

ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.21, 535.31, 535.34, 539.42, 539.61

АБЛЯЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ РЕНТГЕНОВСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

© 2011 г. Н. А. Иногамов, доктор физ.-мат. наук*;
С. И. Анисимов, доктор физ.-мат. наук, член-корр. РАН*;
В. В. Жаховский, канд. физ.-мат. наук**, ***;
А. Ю. Фаенов, доктор физ.-мат. наук**, ****; Ю. В. Петров, доктор физ.-мат. наук*;
В. А. Хохлов, канд. физ.-мат. наук*; В. Е. Фортов, доктор физ.-мат. наук, академик РАН**;
И. Ю. Скобелев, канд. физ.-мат. наук**; Ю. Като*****;
Т. А. Пикуз, канд. физ.-мат. наук**, ****; В. В. Шепелев, канд. физ.-мат. наук*****;
Ю. Фукуда****; М. Танака****; М. Кишимото***; М. Ишино****; М. Нишикино****;
М. Кандо****; Т. Кавачи****; М. Нагасоно*****; Н. Охами*****;
М. Ябashi*****; К. Тано*****; Ю. Сенда*****;
Т. Тогаши*****; Т. Ишикава*****

* Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, г. Черноголовка,
Московская обл.

** Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

*** Университет Южной Флориды, Тампа, Флорида, США

**** Канзайский институт оптических исследований, Японское агентство атомной энергии,
Киото, Япония

***** Высшая школа создания новых отраслей оптической индустрии, Хамамацу, Сидзуоки,
Япония

***** Институт автоматизации проектирования РАН, Москва

***** ИКСФЕЛ РИКЕН Спринг-8, Хиого, Япония

***** Японский исследовательский институт синхротронного излучения, Спринг-8, Хиого,
Япония

E-mail: nailinogamov@googlemail.com

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование абляции твердо-го диэлектрика с широкой запрещенной зоной (LIF) под действием ультракоротких лазерных импульсов ультрафиолетового диапазона, полученных в лазере на свободных электронах (длительность импульса $\tau_L = 0,3$ пс, энергия фотона $\hbar\omega_L = 20,2$ эВ), и мягкого рентгеновского диапазона, полученных в лазере на плазме серебра ($\tau_L = 7$ пс, $\hbar\omega_L = 89,3$ эВ). Проведено сравнение результатов, полученных на обеих лазерных установках. Показано, что порог абляции для обоих лазеров примерно одинаков. Представлена теория, которая объясняет слабый рост абляционной массы с ростом поверхностной плотности энергии лазерного излучения (флюенса) в случае рентгеновских лазеров как результат перехода от откольной абляции вблизи абляционного порога к испарительной абляции при больших значениях флюенса.

Ключевые слова: лазерная абляция диэлектриков, ультракороткие рентгеновские лазерные импульсы, прочность вещества в лазерных экспериментах.

Коды OCIS: 320.5390, 320.7130, 140.7240, 140.3330

Поступила в редакцию 28.01.2011

Введение

Абляция твердых тел под действием коротких импульсов лазерного излучения оптического или мягкого рентгеновского диапазона имеет большое значение как с теоретической, так и с практической точки зрения. Она используется для микроструктурной обработки поверхностей металлов, полупроводников и диэлектриков. В статье представлены результаты экспериментов и их теоретическое исследование для случаев воздействия на твердые тела с различной электронной зонной структурой ультракоротких, ультрафиолетовых и рентгеновских лазерных импульсов. Эксперименты, проведенные на двух типах лазеров – рентгеновском лазере на плазме серебра (XRL) и ультрафиолетовом лазере на свободных электронах (EUV-FEL), отличающихся длительностью импульса τ_L и энергией излучаемых фотонов $\hbar\omega_L$, показывают характерное для обоих низкое пороговое значение флюенса для начала абляции. Низкая величина порога абляции означает более высокую эффективность ультракоротких рентгеновских импульсов в сравнении с более длительными наносекундными рентгеновскими импульсами, а также в сравнении с лазерными импульсами оптического диапазона как наносекундными, так и фемтосекундными. Для обоих рассмотренных лазеров мягкого рентгеновского диапазона длительность импульса τ_L меньше или порядка акустического времени $t_s = D_{att}/c_s$, за которое звук со скоростью c_s проходит глубину проникновения света в образец D_{att} . В этом смысле такие короткие импульсы могут быть названы “сверхзвуковыми”. Они создают термомеханические напряжения, которые и являются причиной откольной абляции. Термомеханические напряжения и возникающие затем отрицательные давления определяют характер абляции при относительно низких значениях флюенса вблизи порога абляции, когда при умеренном нагреве вещество мишени остается в конденсированном состоянии, и становится важной прочность на разрыв связей атомов вещества. При более высоких значениях флюенса поглощение излучения рентгеновского лазера переводит нагретый поверхностный слой мишени в газообразное состояние, для которого такими связями можно пренебречь.

