

ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОКАПЛИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*М. Б. Смирнов**

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

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

И. Ю. Скобелев, А. И. Магунов, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикуз

*Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений
141570, Менделеево, Московская обл., Россия*

*Й. Фукуда**, К. Ямакава**, Й. Акахане**, М. Аояма**, Н. Иноуе**, Х. Уеда***

*Японский исследовательский институт атомной энергии
619-0215, Киото, Япония*

Поступила в редакцию 13 ноября 2003 г.

Рассмотрено взаимодействие сверхмощного ультракороткого лазерного импульса с гигантскими кластерами (микрокаплями), содержащими 10^9 – 10^{10} атомов и имеющими размер, сравнимый с длиной волны лазера. С учетом специфики микрокапельной мишени создана модель эволюции микрокапельной плазмы под действием мощного лазерного импульса и рассмотрены процессы, происходящие после его окончания. Теоретически показано, что формируемая плазма является перегретой, ее температура примерно равна потенциалу ионизации иона с характерным зарядом, причем параметры плазмы микрокапельной мишени не чувствительны к форме и длительности лазерного импульса. Теоретические выводы подтверждены экспериментальными рентгеноспектральными исследованиями, проведенными с помощью 100-тераваттной титан-сапфировой лазерной системы в JAERI (Киото, Япония) при облучении микрокапель криптона и ксенона лазерными импульсами длительности от 30 до 500 фс и интенсивности от $6 \cdot 10^{16}$ до $2 \cdot 10^{19}$ Вт/см².

PACS: 36.40.-c, 52.50.Jm, 61.46.+w

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие сверхмощного ультракороткого лазерного импульса (интенсивность $I \sim 10^{17}$ – 10^{20} Вт/см², длительность импульса $\tau \sim 30$ – 300 фс) с кластерными пучками существенно отличается от его взаимодействия с изолированными атомами. Кластерный пучок по своему строению занимает промежуточное положение между твердотельными и газовыми мишенями. Он состоит из отдельных атомов или молекул и кластеров с

размерами меньше 10–100 нм, которые содержат от нескольких тысяч до нескольких миллионов атомов. Средняя плотность атомов в пучке составляет 10^{16} – 10^{19} см⁻³, а локальная плотность, т.е. плотность атомов в кластере, — 10^{22} см⁻³. Доля атомов в пучке, связанных в кластеры, находится в пределах от 10 до 100 % от общего числа частиц [1]. При облучении кластерного пучка мощным ультракоротким лазерным импульсом он трансформируется в плазму с уникальными свойствами. С одной стороны, в местах, где находятся кластеры, образуется плазма с плотностью, существенно превосходящей критическую [2–5], состоящая из многозарядных ионов и электронов с килоэлектрон-

*E-mail: smirnov@imp.kiae.ru

**Y. Fukuda, K. Yamakawa, Y. Akahane, M. Aoyama, N. Inoue, and H. Ueda

вольтными энергиями [6]. С другой стороны, в силу докритической электронной средней плотности среды и малого размера отдельных кластеров электромагнитная волна свободно распространяется и взаимодействует со всеми атомами мишени, т.е. она свободно проникает в области с электронной плотностью выше критической, а не отражается, как это происходит в случае твердотельных мишеней [7]. Таким образом, в кластерном пучке удается достичь высокого удельного поглощения лазерной энергии и, соответственно, более высокого удельного возбуждения вещества по сравнению с другими мишенями. Это позволило наблюдать результаты, существенно отличающиеся от полученных как с твердотельными мишенями, так и с газовыми. Во-первых, падение лазерного импульса на кластерный пучок сопровождается почти полным его поглощением (до 95 %) [8]. Во-вторых, характерный заряд образующейся плазмы превосходит средний заряд как твердотельной лазерной плазмы, так и плазмы атомного пучка при одинаковых параметрах лазерного импульса [9,10]. Доля энергии лазерного импульса, трансформирующаяся в рентгеновское излучение, составляет порядка 10–15 % и имеет нетепловой характер [11–14]. Заметный выход нейтронов наблюдался при облучении кластерного пучка из дейтерия [15].

Недостатком кластерного пучка по сравнению с твердотельными мишенями является высокая чувствительность мишени к контрасту лазерного импульса [16–19]. Действительно, при малом контрасте предимпульс разрушает мишень и основной импульс воздействует на почти однородную плазму, а не на кластерный пучок. Скорость распада кластеров зависит главным образом от геометрических размеров кластеров, поэтому использование гигантских кластеров (микрокапель) с размером порядка длины волны позволит, с одной стороны, сохранить все преимущества кластерного пучка, а с другой, — нивелировать чувствительность мишени к контрасту и, таким образом, существенно расширить количество лазерных систем, пригодных для дальнейшего практического применения и изучения кластерных мишеней. Несмотря на сходство с кластерным пучком, микрокапельная мишень обладает определенной спецификой [20, 21]. В случае кластерного пучка в лазерном фокусе находится много кластеров, поэтому процессы, протекающие как вне, так и внутри отдельного кластера, одинаково важны [22]. В рассматриваемом случае мы имеем дело всего с несколькими десятками микрокапель, находящимися в фокусе лазера, поэтому для описания процес-

сов взаимодействия и дальнейшей эволюции образующейся плазмы достаточно ограничиться рассмотрением одной микрокапли даже при больших интенсивностях. Дополнительный аргумент, оправдывающий такой подход, связан с тем фактом, что с ростом размеров кластеров доля электронов, покидающих кластер, уменьшается и, соответственно, уменьшается эффективность процессов вне кластера. Кроме того, при увеличении размеров убывает и скорость распада кластера (микрокапли), это дает возможность пренебречь при анализе увеличением кластера (микрокапли) во время действия лазерного импульса и использовать приближение замороженных ядер. Целью данной работы является анализ эволюции микрокапель, имеющих размер порядка длины волны лазерного излучения и содержащих 10^9 – 10^{11} атомов, на примере ксенона и криптона, возбужденных мощным лазерным импульсом ($I \sim 10^{16}$ – 10^{19} Вт/см²).

2. ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОКАПЛИ

2.1. Модель эволюции микрокапли

В течение лазерного импульса и после него параметры плазмы, формируемой при облучении капли, и характер процессов, протекающих в ней, сильно меняются. Это дает возможность построить иерархию времен эволюции плазмы. На первом этапе облучения атомы и ионы ионизируются, часть электронов покидает каплю и равномерно распределяется по всему пространству, капля приобретает положительный заряд; остальные электроны захватываются самосогласованным потенциалом капли. Под действием положительного заряда и гидродинамического давления захваченных электронов происходит распад структуры. В результате расширения капли исчезают все пространственные градиенты плотности, а плазма становится пространственно-однородной. Одновременно с распадом капли кинетическая энергия электронов переходит в рентгеновское излучение и кинетическую энергию ионов. Длительность второго этапа варьируется в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен пикосекунд. При этом следует отметить, что характерная конечная энергия ионов превосходит энергию электронов. На третьем этапе на временах порядка нескольких наносекунд происходит распад полученной пространственно-однородной плазмы. Аналогичная модель была успешно использована ранее для анализа взаимодействия кластерного пучка с лазерным импульсом [23].

