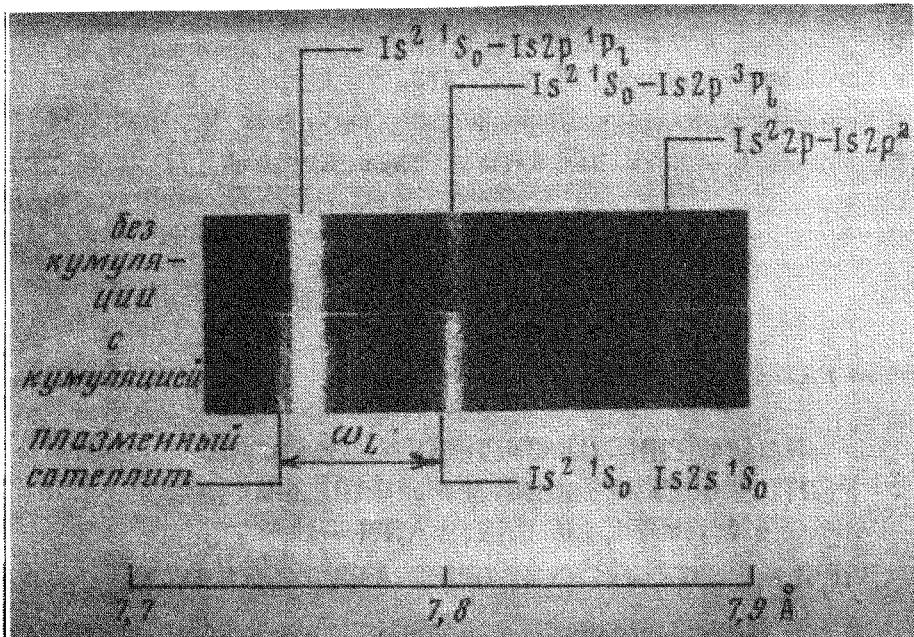


**НАБЛЮДЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ САТЕЛЛИТОВ
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛИНИЙ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
И ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ $\sim 10^{23}$
ПРИ КОНИЧЕСКОЙ КУМУЛЯЦИИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ**

В.А.Бойко, О.Н.Крохин, С.А.Пикуз, А.Я.Фаёнов

Зарегистрировано наличие коротковолновых сателлитов резонансных линий гелиоподобных ионов Mg XI, Al XII, R_{XIV}, S XV при конической кумуляции лазерной плазмы. Для комбинированных мишений с 80% CD₂ + 20% P₂ в случае кумуляции плазмы в коническом углублении в 30% вспышек лазера регистрировались тепловые нейтроны общим количеством за импульс $\sim 10^3$. Специальный эксперимент, в котором производилась регистрация одновременно тремя спектрографами в трех проекциях, показал, что вид спектра не зависит от направления регистрации. Наличие такого коротковолнового сателлита интерпретируется, как излучение плазменного сателлита, сдвинутого на ленгмюровскую частоту относительно частоты запрещенного перехода $1s^2 \ ^1S_0 - 1s \ ^2S \ ^1S_0$. Такая интерпретация дает значения максимальной электронной плотности в кумулирующей плазме от $6 \cdot 10^{22}$ до $1,8 \cdot 10^{23}$.

В проблеме нагрева термоядерной лазерной плазмы [1] важное место занимают вопросы разработки методик диагностики плотностей плазмы в диапазоне $10^{21} + 10^{26}$. В настоящее время не существует литературных данных о непосредственном измерении плотностей плазмы больше чем 10^{20} . Как отмечалось в [2, 3], диагностику лазерной плазмы с плотностями твердого тела и выше можно проводить методами рентгеновской спектроскопии по линиям многозарядных ионов.



В настоящей работе исследовались рентгеновские спектры лазерной плазмы, образующейся при фокусировке нагревающего излучения с плотностью потока $q \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ вт}/\text{см}^2$ как на ровную поверхность твердой мишени, так и в коническое углубление. Использовались как однородные, так и комбинированные мишени (см. таблицу). Для мишени из 80% $\text{CD}_2 + 20\%$ Р в случае кумуляции плазмы в коническом углублении аналогично данным работы [4] примерно в 30% вспышек лазера регистрировались тепловые нейтроны общим количеством за импульс $\sim 10^3$. Характерные спектрограммы, которые получались в зависимости от заряда ядра элемента мишени за 5 + 15 вспышек лазера, приведены на рисунке. Идентификация присутствовавших на них спектров Не-подобных ионов производилась на основе данных работ [5, 6]. Примечательной особенностью спектров, полученных при кумуляции плазмы, является наличие *коротковолновых* сателлитов резонансных линий ионов Mg XI, Al XII, PIXIV, S XV (в отличие от длинноволновых сателлитов, обусловленных переходами с дважды возбужденных уровней Li-подобных ионов – см., например, [7]). Отсутствие коротковолновых сателлитов в экспериментах без кумуляции однозначно свидетельствует о том, что указанные сателлиты обусловлены не аппаратурными эффектами, а излучением плазмы.

