

Плазменные сателлиты рентгеновских спектральных линий ионов в плазме твердотельных мишеней, нагреваемых пикосекундным лазерным импульсом

В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов, А. П. Матафонов, В. С. Лисица⁺, В. П. Гавриленко^{*△},
А. Я. Фаенов[□], Т. А. Пикуз[□], И. Ю. Скобелев^{□1)}, А. И. Магунов^{△□}, С. А. Пикуз мл.[▽]

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, 141070 Королев, Московская обл., Россия

⁺Институт ядерного синтеза Российского научного центра “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума, Госстандарт России, 117331 Москва

[△]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 117942 Москва, Россия

[□]Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ, 141570 п. Менделеево, Московская обл., Россия

[▽]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 октября 2003 г.

После переработки 22 октября 2003 г.

Представлены результаты экспериментов по измерениям рентгеновских спектральных линий ионов при взаимодействии пикосекундных лазерных импульсов умеренной интенсивности ($2 \cdot 10^{17}$ Вт/см²) с твердотельной мишенью на установке “Неодим”. Наблюдались спектры рентгеновского излучения на линии $Lu\alpha$ водородоподобного иона фтора. Обнаружены сателлиты спектральных линий, свидетельствующие о наличии интенсивных плазменных колебаний. Положение сателлитов и расстояние между ними позволяет связать их с интенсивными электростатическими колебаниями с амплитудой, превышающей 10^8 В/см, и частотой вблизи $7 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, заметно меньшей частоты лазерной волны $\omega_{las} \sim 1.8 \cdot 10^{15}$ с⁻¹. Высказывается предположение, что эти колебания могут быть обусловлены сильной турбулентностью плазмы, связанной с развитием колебаний типа берштейновских мод в сильном магнитном поле, генерируемым в плазме. Результаты экспериментов сопоставляются с данными расчетов спектров многозарядных ионов.

PACS: 52.38.-r, 52.70.La

1. Особенности плазмы, создаваемой мощными лазерными импульсами суб- и пикосекундной длительности, связаны с наличием сильной анизотропии в распределении электронов по скоростям. Следствием этой анизотропии является возникновение сильных электромагнитных колебаний, обусловленных развитием неустойчивостей в такой плазме, в первую очередь, так называемой вейбелевской неустойчивости. Ее развитие приводит, как известно, к генерации сильных квазистационарных магнитных полей с напряженностью, определяемой интенсивностью лазерного излучения и достигающей сотен мегагаусс при интенсивностях, превышающих 10^{19} Вт/см². Недавние эксперименты [1] обнаружили такие сверхсильные квазистационарные магнитные поля, генерируемые в лазерной плазме. Их наличие независимо от механизма генерации является прин-

ципально важным, поскольку радикально изменяет физические свойства лазерной плазмы. Порядок величины магнитных полей, зарегистрированных в экспериментах [1], составляет около 300 МГс и влияет на распространение обыкновенной и необыкновенной волн в видимом спектральном диапазоне.

Возникновение сильных плазменных неустойчивостей и соответствующих им плазменных колебаний должно сказываться на спектрах излучения ионов в плазме, создаваемой суб- и пикосекундными лазерными импульсами. Регистрация спектроскопических эффектов, обусловленных плазменными колебаниями, представляет безусловный интерес, во-первых, как независимый метод подтверждения их возникновения, а во-вторых, как способ локального измерения указанных эффектов.

В настоящей работе представлены измерения спектров многозарядных ионов в плазме пикосекундных лазерных импульсов умеренной интенсивности

¹⁾e-mail: skobelev@orc.ru

($\sim 10^{17}$ Вт/см²), свидетельствующие о наличии сильных плазменных колебаний. Приведенные экспериментальные результаты свидетельствуют о наличии в плазме сильных продольных электрических полей с частотой, заметно меньшей частоты лазерного излучения. Высказывается предположение о том, что частота этих колебаний близка к электронной циклотронной частоте, отвечающей, по видимому, развитию колебаний плазмы в магнитном поле типа бернштейнских мод. Приводятся результаты расчетов спектров, хорошо коррелирующие с экспериментальными данными.