Рассмотрим более подробно стадию облучения микрокапли. Под действием лазерного импульса атомы ионизуются и капля превращается в плотную плазму. Захваченные каплей электроны начинают осциллировать под действием лазерного поля, что может привести к деформации формы капли и отразиться на ионизации капли как целого и распределении захваченных электронов. Оценим амплитуду колебаний. Если амплитуда δ осцилляций невелика по сравнению с размером капли, то она приближенно равна [24]

$$\delta \approx \frac{F}{\omega_{Mie}^2}, \quad (1)$$

где ω_{Mie} и F — соответственно частота Ми электронного облака и напряженность внешнего поля. (Здесь и далее мы используем атомную систему единиц $\hbar = m_e = e = 1$.) Частота Ми связана с концентрацией электронов n_e соотношением

$$\omega_{Mie}^2 = \frac{4}{3}\pi n_e = \frac{Z}{r_W^3},$$

где r_W — радиус Вигнера–Зейтца. Сравнивая амплитуду колебаний электронного облака в капле с ее радиусом R , получаем

$$\frac{\delta}{R} \approx \frac{F}{Z/r_W^2} n_e^{-1/3}. \quad (2)$$

Для ксеноновой капли, состоящей из 10^9 ионов, при характерном заряде ионов $Z = 30\text{--}40$ и интенсивности излучения 10^{19} Вт/см² отношение не превышает 10^{-2} , т. е. под действием лазерного поля капля с высокой точностью сохраняет сферическую симметрию.

Специального изучения требует вопрос о проникновении лазерного излучения в каплю. Два основных фактора препятствуют проникновению электромагнитного поля внутрь капли: скин-эффект, приводящий к отражению электромагнитной волны от поверхности капли, и сильное поглощение на поверхности, обусловленное высокой плотностью электронов в капле. Если глубина скин-слоя превышает расстояние, на котором происходит заметное поглощение, то основная доля излучения, падающего на каплю, рассеивается. В противоположном пределе излучение поглощается поверхностью капли и эффективное сечение поглощения капли примерно совпадает с ее геометрическим сечением. Глубина l_{skin} скин-слоя в случае плазмы равна

$$l_{skin} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}, \quad (3)$$

где σ — проводимость, которая определяется при электронной температуре T выражением [25]

$$\sigma = \frac{4\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{T^{3/2}}{Z \ln \Lambda}, \quad (4)$$

если частота ν_{ei} электрон-ионных столкновений много больше частоты света ω ($\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм). Подставляя в выражение (3) значение проводимости (4), для глубины скин-слоя получаем

$$l_{skin} \sim \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{\nu_{ei}}{\omega}}, \quad (5)$$

где ω_p — плазменная частота. Согласно работе [26], «глубина поглощения» излучения l_{abs} в случае однофазной плазмы составляет

$$l_{abs} \sim \frac{\nu_{ei} c}{\omega_p^2}. \quad (6)$$

Используя уравнения (5), (6), для отношения глубины скин-слоя и глубины поглощения получаем

$$\frac{l_{skin}}{l_{abs}} \sim \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\nu_{ei}\omega}} \gg 1. \quad (7)$$

Таким образом, из-за высокой плотности плазмы происходит почти полное поглощение излучения на поверхности капли и эффективное сечение процесса для одиночной капли совпадает с ее геометрическим размером. Отметим, однако, что использованная формула для глубины поглощения выведена в пределе слабой адсорбции излучения, здесь же рассматривается противоположный предел, однако использование более сложных моделей качественно не изменит результата, так как длина свободного пробега электрона в капле, l_{free} , много меньше размера R капли. При анализе нагрева электронов мы неявно полагали, что поглощение в капле обусловлено тормозным механизмом, и пренебрегали вакуумным механизмом, называемым механизмом Брюнеля [27]. Данное предположение можно оправдывать простыми оценками. При заряде Q капли концентрация электронов вне кластера составляет величину порядка Q/R_0^3 (здесь R_0 — расстояние между кластерами), а энергия, поглощаемая такими электронами в единицу времени, не превосходит

$$W_{Br} \sim 4\pi R^2 v \frac{Q}{R_0^3} \left(\frac{R}{R_0}\right)^3 \frac{F^2}{\omega^2}. \quad (8)$$

Учитывая, что характерный заряд Q по порядку величины составляет $(10\text{--}40)RT$, а $R/R_0 \sim 0.1$, и сравнивая энергию W_{Br} с тормозным поглощением $cF^2 R^2/2$, получаем

$$\frac{2W_{Br}}{cF^2R^2} \sim 8\pi \frac{v}{c} \frac{Q/R_0}{\omega^2 R_0^2} \left(\frac{R}{R_0}\right)^3 \ll 1. \quad (9)$$

Распределение электронов в капле определяет характер процессов, протекающих как во время, так и после лазерного импульса. Оценив время электрон-электронных столкновений согласно [25] при типичной температуре $T \approx 3$ кэВ и заряде ионов $Z = 30$ как

$$\tau_{ee} \sim \frac{3T^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi n_e \ln \Lambda} \sim 10 \text{ фс}, \quad (10)$$

можно утверждать, что больцмановское распределение электронов по энергиям устанавливается за времена, сравнимые с лазерным периодом (3 фс), т. е. электронная подсистема находится в состоянии теплового равновесия даже во время лазерного импульса. Так как распределение электронов по энергиям равновесное, выражение для концентрации электронов в капле с зарядом Q при плотности ионов n_i с зарядом Z имеет вид [26]

$$n_e(r) \approx Zn_i \left[1 - \frac{2Qe^{-k}}{kTr} \operatorname{sh} \frac{kr}{R} \right], \quad k = \sqrt{\frac{3N}{RT}}, \quad (11)$$

где N — количество атомов в капле. Таким образом, плотность электронов в капле почти постоянна внутри капли и экспоненциально убывает на ее границе.

