов монотонно росла с увеличением энергии лазера от 1 до 4—5 дж и достигала 100 эв, при дальнейшем увеличении энергии лазера температура ионов резко падала.

В наших экспериментах измерялась относительная интенсивность двух указанных линий нейтрального лития и была определена степень ионизации плазмы через 750 мсек. после момента инжекции. Она оказалась равной $\eta = 10^{-4.4 \pm 0.4}$. Это измерение позволило, кроме того, сделать калибровку регистрирующей аппаратуры с тем, чтобы в дальнейшем измерять плотность нейтральных атомов по интенсивности одной линии. Такие измерения проводились для более ранних моментов времени, когда плотность нейтральных атомов была более высокой и не могла быть измерена методом относительных интенсивностей.

Эти измерения показали, что плотность нейтрального лития через 100 мсек. после инжекции быстро растет с увеличением энергии лазера и достигает 10^{11} см⁻³ при $Q_\lambda = 5$ дж.

Такое поведение плотности нейтральных атомов позволяет приписать резкое падение ионной температуры процессу резонансной перезарядки, так как характерная плотность атомов, при которой перезарядка становится существенной, определенная из условия, что длина свободного пробега иона по отношению к этому процессу соизмерима с длиной ловушки, равна для лития $n_{0кр.} = 10^{10}$ см⁻³.

Литература

- [1] T. C. Hayes, A. Dalgarno. JQSRT, 12, 1539, 1972.
- [2] A. Burgess. Mem. Royal Astr. Soc., 69, 1, 1964—1965.
- [3] Л. Вайнштейн, Л. Пресняков. Препринт ФИАН, 1966.
- [4] Л. Вайнштейн, В. Опыхтин, Л. Пресняков. Препринт ФИАН 1964.
- [5] Э. Д. Андрухина, М. А. Блох, Г. С. Воронов, О. И. Федянин, Ю. В. Хольнов, И. С. Шпигель. Препринт ФИАН, 1972.

Поступило в Редакцию 9 января 1974 г.