

## АНОМАЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ САТЕЛЛИТОВ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ

*В.И.Баянов, В.А.Бойко, А.В.Виноградов, С.С.Гулидов,  
А.А.Илюхин, В.А.Катулин, А.А.Мак, В.Ю.Носач,  
А.Л.Петров, Г.В.Перегудов, С.А.Пикуз, И.Ю.Скобелев,  
А.Д.Стариков, А.Я.Фасенов, В.А.Чирков, Е.А.Юков*

В работе исследуется эффект аномального возрастания интенсивностей компонентов спутниковой структуры резонансных линий водородоподобных ионов в излучении плотной лазерной плазмы, дается его интерпретация и предлагается новая методика измерения электронной плотности плазмы в диапазоне  $N_e \sim 10^{20} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$ .

Использование лазерной плазмы позволило провести систематические исследования спектров многозарядных ионов в рентгеновском диапазоне [1, 2]. Наибольший интерес для диагностики лабораторной и астрофизической горячей плазмы представляют резонансные линии H-

и He-подобных ионов и их спутники. Анализ интенсивностей спутников типа  $1s^2 2l - 1s 2l 2l'$  для случая He-подобных ионов, основанный на релятивистских расчетах [3, 4] вероятностей излучательного ( $A$ ) и безызлучательного ( $\Gamma$ ) распадов дважды возбужденных уровней, показал не только качественное, но и количественное согласие теории и эксперимента [2, 5].

Интенсивности спутников резонансных линий H-подобных ионов до настоящего времени практически не исследовались. Проведенный в настоящей работе детальный анализ спектров излучения лазерной плазмы показал, что для большей части спутников типа  $1s n l' - 2 l n l'$  (где  $n = 2, 3$ ), также как и для случая He-подобных ионов, сохраняется согласие экспериментальных интенсивностей и расчетных, полученных в корональном приближении (см. рис. 1)<sup>1)</sup>.

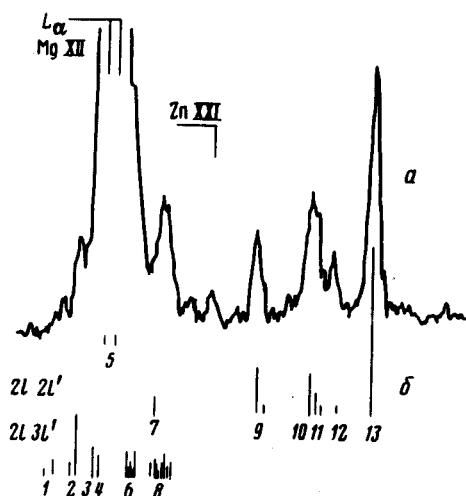


Рис. 1. Спутниковая структура  $Ly_\alpha$  иона Mg XII:  $a$  — денситограмма спектра лазерной плазмы;  $b$  — теоретический спектр при заселении верхних уровней типа  $2l 2l'$  и  $2l 3l'$  путем диэлектронной рекомбинации (подробнее см. [2])

Имеется, однако, резкое расхождение для переходов  $1s 2p^3 P_{0,1,2} - 2p^2 3P_{1,2}$  и  $1s 2s^3 S_2 - 2s 2p^3 P_{0,1,2}$  (обозначены на рис. 1 цифрами  $12$  и  $10 \div 11$ , соответственно). Теоретическое значение отношения интенсивностей для Mg XII составляет  $\kappa = 0,17$ , если заселение автоионизационных уровней происходит только за счет диэлектронной рекомбинации, как это предполагается в корональной модели. В то же время измеряемая на эксперименте величина оказывается в  $3 \div 5$  раз больше. Эксперименты, проведенные на различных установках для широкого диапазона параметров нагревающего плазму лазерного излучения, подтвердили указанное расхождение (см. таблицу). Малая расчет-

<sup>1)</sup> Авторы благодарны У.И.Сафроновой предоставившей данные расчетов  $A$  и  $\Gamma$  для спутников резонансных линий H-подобных ионов.

