

ИНТЕНСИВНОСТИ ДИЭЛЕКТРОННЫХ САТЕЛЛИТОВ РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ НЕ-ПОДОБНЫХ ИОНОВ В ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОЙ ПЛАЗМЕ

В. А. Бойко, С. А. Майоров, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев,
А. Я. Фаенов и К. А. Шилов

Исследуются интенсивности спутниковых линий, испускаемых плазмой, созданной при фокусировке лазерного излучения на поверхность твердой магниевой мишени в вакууме.

Ранее в работе [1] были исследованы интенсивности резонансных линий многозарядных H- и He-подобных ионов в оптически плотной плазме. Проведенные эксперименты показали, что даже при весьма больших значениях оптической толщины плазмы в резонансных линиях $\tau_R \approx 100$ эффекты самопоглощения практически не сказываются на их интенсивностях. Напомним, что такое поведение интенсивностей обусловлено тем, что для многозарядных ионов вероятность радиационного распада A_R резонансных уровней значительно больше, чем вероятность W_R их безызлучательного (столкновительного) девозбуждения. При этом интенсивность I_R резонансной линии не будет зависеть от оптической толщины плазмы вплоть до значений $\tau_R \approx \tau_R^{sp} = A_R/W_R \gg 1$. Например, для линии $1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$ иона MgXI в плазме с электронной плотностью $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и температурой $kT_e = 200 \text{ эВ}$ $A_R = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $W_R = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_R^{sp} = 10^3$.

Другая ситуация будет в случае диэлектронных спутников резонансных линий этих ионов. Дело в том, что уровни, при радиационном распаде которых излучаются спутниковые линии, помимо столкновительного имеют еще один канал безызлучательного распада — автоионизационный. При этом для ионов не слишком высоких зарядностей $Z \leq 15$ вероятность автоионизации Γ_S по порядку величины равна (а для ряда уровней и значительно больше) вероятности A_S их радиационного распада [2]. В этом случае критическое значение оптической толщины τ_S^{sp} оказывается порядка единицы, и эффекты самопоглощения будут влиять на интенсивности спутниковых линий уже при $\tau_S \approx 1$. Отметим, что для спутников резонансной линии H-подобных ионов, которые обусловлены переходами типа $2p2l \rightarrow 1s2l$, получить плазму со значениями $\tau_S \geq 1$ экспериментально очень сложно. Действительно, для таких переходов нижним уровнем является возбужденное состояние He-подобного иона, населенность которого весьма мала, а следовательно, малым будут коэффициенты поглощения спутников K_S и оптическая толщина плазмы $\tau_S = K_S l$ в спутниковых линиях ($l \rightarrow$ максимальный размер плазмы). В отличие от этого для спутников резонансной линии He-подобных ионов, обусловленных переходами типа $1s2p2l \rightarrow 1s^22l$ в Li-подобных ионах, коэффициент поглощения оказывается выше, поскольку нижние уровни переходов принадлежат основной конфигурации [Li]-ионов. Однако и здесь, как следует из табл. 1, оптическая толщина плазмы, находящейся в условиях стационарного ионизационного равновесия, меньше единицы даже при довольно высоких значениях параметров плазмы, которые в экспериментах по нагреву лазерным излучением реализуются при плотности потока $q \approx 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ и размерах пятна фокусировки $\approx 100 \text{ мкм}$. В то же время при увеличении хотя бы одного из геометрических размеров плазмы в несколько раз (например, до $l \approx 1 \text{ мм}$ в экспериментах по получению

Таблица 1

Сечения поглощения и оптическая толщина плазмы в диэлектронных сателлитах резонансной линии He-подобного иона MgXI

Переход	Обозначение	Длина волны, Å	Сечение поглощения при $kT_e = 400$ эВ, см^2	Оптическая толщина при $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $l = 100 \text{ мкм}$
$1s(2s2p^3P)^2 P_{3/2} - 1s^2 2s^2 S_{1/2}$	q	9.2833	$1.08 \cdot 10^{-16}$	0.51
$1s(2s2p^3P)^2 P_{1/2} - 1s^2 2s^2 S_{1/2}$	r	9.2852	$5.15 \cdot 10^{-17}$	0.25
$1s2p^2 \ ^2P_{3/2} - 1s2p^2 \ ^2P_{1/2}$	b	9.2939	$2.23 \cdot 10^{-17}$	0.1
$1s2p^2 \ ^2P_{1/2} - 1s^2 2p^3 P_{1/2}$	d	9.2972	$5.91 \cdot 10^{-17}$	0.28
$1s2p^2 \ ^2P_{3/2} - 1s^2 2p^3 P_{3/2}$	a	9.2974	$7.53 \cdot 10^{-17}$	0.71
$1s2p^2 \ ^2D_{3/2} - 1s^2 2p^3 P_{1/2}$	k	9.3153	$5.53 \cdot 10^{-17}$	0.26
$1s2p^2 \ ^2D_{3/2} - 1s^2 2p^3 P_{3/2}$	j	9.3197	$4.36 \cdot 10^{-17}$	0.41

* Значение N_{Li} определялось из данных расчета стационарного ионизационного равновесия [3] и условия нейтральности плазмы.