Лазерный импульс поглощается электронной подсистемой конденсированного вещества. Скорость обмена энергией между электронами

и ионами E_{ei} ограничена из-за большой разницы их масс. Для коротких лазерных импульсов время обмена энергией между электронами и ионами t_{eq} превышает длительность импульса τ_L . В этом случае возникает двухтемпературная ситуация, при которой первоначально $T_e \gg T_i$, и за время порядка t_{eq} температуры электронов и ионов выравниваются: $T_e = T_i$. Рассматриваемые нами значения флюенсов таковы, что нагрев поверхностного слоя мишени толщины D_{att} соответствует ее термодинамическому состоянию между тройной и критической точками. Плотность вещества во время нагрева мало отличается от плотности твердой мишени, а вложенная внутренняя энергия, приходящаяся на атом, составляет от десятых долей до нескольких эВ. Это состояние горячей плотной материи (WDM-область). Ультракороткие лазерные импульсы оптического и рентгеновского диапазонов на начальном этапе переводят вещество мишени в двухтемпературное WDM-состояние и только спустя время задержки $\sim t_{eq}$ образуется горячее однотемпературное вещество. Двухтемпературная стадия является важной частью всего процесса абляции конденсированного вещества под действием ультракоротких лазерных импульсов.

Эксперименты на рентгеновских лазерах

Первые эксперименты по абляции диэлектриков рентгеновскими лазерными импульсами короткой длительности были проведены в Канзайском институте оптических исследований Агентства атомной энергии Японии. Имеющийся здесь рентгеновский лазер на плазме серебра (Ag-XRL) с рабочей длиной волны $\lambda = 13,9$ нм был существенно перестроен по сравнению с нашими предыдущими исследованиями [1, 2]. В новых экспериментах мягкое рентгеновское излучение лазера на переходах Ni-подобных ионов Ag, генерируемое первой плазменной мишенью, усиливалось при прохождении через плазму второй серебряной мишени [3, 4]. Это позволило генерировать полностью когерентный пучок рентгеновского лазерного излучения. Лазерный импульс имел среднюю энергию 300 нДж при длительности импульса $\tau_L = 7$ пс. Лазер Ag-XRL работал в режиме 0,1 Гц, при этом горизонтальная и вертикальная угловые расходимости составляли соответственно 1,2 и 0,4 мрад.

Лазерный пучок был сфокусирован на кристалле LiF, который имел толщину 2 мм и диаметр 20 мм при помощи сферического Mo/Si многослойного зеркала с радиусом кривизны 1050 мм. Зеркало было помещено на расстоянии 2715 мм от выходного отверстия лазера под углом падения 2°. Кристалл LiF мог перемещаться вдоль направления пучка, чтобы менять условия фокусировки на поверхности. После каждого выстрела кристалл перемещался в направлении, перпендикулярном к пучку, обеспечивая чистую поверхность мишени для последующего выстрела. Перед зеркалом на расстоянии 800 мм от выходного отверстия лазера был расположен циркониевый фильтр толщиной 0,2 мкм, чтобы подавить оптическое излучение и рентгеновские лучи из плазмы, созданной пикосекундным оптическим лазером. Коэффициент пропускания циркониевого фильтра и коэффициент отражения Mo/Si-зеркала на длине волны $\lambda = 13,9$ нм составляли соответственно 49% и 50%, что обеспечивало энергию на поверхности кристалла LiF около 75 нДж в каждом выстреле.

Эксперименты с лазером на свободных электронах были выполнены на компактном усилителе спонтанного излучения Спринг-8 (Source SCSS). Эта установка может генерировать лазерные импульсы в жестком ультрафиолетовом диапазоне [5–7]. В наших экспериментах длина волны составляла 61,5 нм. Мы использовали режим единичных импульсов, который позволяет измерять лазерную энергию при каждом выстреле [7]. Энергия одного SCSS-импульса варьировалась от 4 до 11 мкДж при длительности импульса около 300 фс [6].