ная интенсивность линии  $1s 2p^3P - 2p^2^3P$  объясняется малостью вероятности диэлектронного захвата в состоянии  $2p^2^3P$ , который в приближении  $LS$ -связи вообще запрещен. Другой возможный механизм возбуждения диэлектронных сателлитов – возбуждение электронным ударом из основной конфигурации иона предыдущей кратности ионизации – чрезвычайно важен для He-подобных ионов [2, 5], но не играет роли для H-подобных ионов, так как сечения возбуждения двухэлектронных переходов очень малы. Возбуждение сателлитов из метастабильных состояний He-подобных ионов, которым авторы [10] пытались объяснить обсуждаемую аномальную интенсивность сателлитов, также несущественно, если отношение концентраций He-подобных и H-подобных ионов  $\eta$  не слишком велико:  $\eta < 50$ . В нашем случае, как это следует из отношения интенсивностей резонансных линий,  $\eta \sim 1$ .

Для объяснения указанной аномалии необходимо учесть возможность переходов между дважды возбужденными уровнями за счет электрон-ионных соударений. Можно показать, что с учетом этих процессов<sup>1)</sup> интересное нас отношение  $\kappa$  равно:

$$\kappa = a\alpha + \frac{x^2[a(1-a) + b] + x[a(1-a + \beta) + b]}{(1+x)^2} \quad (1)$$

$$a = \frac{5}{9} \frac{A(2p^2^3P_2 - 1s 2p^3P_2) + A(2p^2^3P_2 - 1s 2p^3P_1)}{A(2s 2p^3P_1 - 1s 2s^3S_1)}$$

$$b = \frac{1}{3} \frac{A(2p^2^3P_1 - 1s 2p^3P_1) + A(2p^2^3P_1 - 1s 2p^3P_0)}{A(2s 2p^3P_1 - 1s 2s^3S_1)}$$

$$\beta = \frac{\Gamma(2p^2^3P_2)}{\Gamma(2s 2p^3P_0)}; \quad \alpha = \beta \frac{\Gamma(2s 2p^3P_0) + A(2s 2p^3P_0)}{\Gamma(2p^2^3P_2) + A(2p^2^3P_2)}$$

где:  $x = \frac{N_e C}{A(2p^2^3P_2) + \Gamma(2p^2^3P_2)}$ ,  $C = \langle v\sigma \rangle$  – скорость электронного

возбуждения перехода  $2s 2p^3P_1 - 2p^2^3P_1$ . В разреженной плазме ( $x \ll 1$ ) отношение  $\kappa$  не зависит от  $N_e$  и определяется значениями  $A$  и  $\Gamma$ . При увеличении  $N_e$  возбуждение с уровня  $2s 2p^3P$  за счет электронных соударений передается на уровень  $2p^2^3P$  и  $\kappa$  возрастает до величины  $a + b$ , что соответствует бoльцмановской заселенности между уровнями (см. рис. 2).

В таблице для случая магниевых мишеней приведены экспериментальные значения  $\kappa$  для областей плазмы с размерами  $\sim 100$  мкм вбли-

<sup>1)</sup> Подробное описание расчета будет опубликовано в отдельной работе.

Параметры лазерного излучения					Измерение $N_e$ , $см^{-3}$			
длина волны $\lambda$ , $мкм$	энергия $дж$	длительность $нсек$	плотность по- тока, $вт/см$	рабо- та	по спутникам		по штарковскому уширению	
					$\kappa$	$N_e^{1)}$	переход	
1,06	80	1,8	$5 \cdot 10^{14}$	[6]	0,5	$1 \cdot 10^{21}$	$1s - 6p$	$(1 \div 2) \cdot 10^{21}$
1,06	10	2,0	$2 \div 5 \cdot 10^{13}$	[7]	0,5	$0,9 \cdot 10^{21}$	$1s - 5p$	$1,5 \cdot 10^{21}$
1,06	20	0,1	$5 \cdot 10^{15}$	[8]	0,8	$2 \cdot 10^{21}$	$1s - 5p$	$2 \cdot 10^{21}$
1,315	190	1,0	$5 \cdot 10^{13}$	[9]	0,5	$0,7 \cdot 10^{21}$	$1s - 5p$	$1,6 \cdot 10^{21}$

1) Учтена зависимость  $\kappa$  от температуры.