Возможной интерпретацией этого эффекта могло бы быть наличие в плазме кумулятивной струи, направленной вдоль оси конусообразного углубления и содержащей часть излучающих Не-подобных ионов. Направ-

Мишень	Ион	$1s\ 2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s\ ^2S_0$ $\lambda_1, \text{\AA}$ (эксп.)	$1s\ 2s\ ^1S_0 \rightarrow 1s\ ^2S_0$ $\lambda_2, \text{\AA}_{\text{теор}}$	Плазменный сателлит $\lambda_3, \text{\AA}$ (эксп.)	$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_3$ \AA	N_e, cm^{-3}
Mg	Mg XI	9,1682	9,2252	9,1602	0,0650	$6,4 \cdot 10^{22}$
Al	Al XII	7,7565	7,8015	7,7490	0,0525	$8,25 \cdot 10^{22}$
P	P XIV	5,7591	5,7885	5,7528	0,0357	$1,25 \cdot 10^{23}$
S	S XV	5,0374	5,0636	5,0311	0,0325	$1,76 \cdot 10^{23}$
$80\% \text{CD}_2 + 20\% \text{P}$		5,7591	5,7885	5,7534	0,0351	$1,1 \cdot 10^{23}$

ленное движение этих ионов могло бы приводить к допплеровскому смещению резонансной линии (при этом $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-3}$, что соответствует типичному для лазерной плазмы значению скорости $\sim 3 \cdot 10^7$ см/сек). Однако, специальный эксперимент, в котором производилась регистрация одновременно тремя спектрографами в трех проекциях, показал, что вид спектра не зависит от направления регистрации.

Воздействие на находящийся в возбужденном состоянии ион окружающих частиц плазмы может приводить к излучению плазменных сателлитов, сдвинутых относительно частоты запрещенного перехода на ленгмюровскую частоту $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 N_e / m}$ [8]. Обсуждение возможности измерения электронной плотности лазерной плазмы по таким плазменным сателлитам проводится в [3]. В нашем случае Не-подобных ионов таким запрещенным переходом является $1s 2s ^1S_0 \rightarrow 1s ^2S_1$, частота которого близка к частоте интеркомбинационной линии $1s 2p ^3P_1 \rightarrow 1s ^2S_1$ и отмечена для Mg XI на рисунке. При переходе $1s 2s ^1S_0 \rightarrow 1s ^2S_1$ с возбуждением плазменного колебания может излучаться как стоксов, так и антистоксов сателлит. Коротковолновый сателлит резонансной линии (см. рисунок и таблицу) следует отнести к антистоксову сателлиту. Выделение стоксового сателлита затруднено, поскольку он попадает в структуру диэлектронных сателлитов. Кроме того, антистоксов сателлит имеет значительно большую интенсивность благодаря резонансу частот: $\omega_L \approx \omega (1s 2s ^1S_0 - 1s 2p ^1P_1)$.

В таблице приведены экспериментальные длины волн резонансных линий λ_1 , плазменных сателлитов λ_3 , теоретические длины волн запрещенных линий $\lambda_2^{(1)}$, разность $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_3$, а также электронная плотность N_e , вычисленная в предположении, что $\Delta\lambda$ соответствует ленгмюровской частоте ω_L . Условие резонанса "выбирает" из профиля плотности в кумулирующей плазме приведенные в таблице значения N_e , которые, по-видимому, близки к максимальным. При этом значение электронной температуры, измеренное по отношениям интенсивностей резонансных линий и диэлектронных сателлитов составляет $\sim 0,5$ кэв. Значение электронного давления $p = N_e kT$ при этом достигает величины $8 \cdot 10^7$ атм, что в несколько раз превышает значение давления на поверхность мишени в отсутствие кумуляции, измеренное по импульсу разлетающейся плазмы в работе [9].

Измерения N_e по отношению интенсивностей резонансных и интеркомбинационных линий (см. [9]) дает в нашем случае для Cl XVI значение $\sim 10^{21}$, которое, по-видимому, является усредненным по объему и времени.

Авторы благодарны Н.Г.Басову за интерес к работе, Ю.В.Афанасьеву, А.В.Виноградову, Е.Г.Гамалию, В.Б.Розанову, И.И.Собельману, Е.А.Юкову за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию
10 июня 1974 г.

¹⁾ Авторы благодарны Л.А.Вайнштейну за предоставление теоретических длин волн запрещенных линий.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 16, 171, 1964.
 - [2] В.А.Бойко, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. Препринт ФИАН № 121, М., 1972; Труды ФИАН, 76; "Лазеры и их применение", в печати.
 - [3] А.В.Виноградов, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Препринт ФИАН, № 173, М., 1973; "Квантовая электроника", 1, 579, 1974.
 - [4] Н.Г.Басов, В.А.Бойко, С.М.Захаров, О.Н.Крохин, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, С.И.Федотов. Письма в ЖЭТФ, 18, 314, 1973.
 - [5] Е.В.Аглицкий, В.А.Бойко, Л.А.Вайнштейн, С.М.Захаров, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. Оптика и спектроскопия, 35, 963, 1973.
 - [6] Е.В.Аглицкий, В.А.Бойко, С.М.Захаров, И.А.Коноплев, С.А.Пикуз, А.Я.Фаенов. Препринт № 163, ФИАН, М., 1973.
 - [7] A.H.Gabriel, C.Jordan. Nature, 221, 947, 1969.
 - [8] H.J.Kunze, H.R.Griem. Phys. Rev. Lett., 21, 1048, 1969.
 - [9] В.А.Бойко, Ю.А.Дрожбин, С.М.Захаров, О.Н.Крохин, В.А.Никулин, С.А.Пикуз, Г.В.Склизков, А.Я.Фаенов, Ю.В.Чертов, В.А.Яковлев. Препринт ФИАН, № 77, М., 1973.
-