лазерной генерации на переходах многозарядных ионов в плотной плазме [4]) или в случае ионизирующей плазмы (когда концентрация [Li]-ионов значительно превышает свое стационарное значение) оптическая толщина плазмы в сателлитных линиях становится больше единицы и эффекты пленения излучения начинают сказываться на их интенсивностях.

При этом для плазмы, имеющей различные геометрические размеры вдоль разных направлений, эффекты самопоглощения могут приводить к зависимости

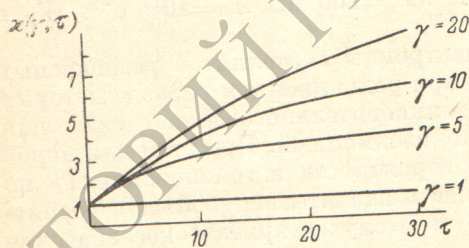


Рис. 1. Зависимости $x(\gamma, \tau)$ в области $0 \leq \tau \leq 20$ при $1 \leq \gamma \leq 20$.

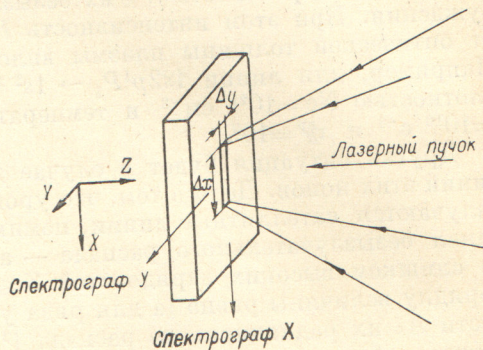


Рис. 2. Схема эксперимента.

интенсивностей сателлитных линий от направления наблюдения. Действительно, пусть область, занимаемая плазмой, представляет собой прямоугольный параллелепипед со сторонами a , b и c вдоль направлений x , y и z соответственно. Далее предположим, что излучение регистрируется двумя спектрографами A и B , расположенными соответственно на осях x и y на большом расстоянии L от плазмы ($L \gg a$, $L \gg b$, $L \gg c$). Полагая, что плазма является однородной и используя решение уравнения переноса излучения с заданной функцией источника, легко находим, что значения интенсивности I_S^x и I_S^y сателлитной линии S , измеренные по направлениям x и y , будут связаны следующим соотношением

$$\frac{I_S^y}{I_S^x} = x(\gamma, \tau_S) = \gamma \frac{\Phi(\tau_S/\gamma)}{\Phi(\tau_S)}, \quad (1)$$

где $\gamma = a/b$, τ_S — оптическая толщина плазмы в центре линии S по направлению x и

$$\Phi(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-\tau e^{-\tau^2})] d\tau. \quad (2)$$

Зависимости отношения κ от τ_S при различных значениях γ приведены на рис. 1. Как видно из представленного рисунка, при $\gamma \gg 1$ отношение κ заметно отличается от единицы уже при $\tau_S \approx 2$. Отметим, что в этом случае измерение I_S^Y/I_S^X может быть использовано для определения оптической толщины плазмы

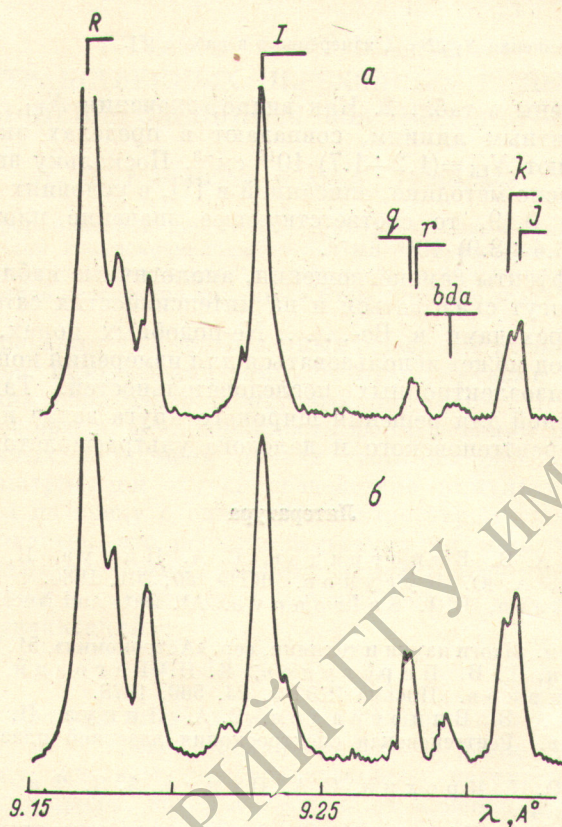


Рис. 3. Спектры излучения ионов MgX и $MgXI$ в направлениях X (а) и Y (б).