зи поверхности мишени, определенные по  $\kappa$  значения  $N_e$  (см. рис. 2), а также результаты измерения  $N_e$  по штарковскому уширению [11] присутствующих на тех же пленках лаймановских линий MgXII. При использовании сложных мишеней измерения  $N_e$  по отношению интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий He-подобных ионов вблизи мишени также дают значения  $N_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  [12]. Отметим возрастающие  $\kappa$  и  $N_e$  с увеличением плотности потока лазерного излучения.

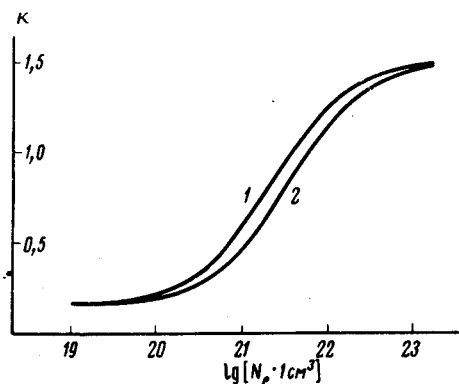


Рис. 2. Зависимость отношения интенсивностей  $\kappa = \frac{I(2p^2 3P - 1s 2p^3 P)}{I(2s 2p^3 P - 1s 2s^3 S)}$  сателлитов линии  $Ly_\alpha$  иона MgXII от электронной плотности  $N_e$  при различных значениях электронной температуры (1 —  $kT_e = 200 \text{ эв}$ ; 2 —  $kT_e = 390 \text{ эв}$ )

Рассмотренный в работе механизм наряду с диэлектронной рекомбинацией позволяет привести в полное соответствие наблюдаемые на эксперименте и расчетные интенсивности. Отметим преимущества метода определения  $N_e$  по интенсивностям сателлитов: 1) в отличие от резонансной линии сателлиты не испытывают эффектов пленения излучения, которые, вообще говоря, могут исказить интегральную интенсивность и форму спектральных линий (сравни с [13]); 2) длины волн сателлитов близки, что позволяет избежать калибровки спектрографов (сравни с [14]).

Авторы благодарны В.С.Зуеву и И.И.Собельману за интерес к работе и полезное обсуждение.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10 августа 1976 г.

### Литература

- [1] Е.В.Аглицкий, В.А.Бойко, С.М.Захаров, С.А.Пикуз, А.Я.Фаенов. Квантовая электроника, 1, 908, 1974.
- [2] В.А.Бойко, С.А.Пикуз, А.Я.Фаенов. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы. Препринты ФИ АН СССР № 17, 19, 20, М., 1976.
- [3] Л.А.Вайнштейн, У.И.Сафронов. Сб. ФИ АН СССР "Краткие сообщения по физике", № 3, 40, 1972.
- [4] А.Н.Gabriel. Mon. Not. R.Astr. Soc., 160, 99, 1972.
- [5] Л.П.Пресняков. УФН, 119, 49, 1976.
- [6] В.А.Бойко, О.Н.Крохин, С.А.Пикуз, А.Я.Фаенов. Квантовая электроника, 1, 2178, 1974.

- [7] Г.В.Перегудов, Е.Н.Рагозин, В.А.Чирков. Квантовая электроника, 2, 1846, 1975.
- [8] М.П.Ванюков, В.И.Крыжановский, В.А.Серебряков, В.Н.Сизов, А.Д.Стариков. Олт.-мех. пром., № 12, 32, 1973.
- [9] В.А.Катулин, В.Ю.Носач, А.Л.Петров. Квантовая электроника, 3, 1829, 1976.
- [10] U.Feldman, G.A.Doshek, D.J.Nagel, R.D.Cowan, R.R.Whitlock. Astrophys. J., 192, 213, 1974.
- [11] В.П.Баянов, С.С.Гулидов, А.А.Мак, Г.В.Перегудов, И.И.Собельман, А.Д.Стариков, В.А.Чирков. Письма в ЖЭТФ, 23, 206, 1976.
- [12] В.А.Бойко, С.А.Пикуз, А.Я.Фаенов. Квантовая электроника, 2, 1216, 1975.
- [13] И.Л.Бейгман, В.А.Бойко, С.А.Пикуз, А.Я.Фаенов. ЖЭТФ, 71, 975, 1976.
- [14] G.A.Doshek, U.Feldman, J.Davis, R.D.Cowan. Phys. Rev., A, 12, 980, 1975.
-