Мы использовали микроскоп Киркпатрика–Баэза с эллипсоидальными и цилиндрическими зеркалами с многослойным SiC покрытием для фокусировки пучка жесткого ультрафиолетового излучения на расстоянии около 100 см от зеркал. Коэффициент пропускания микроскопа составляет ~70%. Кристалл LiF мог перемещаться как вдоль, так и поперек направления лазерного пучка, как и в случае экспериментов на Ag-XRL. Для нахождения порогового для начала абляции LiF значения флюенса мы варьировали энергию пучка и его фокусировку на поверхности кристалла, отклоняясь от положения наилучшей фокусировки до 40 мм.

Для определения формы фокального пятна в случаях Ag-XRL и SCSS-лазеров мы исполь-

зовали люминесценцию стабильных центров окраски (F-центров), образованных в кристалле LiF после воздействия на него лазерных импульсов [8–11]. Это позволяет найти реальную величину флюенса на поверхности мишени и более точно оценить пороговое для абляции значение флюенса. Люминесценция F-центров наблюдалась с помощью софокусного флюоресцентного лазерного микроскопа OLYMPUS (модель FV300). В микроскопе использовался Ar-лазер (488 нм) для возбуждения F-центров с люминесценцией в диапазоне 500–800 нм с пиками на 530 нм для F2-центров и 670 нм для F3+-центров соответственно. Для наблюдения разрушения поверхности кристалла мы использовали микроскоп OLYMPUS BX60 в видимой и дифференциальной модах. С помощью атомного силового микроскопа ТОРОМЕТРИК Explorer были измерены поперечные сечения абляционных кратеров. Типичные изображения области облучения кристалла LiF Ag-XRL and SCSS лазерами при различных положениях фокального пятна показаны на рис. 1а и 1б.

Мы провели две серии экспериментальных исследований для определения порога абляции кристалла LiF при воздействии излучения рентгеновских лазеров короткой длительности. В первой серии экспериментов, выполненной на Ag-XRL, были повторены наши предыдущие исследования [1, 2] абляции LiF под действием 7 пс лазерного импульса, но на этот раз с помощью второй мишени из серебра был получен более когерентный пучок излучения с частотой повторения 0,1 Гц [12, 13]. Несмотря на то, что суммарная энергия в лазере в новых экспериментах была ниже, чем в предыдущих, мы получили более стабильную картину абляции LiF благодаря лучшему качеству фокусирующего зеркала. Для измерения порога абляции фотрида лития мы варьировали положение фокусного пятна относительно мишени, чтобы уменьшить интенсивность пучка на ее поверхности. Как видно из рис. 1а, новые результаты подтверждают полученные в наших предыдущих экспериментах результаты, в частности, относительно низкую величину порога абляции LiF под действием пикосекундного Ag-XRL ($F_{\text{abl}} \approx 10$ мДж/см²). Эта величина значительно ниже порогов абляции под действием наносекундных рентгеновских или оптических лазеров, а также ультракоротких фемтосекундных лазеров.

