

Эффективная температура и направленное движение быстрых ионов в лазерной пикосекундной плазме

В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов, В. П. Крайнов⁺, В. С. Лисица*, А. Я. Фаенов[△], Т. А. Пикуз[△], И. Ю. Скобелев[△], А. И. Магунов^{□△}, С. А. Пикуз.мл.[▽], В. П. Андрианов[○], Г. Н. Игнатьев[○], Ю. И. Кожунов[○], О. Б. Козлов[○], А. М. Чекмарев*

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, 141070 Королев, Россия

+ Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

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

△ Центр данных по спектрам многозарядных ионов ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия

□ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 117942 Москва, Россия

▽ Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

○ Научно-исследовательский институт импульсной техники, 115304 Москва, Россия

• Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 мая 2005 г.

Представлены экспериментальные данные по генерации быстрых ионов в лазерной пикосекундной плазме при интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2$. Результаты основаны на измерениях доплеровских спектров водородоподобных ионов фтора. Важной особенностью энергетического распределения быстрых ионов является медленный спад с энергией вплоть до энергии 1.4 МэВ. Кроме этого, по красному смещению доплеровского профиля линии Ly_α обнаружено направленное движение быстрых ионов в глубь мишени. Проведены теоретические оценки параметров энергетического распределения ионов.

PACS: 32.30.Rj, 52.50.Jm, 52.70.La

1. Введение. Генерация быстрых ионов в плазме при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с твердотельными мишениями представляет значительный интерес для инициирования целого ряда ядерных реакций, включая термоядерные реакции с высоким порогом. Большинство измерений энергетических спектров ионов в лазерной плазме было связано с измерениями энергетических спектров легких ионов (водорода и дейтерия). Серия измерений энергетического спектра более тяжелых ионов, образующихся при взаимодействии интенсивного пика или фемтосекундного лазерного излучения с твердыми телами или кластерами, была проведена в работах [1–11]. При этом при интенсивностях плотности потока лазерного излучения, начиная с интенсивностей $10^{18} \text{ Вт}/\text{см}^2$, были зафиксированы энергии ионов более 1 МэВ с последующим возрастанием их энергии с ростом интенсивности излучения по линейному закону.

Общепризнанным механизмом ускорения ионов является поле пространственного заряда, образуемого электронами, вырываемыми из мишени. При

этом, однако, обсуждаются различные механизмы образования этого заряда и направленности соответствующего ускоряющего электрического поля. Ситуация усложняется присутствием сильных магнитных полей, генерируемых в лазерной плазме при воздействии сверхкоротких лазерных импульсов. В недавней работе [10] обнаружено преимущественное направленное движение быстрых ионов в глубь мишени, см. также [5, 12]. Методика измерений основана на регистрации пространственного распределения спектра нейтронов, возникающих при D-D–реакции в дейтерированных мишениях.

В этой связи представляют непосредственный интерес прямые измерения энергетических спектров и направленности движения быстрых многозарядных ионов по доплеровскому контуру их спектральных линий. Именно таким измерениям и их теоретической интерпретации посвящена настоящая работа.

2. Описание эксперимента. Эксперименты проводились на 10 ТВт лазерной установке “Неодим” [13]. Лазерная установка имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия 10 Дж, длина

волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки обеспечивает концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 15 мкм и, соответственно, пиковую интенсивность на мишени на уровне $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Лазерное излучение установки "Неодим" характеризуется наличием трех предыmpульсов. Два предыmpульса пикосекундной длительности, возникающие за 13 нс и 25 пс до основного лазерного импульса, имеют относительную интенсивность 10^{-4} и $5 \cdot 10^{-4}$, соответственно, по отношению к основному импульсу. Третий предыmpульс является импульсом усиленной люминесценции с длительностью около 4 нс и относительной интенсивностью 10^{-8} по отношению к основному импульсу.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Лазерный пучок фокусировался внеосевым парабо-

лопленка Kodak-2492. Входное окно кассеты с фотопленкой защищалось от видимого излучения двумя слоями фильтра, представляющего собой пленку полипропилена толщиной 1 мкм с напылением с обеих сторон слоем Al суммарной толщины 0.2 мкм. Эмиссионные спектры плазмы исследовались в спектральном диапазоне, содержащем линию Ly_{α} H-подобного иона F IX. В условиях эксперимента спектрограф обеспечивал спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ не хуже 5000.