Суммируя приведенные выше оценки, мы можем сделать следующие выводы об эволюции микрокапли в лазерном поле. Во-первых, первоначально нейтральная капля трансформируется в сгусток плотной плазмы, состоящей из многозарядных ионов и электронов, и приобретает положительный заряд. Во-вторых, во время действия лазерного излучения устанавливается больцмановское распределение электронов по энергиям, плотность электронов внутри капли почти постоянна и экспоненциально уменьшается на границе капли. В-третьих, сечение поглощения микрокапли совпадает с геометрическим сечением, излучение поглощается за счет тормозного механизма на границе капли и переносится внутрь электронами; капля сохраняет сферическую форму в лазерном поле, колебания ее поверхности невелики по сравнению с ее размерами.

2.2. Результаты расчета

Полученные в предыдущем пункте оценки позволяют нам построить модель, количественно описывающую основные параметры формируемой плазмы на всех этапах ее эволюции. Рассмотрим подробно

первый этап формирования плазмы. Действие лазерного импульса приводит к ионизации атомов и нагреву электронов. Часть электронов покидает микрокаплю. Первые электроны образуются в результате ионизации лазерным полем, дальнейшая ионизация атомов обусловлена неупругими столкновениями электронов капли с ионами. Напишем уравнение баланса энергий для этих процессов:

$$\int_0^t dt I(t) \pi R^2 = N \sum_{Z=0}^{Z_{max}} J_Z + \frac{Q^2}{2R} + \frac{3}{2} ZNT, \quad (12)$$

где использовано обозначение J_Z для потенциала ионизации иона с зарядом $Z-1$. Для получения полной системы, описывающей эволюцию капли, уравнение баланса должно быть дополнено еще двумя уравнениями, характеризующими ионизацию ионов и капли в целом. Превалирующим механизмом формирования ионов является ионизация электронным ударом в отличие от процесса формирования кластеров, в котором за появление многозарядных ионов ($Z > 8-10$) отвечает надбарьерная ионизация лазерным полем. Концентрация ионов n_Z с зарядом Z находится из уравнений баланса

$$\begin{aligned} \frac{dn_Z}{dt} &= S_Z, \\ S_Z &= W_Z n_{Z-1} + R_{Z+1} n_{Z+1} - (W_{Z+1} + R_Z) n_Z, \\ S_0 &= R_1 n_1 - W_1 n_0, \\ n_i &= \sum_{Z=0}^{Z_{max}} n_Z, \\ n_e &\approx \sum_{Z=0}^{Z_{max}} Z n_Z, \end{aligned} \quad (13)$$

где W_Z и R_Z — частоты соответственно ионизации и рекомбинации ионов с кратностью Z , а n_i и n_e — концентрации ионов и электронов в микрокапле. Непосредственное решение системы уравнений — процесс трудоемкий, требующий больших вычислительных мощностей. Чтобы упростить задачу, можно воспользоваться моделью среднего иона [28]. В этом случае считаем, что плазма состоит из ионов с непрерывно меняющимся зарядом $Z = n_e/n_i$. Пренебрегая медленными релаксационными процессами (трехчастичной рекомбинацией, диэлектронной рекомбинацией, фоторекомбинацией), для заряда иона находим уравнение

$$\frac{dZ}{dt} = n_e k(Z) = Zn_i K(Z), \quad (14)$$

где

$$K(Z) = p_Z \sqrt{\frac{8T}{\pi}} \frac{\pi}{J_Z^2} \exp\left(-\frac{J_Z}{T}\right) \equiv K_T \exp\left(-\frac{J_Z}{T}\right),$$

p_Z — число эквивалентных электронов в оболочке. Основным механизмом ионизации капли является термоэмиссия электронов с поверхности капли. Если потенциал капли Q/R много меньше типичной энергии захваченных электронов, то ионизация электронов не приводит к заметному изменению распределения и описывается уравнением

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2}{\pi} T^2 R^2 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right). \quad (15)$$

Таким образом, мы получили полную систему уравнений, описывающую эволюцию капли на этапе облучения. Найдем заряд капли и вклад от термоэмиссии в энергобаланс. Интегрируя соотношение (15) по времени, пренебрегая изменением электронной температуры и размера капли, для заряда получаем

$$Q = TR \ln \frac{2TR\tau}{\pi}, \quad (16)$$

где τ — длительность лазерного импульса. Из соотношения (16) видно, что заряд капли варьируется в пределах $(10-40)TR$. Сравним энергию E_{ion} , потраченную на ионизацию капли, с кинетической энергией $E_{kin} = (3/2)NZT$ электронной подсистемы

$$\frac{E_{ion}}{E_{kin}} = \frac{Q^2}{(3/2)NZTR} \sim 100 \frac{TR}{NZ}. \quad (17)$$

При температуре электронов $T \approx (1-3)$ кэВ, заряде ионов $Z = 30-40$ и радиусе капли $R = 500$ нм отношение будет меньше чем 10^{-2} , т. е. вклад от термоэмиссии незначителен. Часть энергии лазерного импульса расходуется на ионизацию атомов в капле. Максимум мощности W_{ion} , расходуемой на ионизацию ионов с зарядом $Z-1$, реализуется при условии $T \approx J_Z$ и равен

$$W_{ion} \approx J_Z \frac{N}{Z} \frac{3}{4\pi r_W^3} \frac{\sqrt{8\pi}}{J_Z^{3/2}} p_Z. \quad (18)$$

При этом мощность, потребляемая для нагрева электронной подсистемы, равна

$$W_H \approx \frac{3}{2} \left(Z \frac{dJ_Z}{dZ} + \frac{J_Z}{Z} \right). \quad (19)$$

Сравнивая выражения (18) и (19), получаем

$$\frac{W_{ion}}{W_H} \approx \frac{p_Z}{r_W^3 (dJ_Z/dZ) \sqrt{J_Z}} \ll 1. \quad (20)$$

Таким образом, энергия, затрачиваемая на ионизацию ионов и капли как целого, мала по сравнению с потребляемой на нагрев электронной подсистемы, скорость ионизации ионов лимитируется электронной температурой. Конечный заряд Z_{fin} иона может быть найден из условия

$$Z_{fin} J_{Z_{fin}} = \frac{r_W^2}{6N^{1/3}} c F^2 \tau = \frac{2\pi r_W^2}{3N^{1/3}} I \tau. \quad (21)$$

При $I\tau = 2 \cdot 10^{19}$ [Вт/см²] · 30 [фс] и $N = 10^9$ ионы ксеиновой и криптоновой каплей будут соответственно неоне- и гелиеподобными. После завершения лазерного импульса ионизация ионов капли продолжается, однако скорость этого процесса заметно уменьшается как из-за уменьшения концентрации электронов вследствие распада капли, так и за счет остывания электронов. Поэтому в первом приближении можно считать, что ионизация заканчивается после лазерного импульса.