2. Эксперименты проводились на лазерной установке терраваттной мощности “Неодим” [2]. Лазерная установка обеспечивала следующие параметры лазерного импульса: энергию до 1.5 Дж, длину волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Фокусировка лазерного пучка диаметром 60 мм на мишень осуществлялась асферической линзой толщиной 14.5 мм с фокусом 140 мм, которая концентрирует 50% энергии пучка в кружок диаметром 15 мкм. В результате средняя интенсивность при фокусировке на мишени составляла $2 \cdot 10^{17}$ Вт/см². В качестве мишеней использовались плоские пластинки из фторопласта толщиной 200 мкм. Давление остаточного газа в вакуумной камере было не хуже 10^{-3} торр.

Регистрация рентгеновского излучения плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью, проводилась с помощью 2-х спектрографов ФСПР [3] со сферически изогнутыми кристаллами кварца или слюды (радиус кривизны кристаллической поверхности 150 мм). Во всех экспериментах угол наблюдения для спектрографа № 1 составлял 5° к нормали поверхности мишени, а для спектрографа № 2 – 85° . В качестве детектора отраженного от кристалла излучения, использовалась рентгеновская фотопленка Kodak-2492, защищенная от видимого излучения двумя слоями полипропилена толщиной 1 мкм с напыленным Al суммарной толщины 0.2 мкм.

Эмиссионные спектры плазмы исследовались в спектральном диапазоне 1.49–1.51 нм. В условиях эксперимента спектрографы обеспечивали спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ не хуже 5000. На рис.1 представлены типичные профили линии Ly_α (переход $n = 2 \rightarrow n = 1$, n – главное квантовое число) водородоподобного иона FIX. Главной особенностью этих профилей является наличие на длинноволновом крыле линии резкого пика, окруженного с двух сторон провалами. Этот резкий пик отмечен буквой “А” на экспериментальных профилях, представленных на рис.1. Следует отметить, что этот пик не может быть так называемым лазерным спутником [4–6],

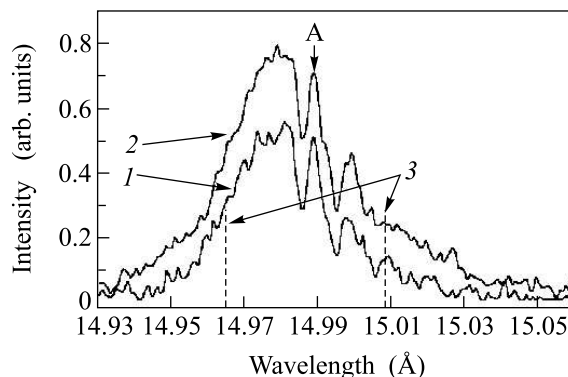


Рис.1. Типичные профили линии Ly_α H-подобного иона FIX, наблюдавшиеся в экспериментах с плазмой, нагреваемой пикосекундным лазерным импульсом: 1 – вспышка 3F, 2 – вспышка 4F, в обоих случаях плотность потока лазерного излучения составляла $\sim 2 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Пунктиром (3) показаны положения лазерных спутников, которые могли бы возбуждаться при рассеянии лазерных фотонов на метастабильном состоянии $2s_{1/2}$ иона FIX

поскольку его сдвиг относительно энергии запрещенного перехода $2s-1s$ не равен энергии лазерного фотона (см. рис.1).

3. В основе теоретического моделирования лежит расчет спектров излучения при одновременном воздействии статических полей ионов и переменных полей плазменных колебаний. В качестве первого шага рассматривалось воздействие статического и переменного электрических полей на компоненты тонкой структуры уровней при параллельной направленности квазистатического поля ионов и вектора напряженности плазменных колебаний. Принималось, что статическое поле, создаваемое ионами плазмы, подчиняется распределению Хольцмарка с плотностью ионов вблизи 10^{20} см⁻³. Наибольшая неопределенность связана с величиной электрического поля плазменных колебаний. Эта величина определяется уровнем турбулентности плазмы, характеризующейся отношением плотности энергии колебаний к плотности тепловой энергии плазмы. В расчетах эта величина варьировалась в достаточно широких пределах, отвечающих различным уровням турбулентности от 10^{-1} до 10^{-3} . Что касается частоты плазменных колебаний, то ее масштаб также варьировался из условий лучшего соответствия с экспериментом. Эта частота оказывается заметно меньшей частоты падающего лазерного излучения. Масштаб частоты таких колебаний может быть связан с электронной циклотронной частотой колебаний в магнитном поле с характерным масштабом, который определяется вейбе-