и, следовательно, параметра aN , представляющего особый интерес при инерционном удержании плазмы [5].

Формула (1) использовалась в настоящей работе для интерпретации результатов, полученных в экспериментах с лазерной плазмой. Плазма в этом случае создавалась при фокусировке лазерного излучения на поверхности твердой магниевой мишени в вакууме (рис. 2). Излучение фокусировалось на площадку размером $1 \text{ мм} \times 100 \text{ мкм}$. Плотность потока на мишени составляла $\approx 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ при длительности лазерного импульса $\approx 2 \text{ нс}$. Рентгеновское излучение плазмы в направлениях x и y регистрировалось двумя дефокусирующими спектрографами (рис. 2) с выпуклыми кристаллами слюды [6] на фотоплёнке УФ-ВР. Разрешающая сила спектрографов составляла $\approx 1000-3000$. Вид спектра излучения ионов MgX и $MgXI$, наблюдавшийся в направлениях x и y , показан на рис. 3. Измеренные значения отношений I_S^Y/I_S^X для ряда сателлитных линий представлены в табл. 2. По экспериментально найденным отношениям I_S^Y/I_S^X с помощью зависимости κ от τ_S при $\gamma=10$ определялись значения оптической толщины плазмы τ_S , параметра aN_{Li} и, поскольку размеры плазмы были известны, плотности N_{Li} Li -подобных ионов в основном состоянии. Полученные

Таблица 2

Результаты исследования интенсивностей спутниковых линий,
излучаемых плазмой в различных направлениях

Линии	$\frac{Y}{I_S} / \frac{X}{I_S}$ эксперимент	τ_S	$aN_{Li}, \text{см}^{-2}$	$N_{Li}, \text{см}^{-3}$	$N_{He}^*, \text{см}^{-3}$
q, r	2.6 ± 0.3	6 ± 1	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{17}$	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{18}$	$(7.9 \pm 1) \cdot 10^{18}$
b, d, a	≥ 2.5	≥ 6	$\geq 1.1 \cdot 10^{17}$	$\geq 1.1 \cdot 10^{18}$	$\geq 5.8 \cdot 10^{18}$
k	1.64 ± 0.2	2 ± 0.3	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{17}$	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{18}$	$(7.4 \pm 1) \cdot 10^{18}$
j	1.85 ± 0.2	3 ± 0.5	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{17}$	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{18}$	$(7.4 \pm 1) \cdot 10^{18}$

* Определено из отношения N_{Li}/N_{He} , измеренного в работе [7].

результаты приведены в табл. 2. Как видно, значения N_{Li} , определенные по различным спутниковым линиям, совпадают в пределах экспериментальной ошибки и составляют $N_{Li} = (1.2 \div 1.7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Поскольку значение N_{Li}/N_{He} , определенное согласно методике, описанной в [7], в условиях данного эксперимента было равно 0.19, то соответствующее значение плотности He-ионов равнялось $N_{He} = (6.4 \div 8.9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что эффекты самопоглощения, аналогичные наблюдавшимся в настоящей работе, могут сказываться и на интенсивностях спутниковых линий, обусловленных переходами в Be-, ..., Ne-подобных ионах. В этом случае рассмотренный метод может использоваться для измерения концентраций ионов всех указанных изоэлектронных последовательностей. Такая информация будет весьма полезной для решения широкого круга задач и особенно задачи создания лазеров рентгеновского и далекого ультрафиолетового диапазонов.

Литература

- [1] В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. Ю. Чугунов. ЖТФ, 50, 201, 1980.
- [2] L. A. Vainshtein, U. I. Safronova. At. Data and Nucl. Data Tabl., 21, 49, 1978.
- [3] И. Л. Бейгман. Итоги науки и техники, сер. «Астрономия», 51. ВИНТИ, М., 1974.
- [4] А. А. Илюхин, Г. В. Перегудов, Е. Н. Рагозин, И. И. Собельман, В. А. Чирков. Письма ЖЭТФ, 25, 569, 1978.
- [5] В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы, ВИНТИ, М., 1980.
- [6] В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. Квант. электрон., 1, 2178, 1974.
- [7] В. А. Бойко, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. Квант. электрон., 5, 394, 1978.

Поступило в Редакцию 25 августа 1980 г.