После окончания лазерного импульса капля начинает распадаться. Сила, действующая на многозарядные ионы кластера, состоит из трех компонент: силы F_E электрического поля кластера, силы F_h давления электронного газа и силы сопротивления F_r [25], испытываемой ионом при рассеянии электронов на нем. Так как плотность электронов в капле почти постоянна и резко меняется лишь на границе, гидродинамическое давление существенно лишь на поверхности. По порядку величины действие гидродинамической силы равно действию электрического поля капли:

$$F_h = -\frac{\nabla P}{n_i} \sim \frac{T}{n_i} \frac{dn_e}{dr} \sim \frac{QZ}{r^2}, \quad (22)$$

где P — давление электронного газа. Сила сопротивления может оказывать существенное влияние на движение ионов:

$$F_r \sim n_e \frac{Z^2}{T^{3/2}} v_i \sim ZN^{1/3} \left(\frac{Z}{rWT} \right)^2 F_E, \quad (23)$$

где v_i — скорость ионов, и быть сопоставимой с электростатической силой. В общем случае уравнение движения ионов с массой M имеет вид

$$\frac{M dv_i}{dt} = -\frac{\nabla P}{n_i} - \frac{Q(r)Z}{r^2 M} - F_r. \quad (24)$$

Решение уравнения такого вида требует численного расчета, учитывающего перераспределения электронов в самосогласованном потенциале капли, и не входит в рамки статьи. Нашей основной задачей является оценка характерного времени распада

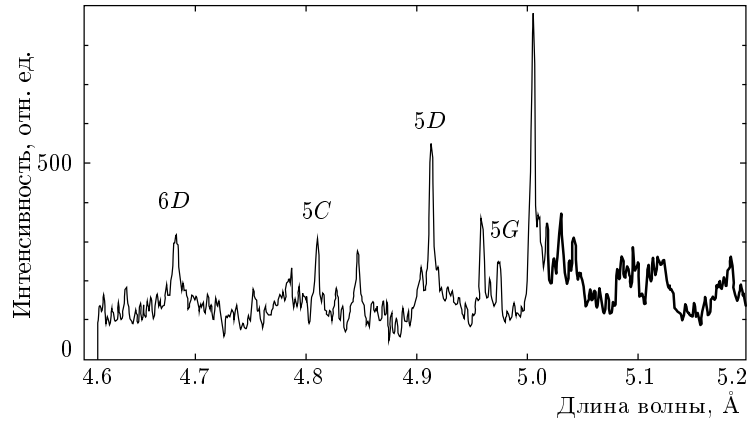


Рис. 1. Пример рентгеновского эмиссионного спектра плазмы криптоновой микрокапли

капли и влияния длительности импульса и предимпульса на стабильность системы. Для оценки времени расширения мы ограничимся лишь кулоновским членом и будем считать, что капля расширяется однородно (скорость каждого слоя пропорциональна расстоянию от центра), тогда характерное время распада микрокапли

$$t_{exp} \sim \sqrt{\frac{MR_0^3}{QZ}} = \sqrt{\frac{MR_0^2}{TZ}} \sqrt{\frac{TR_0}{Q}}. \quad (25)$$

Здесь R_0 — начальный размер капли. Полагая, что температура электронов примерно равна потенциалу ионизации ионов с зарядом Z , и считая, что энергия тратится на нагрев и ионизацию ионов, получаем

$$t_{exp} \sim \sqrt{\frac{MN}{cF^2}} \sqrt{\frac{RT}{Q}}. \quad (26)$$

Выразив время в пикосекундах, а интенсивность I_{pr} предимпульса в Вт/см², получим

$$t_{exp} \sim 10^4 \sqrt{\frac{N}{I_{pr}}}. \quad (27)$$

Таким образом, для $I_{pr} \sim 10^{14}$ Вт/см² время распада будет составлять 100 пс, что превосходит длительность типичного импульса на два порядка. Используя формулу (27), можно также оценить время распада микрокапли после действия основного импульса. При интенсивностях $I \sim 10^{19}$ Вт/см² характерное время распада будет составлять величину порядка 100 фс. Это означает, что если капля расширяется однородно, заметное количество ионов приобретет скорость порядка 10^9 см/с. Соответственно,

в эксперименте должно было бы регистрироваться существенное уширение спектральных линий из-за эффекта Доплера, что в действительности не наблюдается. Объяснение этого эффекта достаточно очевидно и еще раз подчеркивает различия между микрокаплями и кластерами. Градиент плотности электронов и некомпенсированный заряд капли, приводящие к распаду, достаточно велики лишь на поверхности капли и экспоненциально уменьшаются к центру согласно уравнению (11). Так, например, электрическое поле, ускоряющее ионы,

$$E \sim \frac{Q}{r^2} \exp[-k(R - r_0)],$$

где r_0 — начальное положение иона. Соответственно силы, действующие на ионы в капле, велики лишь на поверхности, т. е. только небольшое количество ионов в слое толщиной порядка R/k (напомним, что $k = \sqrt{3N/RT} \gg 1$) покидает каплю достаточно быстро, основная же масса ионов начинает ускоряться на более поздних этапах. При этом капля оказывается более стабильной.

Рассмотрим, как меняется температура электронного газа при расширении микрокапли. Для электронной подсистемы процесс распада капли является адиабатическим, т. е. в каждый момент времени плазма остается равновесной. Действительно, сравнивая время электронной релаксации (время τ_{ee} электрон-электронных столкновений), получаем

$$\frac{dV}{dt} \frac{\tau_{ee}}{V} \sim \frac{dR}{dt} \frac{\tau_{ee}}{R}. \quad (28)$$

Скорость движения ионов на поверхности капли, $u = dR/dt$, становится почти постоянной величиной

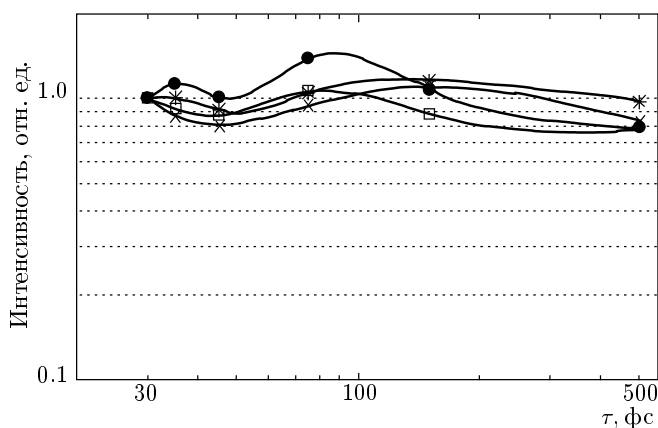


Рис. 2. Зависимости интенсивностей спектральных линий многозарядных ионов криптона от длительности лазерного импульса: ● — линии F-подобного иона; □ — 4D-линия Ne-подобного иона; * — Na-подобные сателлиты; × — Mg-подобные сателлиты. Интенсивности всех линий нормированы на соответствующие значения при $\tau = 30$ фс