левской неустойчивостью. Действительно, из рис.1 видно, что расстояние между линиями-спутниками равно $\Delta\lambda = 10^{-2} \text{ \AA}$, что в пересчете на шкалу энергий (частот) составляет $\hbar\omega_c = 0.55 \text{ эВ}$. Этому значению соответствует циклотронная частота (расстояние между уровнями Ландау) $\omega_c = 1.76 \cdot 10^7 B$, где B выражено в гауссах. Из последнего соотношения найдем величину магнитного поля $B = 4.76 \cdot 10^7 \text{ Гс}$. Величина магнитного поля может быть связана с интенсивностью падающего лазерного излучения. Действительно, приравнивая плотность энергии магнитного поля $W = B^2/8\pi$, образованного в лазерной плазме, плотности энергии падающего лазерного излучения J/c , получаем соотношение $B \approx 10^{-1}\sqrt{J}$, где B выражено в Гауссах, J – в Вт/см².

Строго говоря, связь магнитного поля с интенсивностью должна учитывать коэффициент трансформации k лазерного излучения в магнитное поле ($B = k \cdot 10^{-1}\sqrt{J}$), изменяющийся от 0 до 1 и зависящий от параметров лазерного излучения, материала мишени, геометрии воздействия и др. факторов. Близость коэффициента k к единице в оптимальных условиях эксперимента подтверждается результатами ряда работ. Так, в работе [7] отмечалось, что энергия магнитного поля в фокальной области сравнима с энергией лазерного импульса. В работе [8] показано, что квазистационарное поле, возникающее в лазерной плазме, того же порядка величины, что и магнитное поле лазерного излучения высокой частоты. Численное моделирование воздействия на твердотельную мишень лазерного импульса $\sim 100 \text{ фс}$ с интенсивностью 10^{19} Вт/см^2 , проведенное в работе [9], дало значение величины магнитных полей $\approx 250 \text{ МГц}$. Экспериментальное измерение магнитных полей $\sim 300 \text{ МГц}$ при интенсивности $\sim 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ приведено в работе [10]. Эти результаты очень близки нашей оценке при $k \approx 1$. Для интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{17} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ такая оценка дает значение $B \approx 4.5 \cdot 10^7 \text{ Гс}$, хорошо совпадающее с оценкой, сделанной выше по данным спектроскопических измерений.

Отметим, что наиболее удачное моделирование эксперимента, приводимое ниже, отвечает достаточно низкой температуре ионов, $\sim 100 \text{ эВ}$. Это связано, по-видимому, с тем, что турбулентные колебания возникают на ранних стадиях разлета плазмы, когда эффективная температура ионов еще достаточно мала, а плазменные колебания весьма интенсивны вследствие развития неустойчивости. Таким образом, наблюдаемый результирующий (интегральный по времени) спектр излучения иона складывается из турбулентного спектра с малой температурой

ионов при малых временах и широкого доплеровского спектра, отвечающего нагретым ионам, при больших временах. Поскольку при разлете плазмы плотность ионов резко падает, вклад плотной начальной стадии разлета достаточно велик.