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения использовались сцинтилляционные пластмассовые и стильбеновые детекторы D1–D4, расположенные на расстояниях от мишени от 20 см до 4 м, перед которыми устанавливались свинцовые фильтры толщиной от 2 до 13.5 см.

Для контроля размера пятна фокусировки по рентгеновскому излучению и оценки его яркости в диапазоне 1–5 кэВ использовалась камера-обскура D5 с ПЗС-матрицей.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение. В эксперименте регистрировалась область спектра излучения лазерной плазмы, соответствующая линии Ly_{α} водородоподобного иона фотона. На рис.2а приведены результаты измерений (кружки) при длительности импульса 1.5 пс и энергии 10 Дж, соответствующие пиковой интенсивности выше 10^{18} Вт/см². Для сравнения треугольниками показаны также результаты предыдущих измерений профиля линии Ly_{α} при энергии импульса 1.5 Дж [11]. Результаты новых измерений демонстрируют наличие более широких крыльев линии Ly_{α} , что свидетельствует о более эффективной генерации быстрых ионов с энергией до 1 МэВ и выше.

Для интерпретации результатов измерений и определения энергетических параметров плазмы наблюдаемый контур линии моделировался с учетом доплеровского, штарковского уширения и оптической толщины плазмы.

Центральная часть спектральной линии рассчитывалась аналогично [11] с учетом теплового доплеровского и штарковского механизмов уширения с параметрами плазмы $N_e = 10^{21}$ см⁻³ (критическая плотность электронов), $T_i = 3$ кэВ (температура тепловых ионов) по следующей формуле (см., например, [16]):

$$S(\lambda) = \sum_{\alpha} \int W(F, N_e) \exp [-(\lambda - \lambda_{\alpha}(F))^2 / \Delta\lambda_T^2] dF, \quad (1)$$

где $W(F, N_e)$ – функция распределения ионного микрополя F , $\lambda_{\alpha}(F)$ – длина волны перехода для штар-

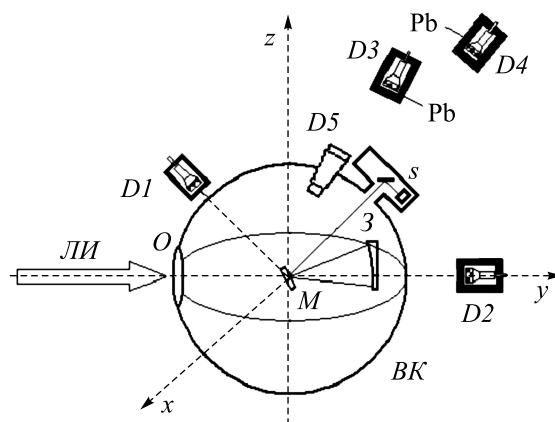


Рис.1. Схема эксперимента: M – мишень, 3 – внеосевое параболическое зеркало, O – окно вакуумной камеры, $ЛИ$ – лазерное излучение, BK – вакуумная камера, S – спектрограф, $D1$ – $D4$ – сцинтилляционные детекторы γ -излучения, $D5$ – камера-обскура с ПЗС-матрицей

лическим зеркалом с фокусным расстоянием 20 см на поверхность твердотельной мишени M под углом 40° к нормали мишени.

В качестве мишеней использовались плоские пластины из фторопласта толщиной 200 мкм.