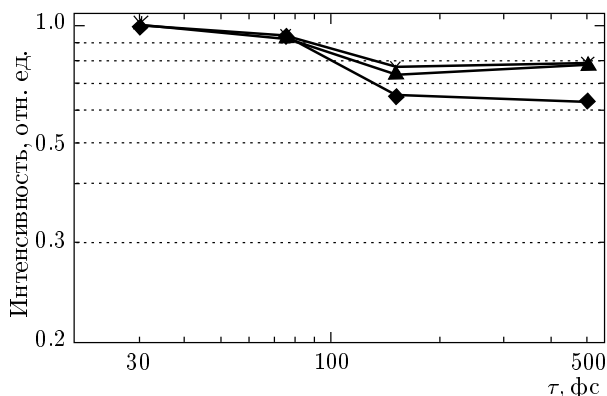


Рис. 3. Зависимости интенсивностей ридберговских спектральных линий многозарядных ионов криптона от длительности лазерного импульса при энергии лазерного импульса $E = 110$ мДж: ▲ — 5D-линия Ne-подобного иона; ◆ — 6D-линия Ne-подобного иона; × — Na-подобные сателлиты. Интенсивности всех линий нормированы на соответствующие значения при $\tau = 30$ фс

ной после начального увеличения размера капли в два-три раза:

$$u = \frac{dR}{dt} \approx \sqrt{\frac{QZ}{2R_0M}}. \tag{29}$$

Подставляя в критерий (28) выражения (10) и (29) соответственно для времени электрон-электронных столкновений и скорости распада капли, получаем

$$\frac{dV}{dt} \frac{\tau_{ee}}{V} \sim \left(\frac{T}{Z/\tilde{r}}\right)^2 \frac{Z}{N^{1/3}} \sqrt{\frac{Q}{R_0T}} \sqrt{\frac{Z}{M}} \ll 1, \tag{30}$$

где \tilde{r} — характерное расстояние между ионами. В итоге из-за расширения электронный газ адиабатически охлаждается:

$$T = T_0 \left(\frac{R_{fin}}{R_0}\right)^{9/5}. \tag{31}$$

Согласно уравнению (31), конечная температура электронного газа должна упасть в сто раз при типичных параметрах микрокапельной мишени; расстояние между каплями составляет порядка десяти начальных размеров. Однако из-за влияния электронов, покинувших микрокаплю на более ранних стадиях процесса распада, этот процесс тормозится и конечная электронная температура, регистрируемая в экспериментах, на порядок выше оценочной.

Нами была рассмотрена эволюция микрокапли под действием мощного лазерного импульса и процессы, происходящие после его окончания. Установлено, что все излучение, падающее на микрокаплю, поглощается на поверхности капли. Формируемая плазма является перегретой, и ее температура примерно равна потенциалу ионизации иона с характерным зарядом. После завершения лазерного импульса электронный газ начинает быстро охлаждаться и его температура уменьшается в несколько раз, при этом процессы рекомбинации ионов подавлены. Микрокапельная мишень совершенно нечувствительна к форме и длительности импульса и даже пикосекундные предимпульсы сравнительно высокой интенсивности (порядка 10^{14} Вт/см²) не способны существенно отразиться на эволюции микрокапли. Эти выводы были подтверждены экспериментальными исследованиями, описанными в следующем разделе настоящей работы.

3. РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОКАПЕЛЬ, СОСТОЯЩИХ ИЗ КРИПТОНА И КСЕНОНА И НАГРЕВАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ 30–500 фс

Эксперименты были выполнены на 100-тераватной титан-сапфировой лазерной установке в JAERI (Киото, Япония), базирующейся на технике усиления chirpированного импульса. Система рассчитана на создание импульсов длительностью 20 фс с частотой повторения 10 Гц. При фокусировке импульсов возможно достижение

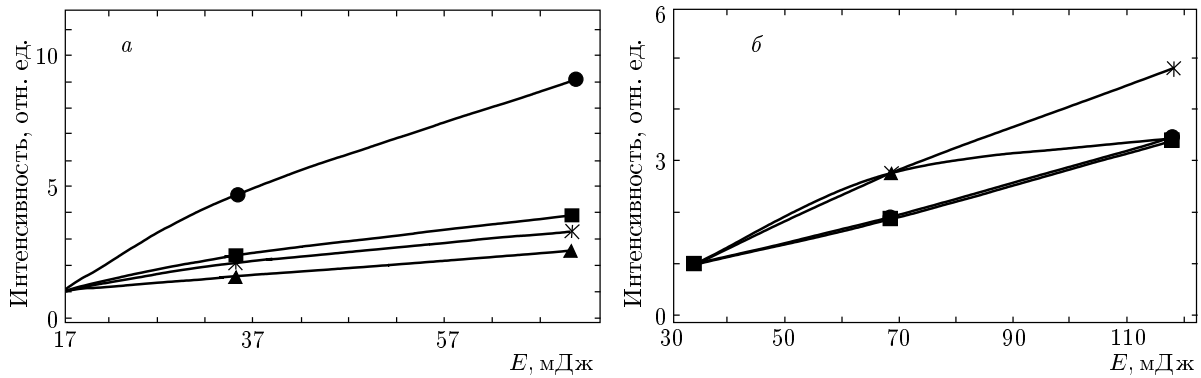


Рис. 4. Зависимости интенсивностей спектральных линий многозарядных ионов криптона от энергии лазерного импульса при его длительности $\tau = 45$ фс (а) и $\tau = 500$ фс (б): \bullet — линии F-подобного иона; \blacksquare — $4D$ -линия Ne-подобного иона; $*$ — Na-подобные сателлиты; \blacktriangle — Mg-подобные сателлиты. Интенсивности всех линий нормированы на соответствующие значения при минимальных энергиях

интенсивностей до 10^{20} Вт/см² [29, 30]. Исходные импульсы ($\lambda = 800$ нм, $\tau = 10$ фс, частота повторения 82.7 МГц) создаются титан-сапфировым осциллятором. Эти импульсы растягиваются по длительности до 10 нс с временной модуляцией частоты и затем усиливаются регенеративным усилителем и двумя многопроходными усилителями. Усиленные импульсы сжимаются по длительности до 30 фс вакуумным компрессором с максимальной энергией на выходе 1.9 Дж. Сжатые импульсы направляются в вакуумную камеру мишени двумя позолоченными плоскими зеркалами и фокусируются позолоченным внеосевым параболическим зеркалом с апертурой $f/3$. Измеренный размер фокусного пятна на уровне $1/e^2$ был 11 мкм, что лишь на 10% превышает дифракционный предел. В гауссовом пятне на такую область приходится приблизительно 64% энергии. При длительности лазерного импульса 30 фс и энергии 300 мДж, использованных в этом эксперименте, пиковая интенсивность составляла $1.2 \cdot 10^{19}$ Вт/см². Импульсы пропускались через две двойные ячейки Поккельса для подавления предимпульса. Контраст по интенсивности основного импульса относительно предшествующего за 1 нс предимпульса той же длительности был больше 10^5 .