4. Анализ экспериментальных данных, показанных на рис.1, приводит к выводу, что при формировании профилей спектральной линии Ly_α существенную роль играет эффект Штарка в электрических полях, создаваемых заряженными частицами плазмы (электронная концентрация N_e больше или порядка 10^{20} см^{-3}), а также эффект Доплера (температура плазмы T больше или порядка 100 эВ). Однако действием одних лишь указанных эффектов нельзя объяснить появление резкого пика на экспериментальных профилях линии Ly_α . Наиболее универсальный механизм, вызывающий появление дополнительных структур (резких пиков и/или провалов) на плавных профилях спектральных линий, излучаемых из плазмы, – это эффект Штарка в осциллирующих электрических полях вида $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ (см., например, обзорные статьи [11, 12]). Действие на ион поля $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ приводит к появлению в спектре излучения резких пиков (спутников), расстояние между которыми кратно частоте ω . В случае, когда такое поле действует на излучающий ион в плазме совместно с квазистатическим электрическим полем \mathbf{F} (поле \mathbf{F} может представлять ионные микрополя плазмы и/или поля низкочастотной плазменной турбулентности), на профиле спектральной линии могут возникать более сложные структуры (не только пики, но и провалы). Конкретный вид указанных структур зависит от параметров электрических полей \mathbf{F} и $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ (от характерной напряженности этих полей и частоты ω), от взаимного расположения энергетических уровней атома, а также от величины матричных элементов дипольного момента между указанными уровнями атома.

Энергетический уровень водородоподобного иона с $n = 2$ состоит из трех подуровней: $2P_{3/2}$, $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$. В отсутствие электрических полей спектральная линия Ly_α формируется в результате двух радиационных переходов: $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ и $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$. Для иона F IX спектральные компоненты $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ и $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ отстоят друг от друга приблизительно на $\delta\lambda = 5.4 \cdot 10^{-4} \text{ нм}$. Отметим, что для иона F IX величина тонкой структуры (то есть расстояние между уровнями $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$) в шкале частот составляет $\delta\omega = 4.54 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Величина $\delta\lambda$ существенно меньше, чем ширина $\Delta\lambda_{1/2}$ экспериментальных профилей линии Ly_α для иона F IX, представленных на рис.1. Под действием электрического поля

плазмы происходит штарковское смешивание состояний уровней $2P_{3/2}$, $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$. Этот эффект совместно с эффектом Доплера приводит к перестройке профиля линии Ly_{α} : индивидуальные компоненты $2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ и $2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ исчезают, а вместо них возникает один широкий результирующий профиль.

Численные расчеты показывают, что появление резкого пика на экспериментальных профилях линии Ly_{α} иона FIX можно объяснить совместным действием на излучающие ионы FIX двух электрических полей: квазистатического электрического микрополя \mathbf{F} (создаваемого ионами плазмы) и осциллирующего поля $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$. Программа для численного расчета профилей спектральной линии Ly_{α} иона FIX включала в себя, во-первых, нахождение квазиэнергий и соответствующих им волновых функций квазиэнергетических состояний (КЭС) для трехуровневой системы $2P_{3/2}$, $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ в электрическом поле $\varepsilon(t) = \mathbf{F} + \mathbf{E}_0 \cos \omega t$. Отметим, что подробное рассмотрение квазиэнергий и КЭС для различных квантовомеханических систем, гамильтониан которых периодически зависит от времени, содержится, например, в книге [13]. После вычисления квазиэнергий и соответствующих им КЭС выполнялся расчет спектра излучения Ly_{α} (при фиксированной напряженности ионного поля \mathbf{F}), и далее проводилось усреднение этого спектра по распределению поля \mathbf{F} в плазме. В качестве функции распределения ионного микрополя \mathbf{F} использовалась функция Хольцмарка (см., например, [14]). При этом предполагалось, что основными возмущающими ионами являются ионы FIX. Для простоты расчета использовалась скалярная "одномерная" модель, в которой векторы \mathbf{F} и \mathbf{E}_0 параллельны друг другу. Отметим, что в нашей программе наряду с эффектом Штарка в поле $\varepsilon(t) = \mathbf{F} + \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ учитывался также эффект Доплера.