Регистрация рентгеновского излучения плазмы, создаваемой при взаимодействии лазерного импульса с мишенью, проводилась с помощью спектрографов S [14, 15] со сферически изогнутыми кристаллами кварца или слюды (радиус кривизны кристаллической поверхности 150 мм). Во всех экспериментах угол наблюдения для спектрографа составлял 20° к нормали поверхности мишени, как это показано на рис.1. В качестве детектора отраженного от кристалла излучения использовалась рентгеновская фо-

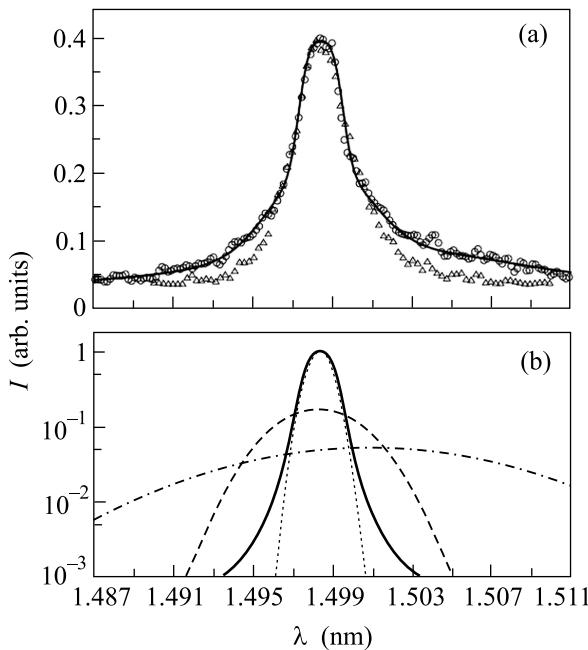


Рис.2. (а) Экспериментально наблюдаемый контур линии Ly_{α} иона F IX в плазме, создаваемой лазерным импульсом с длительностью $\tau_{\text{las}} = 1.5$ пс и энергией $E_{\text{las}} = 10$ Дж (кружки) и $E_{\text{las}} = 1.5$ Дж (треугольники). Сплошная кривая – результат расчета по (3) с учетом доплеровского уширения при температуре ионов $T_i = 3$ кэВ и штарковского уширения при плотности электронов $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и оптической толщине 3.7, с дополнительным учетом ионов с $T_{\text{int}} = 35$ кэВ ($A = 0.17$) и $T_{\text{fast}} = 350$ кэВ ($B = 0.052$). (б) Относительные вклады различных групп ионов в суммарную интенсивность Ly_{α} линии (2). Сплошная кривая – вклад первого слагаемого в (2), штриховая кривая – вклад ионов с $T_{\text{int}} = 35$ кэВ (второе слагаемое), штрих-пунктирная кривая – вклад быстрых ионов с $T_{\text{fast}} = 350$ кэВ (третье слагаемое). Пунктирная кривая – доплеровский контур с $T_i = 3$ кэВ. Для быстрых ионов систематический красный сдвиг $\Delta\lambda_{\text{sh}} = 0.0025$ нм, приводящий к асимметрии крыльев, соответствует $E_{\text{ion}} = 24.6$ кэВ.

ковской компоненты линии, $\Delta\lambda_T = (2T_i/Mc^2)^{1/2}\lambda_0$ – доплеровская полуширина линии для тепловых ионов с массой M , λ_0 – длина волны перехода. При выбранной электронной плотности вклад ударного уширения в крыльях линии Ly_{α} фтора мал (то есть расчетная кривая мало отличается от чисто доплеровской). Для описания наблюдаемых крыльев линии в (1) добавлялись вклады от двух групп ионов, характеризуемых температурой T_{int} (промежуточные ионы) и T_{fast} (быстрые ионы):

$$I(\lambda) = S(\lambda) + A \exp [-(\lambda - \lambda_0)^2 / \Delta\lambda_{\text{int}}^2] + B \exp [-(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_s)^2 / \Delta\lambda_{\text{fas}}^2], \quad (2)$$

где $\Delta\lambda_s$ – систематический сдвиг, учитывающий наблюданную асимметрию крыльев линии.

Выражение (2) справедливо для оптически тонкой плазмы. Для учета поглощения в расчете использовалось приближение однородного слоя

$$I'(\lambda) = C[1 - \exp(-\tau I(\lambda)/I(\lambda_0))], \quad (3)$$

где τ – оптическая толщина плазмы в центре линии, C – нормировочная константа.