Микрокапли создавались при сверхзвуковом расширении газа криптона или ксенона под высоким давлением (28 атм для криптона и 20 атм для ксенона) в вакуум через специально сконструированное импульсное коническое сопло. Входной и выходной диаметры сопла были соответственно 0.5 и 2.0 мм, а его длина составляла 75 мм. Форма и размеры сопла определялись по результатам численного мо-

делирования формирования двухфазной струи при оптимизации выхода кластеров требуемого размера ($d_d \approx 1$ мкм) [31–33].

В эксперименте лазерный импульс фокусировался в струе на расстоянии 1.5 мм от выхода сопла. Рентгеновские спектры образующейся лазерной плазмы измерялись с использованием фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением (ФСР-1) [34–37]. Спектрометр был укомплектован сферически изогнутым кристаллом слюды (радиус 150 мм) и вакуумно-совместимой рентгеновской камерой DX420-BN, ANDOR. В случае регистрации спектров вблизи переходов 4–2 Ne-подобного иона криптона кристалл располагался на расстоянии 381.2 мм от плазменного источника излучения и ориентировался под брэгговским углом отражения $\theta = 54.3^\circ$ (третий порядок отражения для длины волны 0.54 нм). При регистрации ридберговского спектра ионов криптона или спектра ионов ксенона в области 2.7–2.9 Å кристалл устанавливался на расстоянии 360 мм от плазмы и ориентировался под брэгговским углом порядка 45° . Плоскость отражения спектрометра во всех случаях была ориентирована вдоль направления распространения лазерного пучка для получения одномерного пространственного разрешения в поперечном направлении.

Характерный спектр плазмы криптона в области 4.6–5.2 Å показан на рис. 1. Отметим, что в случае криптоновых капель наблюдались линии Ne-подобного иона Kr XXVII (в частности, показанные на рис. 1 линии $6D$, $5C$, $5D$, $5G$), линии F-подобного иона Kr XXVIII и диэлектронные сателлиты, обусловленные переходами в Na- и Mg-подобных ионах Kr XXV и Kr XXVI. В случае

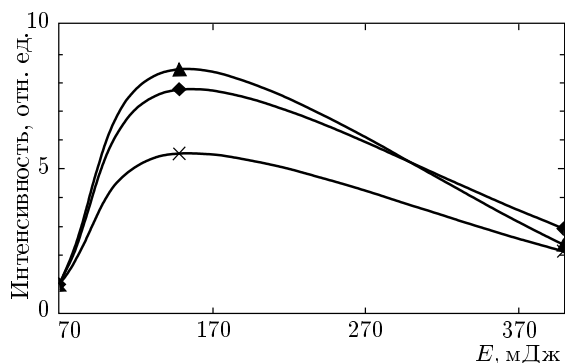


Рис. 5. Зависимости интенсивностей ридберговских спектральных линий многозарядных ионов криптона от энергии лазерного импульса при его длительности $\tau = 30$ фс: \blacktriangle — $5D$ -линия Ne-подобного иона; \blacklozenge — $6D$ -линия Ne-подобного иона; \times — Na-подобные сателлиты. Интенсивности всех линий нормированы на соответствующие значения при $E = 70$ мДж

ксеноновых капель наблюдались резонансные линии Ne-подобного иона Xe XLV и их диэлектронные сателлиты в спектральном диапазоне 2.75–2.95 Å.

Одним из основных следствий рассмотренной выше модели эволюции микрокапель является вывод о нечувствительности плазмы капельных мишеней к длительности лазерного импульса при его фиксированной энергии. Как видно из рис. 2, этот вывод полностью соответствует полученным экспериментальным данным. Действительно, при изменении длительности лазерного импульса от 30 до 500 фс интенсивности спектральных линий, обусловленных переходами между оболочками с главными квантовыми числами 4 и 2 в F-, Ne-, Na- и Mg-подобных ионах криптона, остаются постоянными в пределах 20%, хотя плотность потока нагревающего излучения при этом меняется в 25 раз. При таком же изменении длительности лазерного импульса интенсивности переходов с ридберговских уровней Ne- и Na-подобных ионов криптона (рис. 3) падают на 30%. Это может быть объяснено тем, что при длительностях более 100 фс (т.е. при потоках, не превышающих 10^{18} Вт/см²) значительно уменьшается число генерируемых надтепловых электронов, которые в нашей простой модели не учитываются, но могут давать заметный вклад в заселение высоковозбужденных уровней. Как следует из рис. 3, для ионов с основной L-оболочкой роль надтепловых электронов оказывается не слишком существенной — при потоках до $6 \cdot 10^{18}$ Вт/см² их вклад в интенсивности ридберговских линий составляет не более 30%.

Таблица 1. Результаты расчетов для криптона (размер фокального пятна 10.8 мкм)

N	E , Дж	R , нм	T , эВ	Z
10^9	0.035	255	850	18
10^{10}	0.035	550	500	14
10^{11}	0.035	1200	330	10
10^9	0.07	255	1200	25
10^{10}	0.07	550	790	18
10^{11}	0.07	1200	470	14
10^9	0.11	255	1800	26
10^{10}	0.11	550	1000	22
10^{11}	0.11	1200	640	16
10^9	0.305	255	4010	33
10^{10}	0.305	550	2370	26
10^{11}	0.305	1200	1190	24

Таблица 2. Результаты расчетов для ксенона (размер фокального пятна 10.8 мкм)

N	E , Дж	R , нм	T , эВ	Z
10^9	0.035	260	845	18
10^{10}	0.035	570	504	14
10^{11}	0.035	1200	328	10
10^9	0.07	260	1216	25
10^{10}	0.07	570	784	18
10^{11}	0.07	1200	468	14
10^9	0.13	260	2000	32
10^{10}	0.13	570	1150	26
10^{11}	0.13	1200	650	21
10^9	0.3	260	3400	43
10^{10}	0.3	570	2050	33
10^{11}	0.3	1200	1200	26