На рис.2 показаны теоретические профили линии Ly_{α} иона FIX, рассчитанные при трех значениях плотности плазмы: $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $N_e = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Расчеты были выполнены для температуры плазмы $T = 100 \text{ эВ}$. Для всех профилей, представленных на рис.2, амплитуда осциллирующего электрического поля была принята равной $E_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, а частота этого поля ω равнялась $6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для рис.2а, $7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для рис.2б и $8 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для рис.2с. Некоторые из теоретических профилей, представленных на рис.2, хорошо согласуются с наблюдавшимися профилями линии Ly_{α} , представленными на рис.1. В частности, можно отметить профиль 2 на рис.2б, который воспро-

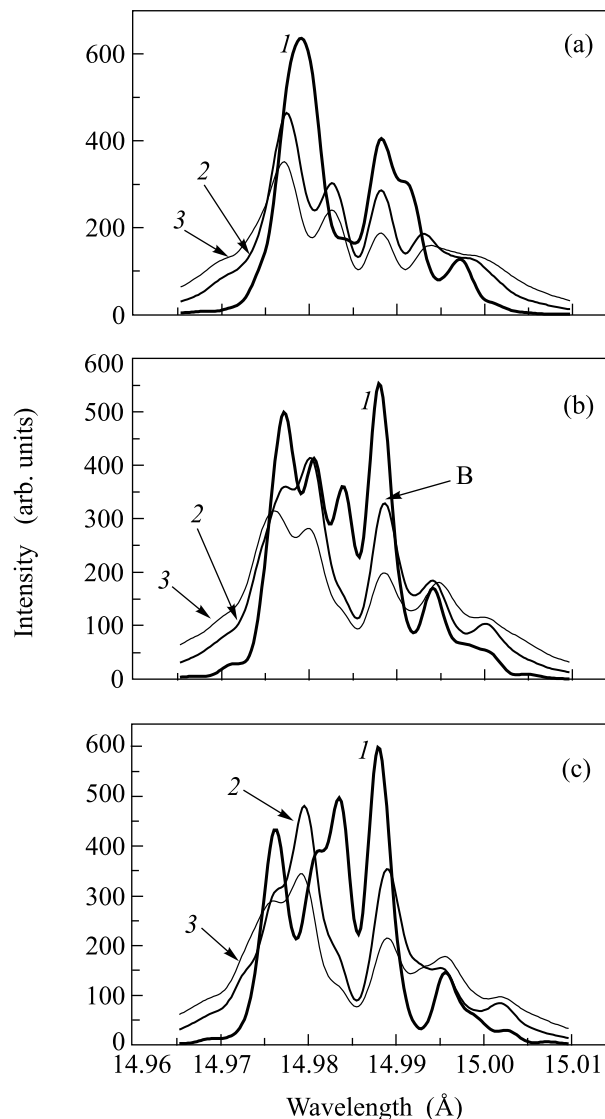


Рис.2. Профили линии Ly_{α} иона FIX, рассчитанные для температуры плазмы $T = 100 \text{ эВ}$ при трех значениях $N_e = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (1), $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (2) и $N_e = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (3). Амплитуда осциллирующего электрического поля равна $E_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, а частота $\omega = 6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и $8 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для (а), (б) и (с), соответственно

изводит характерные особенности экспериментальных профилей, представленных на рис.1. Отметим, что на профиле 2 имеется резкий пик (он обозначен буквой "B"), который соответствует пику "А", существующему на экспериментальных профилях. Характерная напряженность ионного микрополя связана с плотностью плазмы соотношением (в единицах СГСЭ) $F_H = 2.6eZ^{1/3}N_e^{2/3}$, где Z – заряд возмущающих ионов (в нашем случае $Z = 8$). Величины энергии дипольного взаимодействия иона FIX (нахо-