Значение оптической толщины $\tau = 3.7$ было взято из результатов предыдущих расчетов для спектра, полученного при $E_{\text{las}} = 1.5$ Дж [11]. Относительные вклады ионов разных групп в выход излучения, характеризуемые константами A и B , так же как значения параметров T_{int} , T_{fast} и $\Delta\lambda_s$ подбирались из соображений наилучшего согласия модельного контура линии с результатами измерений. Результаты аппроксимации представлены на рис.2а. Им соответствуют значения параметров $T_{\text{int}} = 35$ кэВ, $T_{\text{fast}} = 350$ кэВ, $A = 0.17$ и $B = 0.052$. Сдвиг $\Delta\lambda_s$, воспроизводящий наблюданную асимметрию линии, соответствует энергии иона, равной 25 кэВ. Крылья линии, полученные при измерениях с энергией импульсов 1.5 Дж, практически полностью определяются ионами с $T_{\text{int}} = 35$ кэВ, тогда как при энергии импульса 10 Дж далекое крыло соответствует значительному вкладу быстрых ионов, в том числе с энергией 1 МэВ и выше.

На рис.2б приведены отдельные вклады от каждого слагаемого в (2). Результаты показывают, что штарковские крылья (сплошная кривая) тоже не дают существенного вклада в наблюдаемый контур линии.

Распределение быстрых ионов по энергиям, полученное из расчета и извлеченное из эксперимента, показано на рис.3. Экспериментальные точки получены вычитанием из наблюдаемого контура линии симметричного вклада от тепловых и промежуточных ионов (первые два слагаемых в (2)). Расчетная кривая для распределений по энергии быстрых ионов, летящих к мишени и от мишени, получены из третьего слагаемого в (2).

Наблюдаемая асимметрия синего и красного крыльев линии объясняется пространственной анизотропией разлета быстрых ионов с пикосекундной плазмы. Возможно, что в красное крыло вносят вклад дизелектронные сателлиты, однако их интенсивность для фтора не должна быть значительной.

С помощью сцинтилляционных детекторов D1–D4 с набором свинцовых фильтров были проведены эксперименты по определению максимальной энергии γ -квантов в лазерной плазме на мишениях. Измеря-

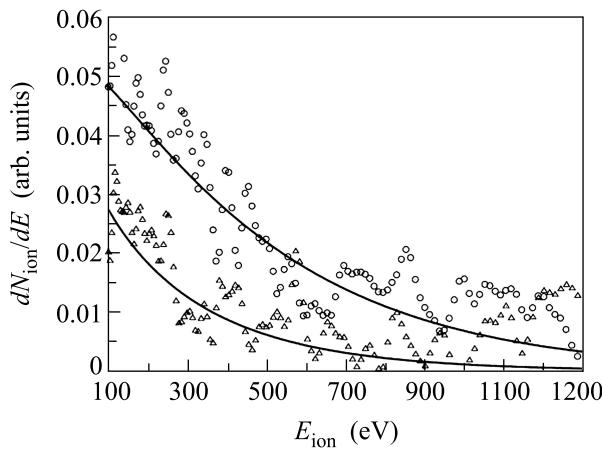


Рис.3. Распределение быстрых ионов фтора по энергии по результатам измерения контура линии Ly_{α} иона F IX. Кружки – ионы, движущиеся к мишени (красное крыло линии), треугольники – ионы, летящие от мишени (синее крыло). Сплошные кривые рассчитаны по зависимости: $dN/dE = B \exp[-M(v - v_0)2/2T_{\text{fast}}]$, где v – скорость иона в направлении наблюдения, $Mv_0^2/2 = 25$ кэВ, $T_{\text{fast}} = 350$ кэВ

лось ослабление потока γ -квантов в зависимости от толщины свинцового фильтра. По измеренной зависимости была проведена оценка максимальной энергии γ -квантов, которая составила величину около 3.5 МэВ, причем количество таких γ -квантов составило величину порядка 10^6 .

Результаты измерений с использованием камеры обскуры показали, что размер пятна фокусировки, зарегистрированный в мягком рентгеновском диапазоне спектра 1–5 кэВ, составляет ~ 15 мкм.