Как видно из результатов расчетов, приведенных в табл. 1, 2, параметры плазмы капельных мишеней наиболее существенно должны зависеть от полной энергии лазерного импульса. На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости интенсивностей линий многозарядных ионов криптона от энергии лазерного импульса при длительности $\tau = 45$ фс (а) и $\tau = 500$ фс (б). Видно, что при увеличении энергии лазера рентгеновское излучение плазмы действительно возрастает, причем при не слишком вы-

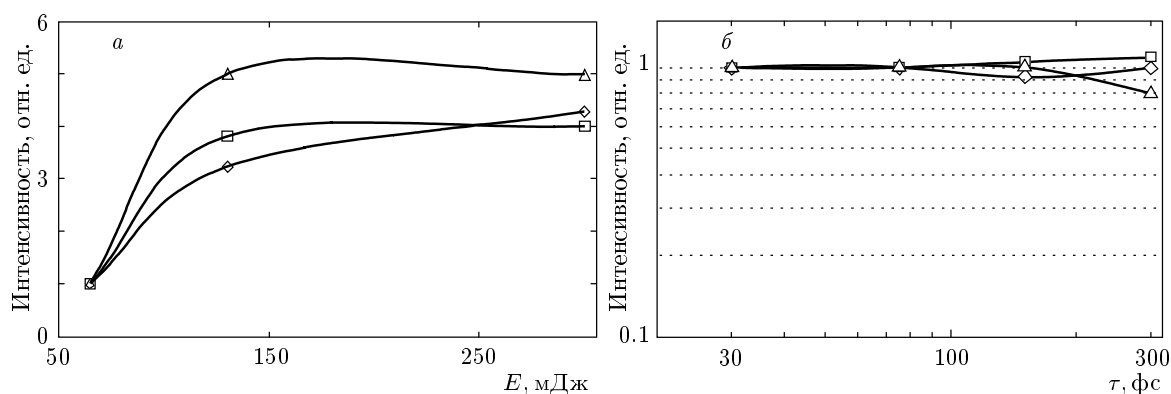


Рис. 6. Зависимости интенсивностей спектральных линий многозарядных ионов ксенона от энергии (а) и длительности (б) лазерного импульса: \square — линия 2.77 Å; \triangle — линия 2.90 Å; \diamond — линия 2.96 Å. Длительность импульса составляла 30 фс (а), а энергия — 300 мДж (б). Интенсивности всех линий нормированы на соответствующие значения при $E = 70$ мДж

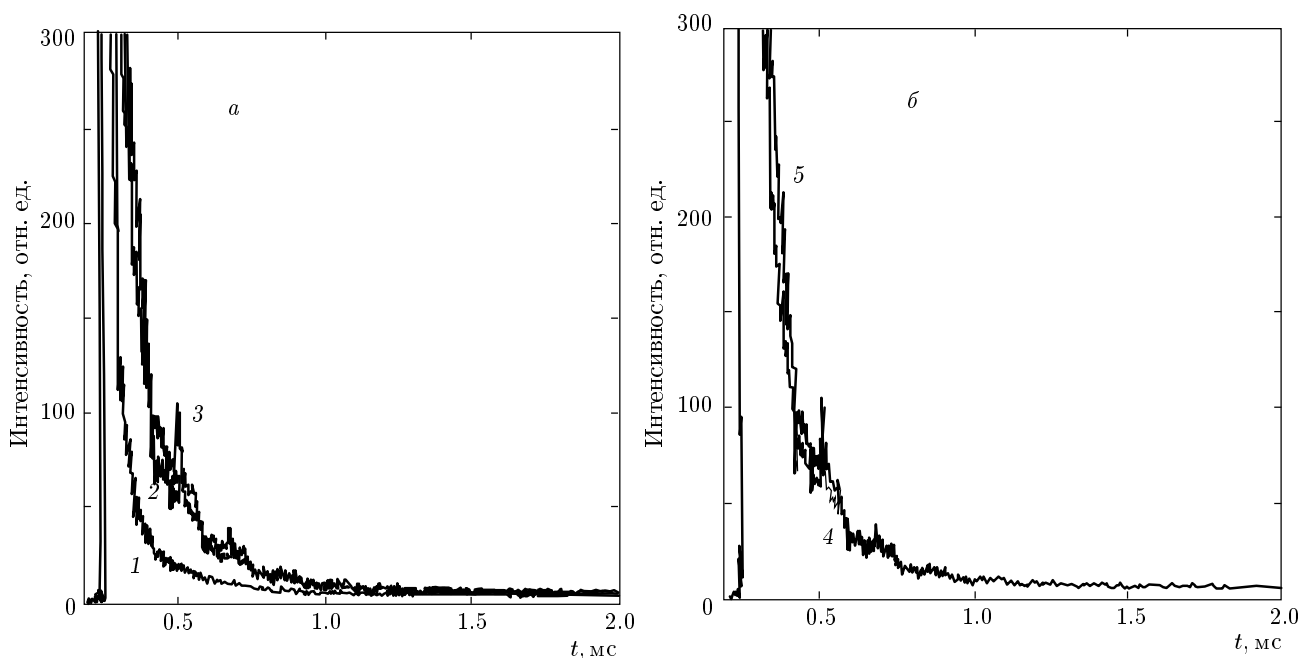


Рис. 7. Сигналы с времяпролетного детектора в экспериментах с криптоновыми микрокаплями при фиксировании длительности (а) или энергии (б) импульса: 1 — $E = 57$ мДж, $\tau = 30$ фс; 2 — $E = 123$ мДж, $\tau = 30$ фс; 3 — $E = 326$ мДж, $\tau = 30$ фс; 4 — $E = 320$ мДж, $\tau = 500$ фс; 5 — $E = 320$ мДж, $\tau = 30$ фс. Интенсивности всех линий нормированы на соответствующие значения при $E = 70$ мДж

соких потоках $I \approx 2 \cdot 10^{17}$ Вт/см² (рис. 4б) примерно одинаково увеличиваются интенсивности линий всех рассматриваемых ионов криптона, а при потоках $I > 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см² заметно быстрее растут интенсивности линий F-подобного иона Кг XXVIII. Это обстоятельство также связано с генерацией надтепло-

вых электронов, которые сдвигают ионизационный баланс плазмы, и увеличение свечения F-подобных переходов происходит не только за счет увеличения возбуждения уровней электронным ударом, но и за счет увеличения концентрации более ионизованных (F-подобных) атомов.