дющегося на уровне с $n = 2$) с осциллирующим полем $E_0 \cos \omega t$ и ионным микрополем F можно оценить как $G_E = (d_{12}^2 + d_{13}^2)^{1/2} E_0$ и $G_F = (d_{12}^2 + d_{13}^2)^{1/2} F_H$, соответственно. Здесь d_{12} и d_{13} – матричные элементы дипольного момента: $d_{12} \equiv |\langle 2S_{1/2}^{(m)} | \mathbf{d} | 2P_{3/2}^{(m)} \rangle|$, $d_{13} \equiv |\langle 2S_{1/2}^{(m)} | \mathbf{d} | 2P_{1/2}^{(m)} \rangle|$, вычисляемые при значении магнитного квантового числа $m = 1/2$. В случае, когда плотность плазмы N_e по порядку величины достигает 10^{21} см^{-3} , величина G_F становится одного порядка с величиной G_E (для случая $E_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ В/см}$). Одновременно величины G_F и G_E являются величинами того же порядка, что и расстояние $\hbar \delta \omega$ между уровнями $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$. Укажем, что частоты ω , для которых проводился расчет профилей линии Ly_α , представленных на рис.2, также являются величинами того же порядка, что и расстояние $\delta \omega$ между уровнями $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$. Таким образом, можно заключить, что для рассматриваемой задачи эффект появления резкого пика на профиле линии Ly_α иона FIX можно описать теоретически в том случае, когда величины дипольного взаимодействия иона с ионным микрополем F и осциллирующим полем $E(t) = E_0 \cos \omega t$, а также частота ω являются величинами того же порядка, что и величина тонкой структуры для уровня $n = 2$.

5. Проведенные измерения указывают на наличие интенсивных плазменных колебаний в лазерной плазме, создаваемой пикосекундными лазерными импульсами, по-видимому, на начальной стадии ее разлета. Расстояние между наблюдаемыми спутниками, коррелирующее с оценками величины магнитного поля, возникающего в плазме, позволяет связать их с развитием плазменных колебаний типа бернштейновских мод. Если такая корреляция найдет дальнейшее экспериментальное подтверждение, то ее наличие открывает возможности прямого измерения магнитных полей, генерируемых в лазерной плазме.

В действительности наблюдаемая картина спектра оказывается сложнее расчетной. Это обусловлено, по-видимому, наличием дополнительных спутнитных линий, связанных с возможным пересечением подуровней тонкой структуры в сильном магнитном поле (см. подробнее [15]). Вблизи таких точек пересечения воздействие переменного электрического поля плазменных колебаний приводит к возникновению известной структуры спутников Блохинцева, отвечающих эквидистантным компонентам линий

с интенсивностью, определяемой отношением интенсивности поля к его частоте. По-видимому, наблюдаемый спектр отвечает наложению указанных типов спектров. К сожалению, распределение напряженности магнитного поля, возникающего при развитии вейбелевской неустойчивости, неизвестно. Представляет интерес проведение дальнейших экспериментов по наблюдению спутников в спектрах многозарядных ионов с целью определения типа распределения напряженности магнитных полей и тем самым особенностей развития вейбелевской неустойчивости.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра, проект # 2155 и гранта INTAS # 01-0233.

1. M. Tatarakis, A. Goral, I. Watts et al., *Phys. Plasmas* **9**, 2244 (2002).
2. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов и др., *Квантовая электроника* **30**(3), 229 (2000).
3. Т. А. Pikuz, А. Ya. Faenov, S. A. Pikuz et al., *J. of X-ray Science and Technology* **5**, 323 (1995).
4. С. А. Пикуз, А. Максимчук, Д. Умштадтер и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 454 (1997).
5. A. L. Osterheld, B. K. F. Young, J. Dunn et al., *JQSRT* **58**, 827 (1997).
6. I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov et al., *Physica Scripta* **T73**, 104 (1997).
7. Y. Sakagami, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 245 (1979).
8. R. N. Sudan, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3075 (1993).
9. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992).
10. M. Tatarakis, I. Watts, K. Krushelnick et al., in *Proc. of 28th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Madeira, Portugal, 2001, Ed. C. Silva, Madeira Tecnopolo, Funchal, Portugal, 2001.
11. Л. А. Буреева, В. П. Гавриленко, В. С. Лисица, В кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, т. 1, под ред. В. Е. Фортова, М.: Наука, 2000, стр. 351–366.
12. V. P. Gavrilenko, V. N. Ochkin, and S. N. Tskhai, In: *Spectroscopy of Nonequilibrium Plasma at Elevated Pressures*, Proc. of the Intern. Society for Electrical Engineering (SPIE) **4460**, 207 (2002).
13. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, М.: Энергоатомиздат, 1984.
14. Г. Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, М.: Мир, 1978.
15. Л. А. Буреева, В. С. Лисица, *Возмущенный атом*, М.: ИздАт. 2000.