4. Теоретические оценки параметров энергетического распределения. Основными механизмами образования многозарядных ионов фтора являются полевая и столкновительная ионизация. При теоретическом рассмотрении процесса надбарьерной полевой ионизации атомов фтора следует иметь в виду, что, согласно правилу Бете (в атомных единицах), напряженность поля лазерного излучения F связана с потенциалом ионизации E_Z иона с кратностью ионизации Z соотношением

$$F = E_Z^2 / 4Z. \quad (4)$$

Как следует из (4), полевая ионизация при пиковой интенсивности $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² ($F = 7.4$ ае) может привести лишь к появлению семизарядных ионов фтора, содержащих два электрона. Водородоподобный ион фтора, содержащий один электрон на $1s$ -оболочке, требует для своего образования энергии 953 эВ (отрыв одного из двух электронов на $1s$ -оболочке). Это

возможно только в результате столкновительной ионизации ионов F^{7+} горячими электронами с энергией более 1 кэВ. Таких электронов достаточно много, так как при радиальном пондеромоторном ускорении в лазерном фокусе электроны приобретают релятивистскую кинетическую энергию вплоть до предельного значения

$$E_e^{\max} = mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{F}{\omega c} \right)^2} - 1 \right). \quad (5)$$

При указанных выше параметрах это значение составляет 165 кэВ. Конечно, реально столкновительную ионизацию производят электроны с гораздо меньшими энергиями, поскольку, согласно известной формуле Лотца, сечение столкновительной ионизации обратно пропорционально кинетической энергии налетающего электрона. Кроме того, таких электронов гораздо больше, чем с максимальной энергией, ввиду быстрого временного и пространственного изменения формы лазерного импульса.

Электрическое поле, созданное радиально разлетающимися электронами вследствие разделения зарядов, увлекает за собой атомарные ионы фтора. Их кинетическая энергия оказывается в Z раз большей, чем у электронов. Соответственно, максимальная энергия ионов при $Z = 8$ оценивается в 1.3 МэВ. Это согласуется с экспериментальными данными на рис.3.

Энергетический спектр этих ионов можно сопоставить с феноменологической формулой для ионных спектров, предложенной нами на основании многочисленных экспериментальных данных последних лет [5–6, 10, 17–19]:

$$dN(E) \propto \exp[-1.5E/ZI]dE. \quad (6)$$

Здесь введены следующие масштабы интенсивности лазерного излучения и энергии иона: интенсивность измеряется в единицах атомной интенсивности $I_0 = 3 \cdot 10^{16}$ Вт см⁻², а энергия иона E – в кэВ. Согласно этому соотношению, средняя энергия ионов равна $ZI/1.5$ кэВ. При указанных выше параметрах получим 350 кэВ, что согласуется с приведенными выше экспериментальными данными и оценками вклада быстрых ионов по формуле (2).

Представляет интерес сопоставить распределение (6) с распределением, полученным в работе [20], имеющим для рассматриваемых 8-зарядных ионов фтора вид (энергия иона E – в кэВ)

$$dN(E)/dE \sim [10^{-3}E + 8]/[E(10^{-3}E + 16)]. \quad (7)$$

В обоих случаях максимальные энергии ионов оцениваются, исходя из (5), с тем различием, что в [20] используется удвоенное значение этой энергии. Сравнение обоих распределений (обозначаемых соответственно f_1 , f_2 , нормированных на единицу, а также их отношение представлено на рис.4. Видно, что