На рис. 5 показаны зависимости от энергии лазерного импульса интенсивностей ридберговских линий Ne- и Na-подобных ионов криптона. В этом случае длительность лазерного импульса составляла 30 фс и лазерный поток был наиболее высоким, достигая значения $2 \cdot 10^{19}$ Вт/см². Как видно из этого рисунка, зависимости интенсивностей спектральных линий от энергии лазерного импульса становятся немонотонными, имеют максимум в области $E \approx 160$ мДж и спадают при увеличении энергии до 380 мДж. Как видно из табл. 1, при столь высоких энергиях ионизационное состояние смещается в сторону ионов больших кратностей (вплоть до Ne-подобных), что и приводит к уменьшению интенсивностей линий Ne- и Na-подобных ионов.

Аналогичные результаты были получены и для ксеноновых капель. Например, на рис. 6 показаны зависимости от длительности и энергии импульса интенсивностей трех спектральных линий (длины волн 2.77, 2.90, 2.96 Å), обусловленных резонансными переходами в Ne-подобном ионе ксенона и их диэлектронными сателлитами. Как и для случая криптона, видно, что при фиксированной энергии интенсивности этих линий практически не зависят от длительности импульса (рис. 6б), а для фиксированной длительности (рис. 6а) наблюдается их рост при увеличении энергии до 300 мДж. В отличие от криптона, при энергиях до 300 мДж обилие Ne-подобных ионов Xe XLV в плазме максимально (см. табл. 2), поэтому немонотонности на кривых рис. 6а практически не наблюдаются.

Помимо регистрации спектров рентгеновского излучения плазмы в настоящей работе также использовался времяпролетный датчик, регистрирующий суммарный сигнал от вылетающих из плазмы ионов и фотонов с энергиями в областях вакуумного ультрафиолета и рентгеновской. Примеры полученных осциллограмм для случая нагрева криптоновых капель показаны на рис. 7. Из данного рисунка также видно, что изменение длительности импульса от 30 до 500 фс при фиксированной энергии лазера не приводит к изменению сигнала времяпролетного детектора (кривые 4 и 5), в то время как увеличение энергии при фиксированной длительности импульса (кривые 1–3) приводит к существенному росту сигнала в области малых времен пролета, где он обусловлен ионами больших энергий и фотонами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе предложена простая модель эволюции микрокапли под действи-

ем мощного сверхкороткого лазерного импульса. Теоретически показано, что микрокапельная мишень не чувствительна к форме и длительности лазерного импульса и характеристики сформированной лазерной плазмы определяются главным образом его полной энергией. Теоретические выводы подтверждены проведенными рентгеноспектральными исследованиями, выполненными при длительностях лазерных импульсов, меняющихся от 30 до 500 фс, энергиях от 10 до 400 мДж и плотностях потока от $6 \cdot 10^{16}$ до $2 \cdot 10^{19}$ Вт/см².

Работа выполнена при поддержке INTAS (проект № 01-0233), РФФИ (грант № 02-01-00708) и CRDF (грант № RPI-2328-ME-02). Один из авторов (М. Б. С.) выражает благодарность за поддержку фондам РФФИ (грант № 01-02-16056) и CRDF (грант № MO-011-0).

ЛИТЕРАТУРА

1. B. M. Smirnov, *Clusters and Small Particles in Gases and Plasmas*, Springer-Verlag, New York (2000).
2. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rep. A* **53**, 3379 (1996).
3. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, *Phys. Rep.* **370**, 237 (2002).
4. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al., *Phys. Rep. A* **66**, 033204 (2002).
5. А. И. Магунов, Т. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев и др., *Письма в ЖЭТФ* **74**, 412 (2001).
6. Y. L. Shao, T. Ditmire, J. W. G. Tisch et al., *Phys. Rep. Lett.* **77**, 3343 (1996).
7. B. N. Chichkov, Y. Kato, H. Ruhl, and S. A. Uryupin, *Phys. Rep. A* **50**, 2691 (1994).
8. T. Ditmire, R. A. Smith, J. W. G. Tisch, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rep. Lett.* **78**, 3121 (1997).
9. С. Добош, М. Шмитд, М. Педрикс и др., *ЖЭТФ* **115**, 2051 (1999).
10. M. B. Smirnov and V. P. Krainov, submitted to *Phys. Rep. A*.
11. T. Ditmire, T. Donnelly, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rep. Lett.* **75**, 3122 (1995).
12. T. Mocek, C. M. Kim, H. J. Shin et al., *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1819 (2000).
13. M. Mori, T. Shiraiishi, E. Takahashi et al., *J. Appl. Phys.* **90**, 3595 (2001).

14. M. Schnurer, S. Ter-Avetisyan, H. Stiel et al., Eur. Phys. J. D **14**, 331 (2001).
15. J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan et al., Phys. Rep. Lett. **84**, 2634 (2000).
16. Т. Аугусте, П. Д'Оливейра, С. Хулин и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 54 (2000).
17. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., ЖЭТФ **121**, 1124 (2002).
18. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah Jr., T. Auguste et al., Phys. Rev. E **65**, 036410 (2002).
19. J. Abdallah Jr., А. Ya. Faenov, I. Yu. Skobelev et al., Phys. Rep. A **63**, 032706 (2001).
20. K. Y. Kim, I. Alexeev, E. Parra, and H. M. Milchberg, Phys. Rep. Lett. **90**, 023401 (2003).
21. E. Parra, I. Alexeev, J. Y. Fan, K. Y. Kim, S. J. McNaught, and H. M. Milchberg, J. Opt. Soc. Amer. B **20**, 118 (2003).
22. M. B. Smirnov and V. P. Krainov, Phys. Plasmas **10**, 443 (2003).
23. М. Б. Смирнов, ЖЭТФ **97**, 42 (2003).
24. P. B. Parks, T. E. Cowan, R. B. Stephens, and E. M. Campbell, Phys. Rep. A **63**, 063203 (2001).
25. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
26. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, УФН **170**, 969 (2000).
27. F. Brunel, Phys. Rep. Lett. **59**, 52 (1987).
28. Н. Е. Андреев, И. Л. Бейгман, М. Е. Вейсман и др., Препринт ФИАН **59**, Москва (1988).
29. K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka et al., Opt. Lett. **23**, 1468 (1998).
30. K. Yamakawa and C. P. J. Barty, IEEE J. Select. Topics Quant. Electron. **6**, 658 (2000).
31. А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, Ф. Бласко и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 583 (2001).
32. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., T. Auguste et al., Phys. Rev. E **65**, 036410 (2002).
33. Ё. Фукуда, К. Ямакава, Ё. Акахане и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 146 (2003).
34. А. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., Phys. Scr. **50**, 333 (1994).
35. Т. А. Pikuz, А. Ya. Faenov, S. A. Pikuz et al., J. X-Ray Sci. Technol. **5**, 323 (1995).
36. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Б. А. Брюнеткин и др., ЖЭТФ **108**, 1263 (1995).
37. B. K. Young, A. L. Osterheld, D. F. Price et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 4049 (1998).