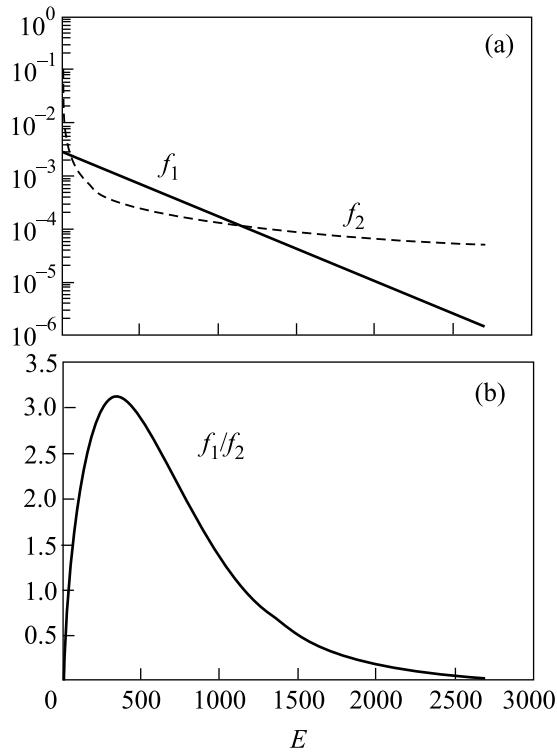


Рис.4. (а) Нормированные распределения быстрых ионов фтора по энергии согласно теоретическим оценкам (6) ($f_1 = e^{-E/356}$) и (7) ($f_2 = [10^{-3}E + 8]/E(10^{-3}E + 16)$); (б) – отношение f_1/f_2

в измеряемом диапазоне энергий оба распределения не слишком сильно различаются между собой.

5. Заключение. Проведены экспериментальные исследования генерации быстрых ионов в лазерной пикосекундной плазме при интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Сравнение наблюдаемых доплеровских контуров спектральных линий при различных интенсивностях лазерного излучения позволяет сделать вывод о том, что начиная с интенсивностей 10^{18} Вт/см², в распределении ионов по энергиям образуется интенсивный “хвост”, отвечающий генерации быстрых ионов. Обнаружено также направленное движение быстрых ионов в глубь мишени, зарегистрированное прямыми измерениями красного смещения доплеровского профиля лаймановской линии водородоподобного иона фтора. Энергия этого направленного движения (около 25 кэВ) находит-

ся в хорошем соответствии с данными [4] для средних энергий ионов при рассматриваемых интенсивностях лазерного излучения. Теоретические оценки параметров энергетического распределения ионов находятся в разумном соответствии с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра, проект 2917, грантов ИНТАС # 01-0233, # 03-546348 и проекта Российского фонда фундаментальных исследований # 05-02-16551а.

1. S. Dobosz, M. Schmidt, M. Pedrix et al., JETP Lett. **68**, 454 (1998).
2. K. Krushelnik et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 737 (1999).
3. S. Dobosz, M. Schmidt, M. Pedrix et al., JETP **88**, 1122 (1999).
4. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima et al., Phys. Rev. E **60**, 3273 (1999).
5. K. Krushelnick, E. L. Clark, M. Zepf et al., Phys. Plasmas **7**, 2055 (2000).
6. E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 1654 (2000).
7. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, I. Fukumoto et al., Phys. Plasmas **8**, 3718 (2001).
8. T. Auguste, A. Ya. Faenov, I. Fukumoto et al., Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **71**, 147 (2001).
9. A. I. Magunov, A. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., Laser and Particle Beam **21**, 73 (2003).
10. H. Habara, R. Kodama, Y. Sentoku et al., Phys. Rev. E **69**, 036407 (2004).
11. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов и др., ЖЭТФ **125**, 1 (2004).
12. N. Izumi et al. Phys. Rev. E **65**, 036413 (2002).
13. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, G. N. Ignat'ev et al., Proc. of 31st EPS Conference on Plasma Physics, London, 28 June – 2 July 2004, ECA, Vol. **28G**, p-2.039 (2004).
14. T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz et al., J. of X-ray Science and Technology **5**, 323 (1995).
15. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., Physica Scripta. **50**, 333 (1994).
16. Г. Грин, Уширение спектральных линий в плазме, М.: Мир, 1978.
17. S. C. Wilks, A. B. Langdon, W. E. Cowan et al., Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
18. I. Spencer, K. W. D. Ledingham, P. McKenna et al., Phys. Rev. E **67**, 045402 (2003).
19. S. Okihara, T. Zh. Esirkepov, K. Nagai et al., Phys. Rev. E **69**, 026401 (2004).
20. В. Ю. Быченков, В. Т. Тихончук, С. В. Толоконников, ЖЭТФ **115**, 2080 (1999).