Вторая серия экспериментов была выполнена на SCSS-лазере на свободных электро-

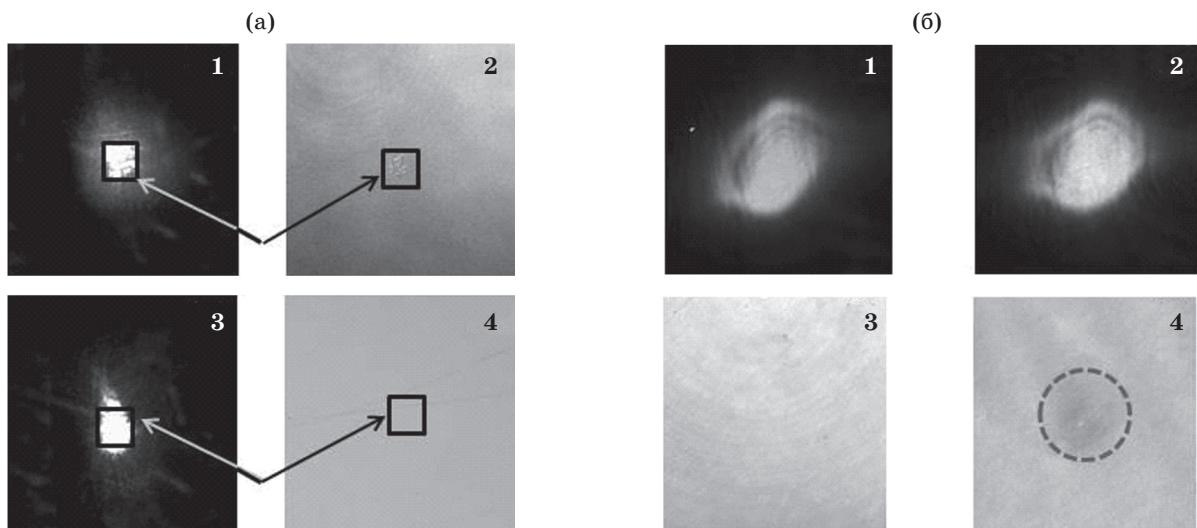


Рис. 1. (а) 1 – люминесцентное изображение области облучения кристалла LiF рентгеновским лазером на переходах Ni-подобных ионов Ag при плотности энергии $I = 10,8 \text{ мДж/см}^2$ в фокальной плоскости ($\Delta f = 0 \text{ мм}$); 2 – видимое изображение той же части поверхности кристалла LiF. Квадратами выделена зона, на которой произошла абляция. 3, 4 – люминесцентное и видимое изображения области облучения кристалла LiF рентгеновским лазером при плотности энергии $I = 5,3 \text{ мДж/см}^2$ в плоскости, удаленной от фокуса на $\Delta f = 1 \text{ мм}$. Квадратами показано, что в зоне облучения абляция не наблюдается. (б) 1 и 3 – люминесцентное и видимое изображения области облучения кристалла LiF пучком лазера на свободных электронах (ЛСЭ) при плотности потока $I = 7,1 \text{ мДж/см}^2$. Абляции нет. 2 и 4 – люминесцентное и видимое изображения, области облучения кристалла LiF пучком лазера на свободных электронах при плотности потока $I = 9,2 \text{ мДж/см}^2$. На изображении 4 пунктиром отмечена область $(0,035 \text{ мм}^2)$ абляции.

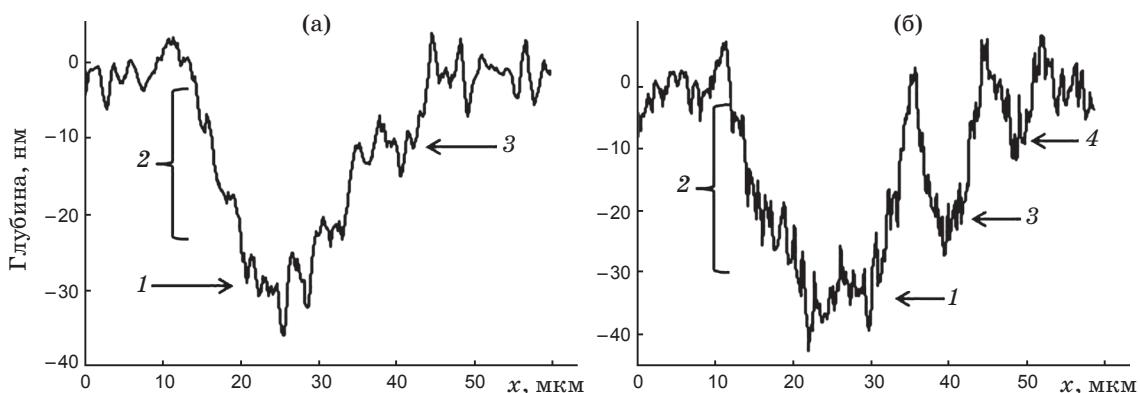


Рис. 2. Денситограммы с изображениями, полученных с помощью атомного микроскопа, для участков кристалла LiF, облученных импульсом ЛСЭ в плоскости, отстоящей от плоскости наилучшего фокуса на 5 мм. Энергия импульса 5,3 мкДж (а) и 11 мкДж (б). Смотри таблицу на стр. 13.

нах. В этом случае можно измерять энергию пучка в каждом выстреле и изучать разрушение кристалла фторида лития на большей площади и в более широком диапазоне флюенсов. Это важное преимущество установки SCSS по сравнению с Ag-XRL, описанным выше. Как это можно видеть из рис. 1б, рис. 2 и рис. 3, разрушение поверхности кристалла LiF под действием излучения SCSS-лазера наблюдалось не только в случае, когда фокусное пятно пучка находилось на поверхности мишени, но и тогда, когда оно отстояло от

поверхности на 26 мм. В этом случае величина зоны абляции достигала очень большой величины $\approx 0,35 \text{ мм}^2$. Возможность сильной расфокусировки лазерного пучка и изменения его интенсивности позволила сильно варьировать флюенс на поверхности мишени и измерить пороговое для абляции LiF значение флюенса с хорошей точностью. Из рис. 1б можно видеть, что величина флюенса $7,1 \text{ мДж/см}^2$ еще недостаточна для начала абляции под действием пучка жесткого ультрафиолетового излучения установки SCSS.

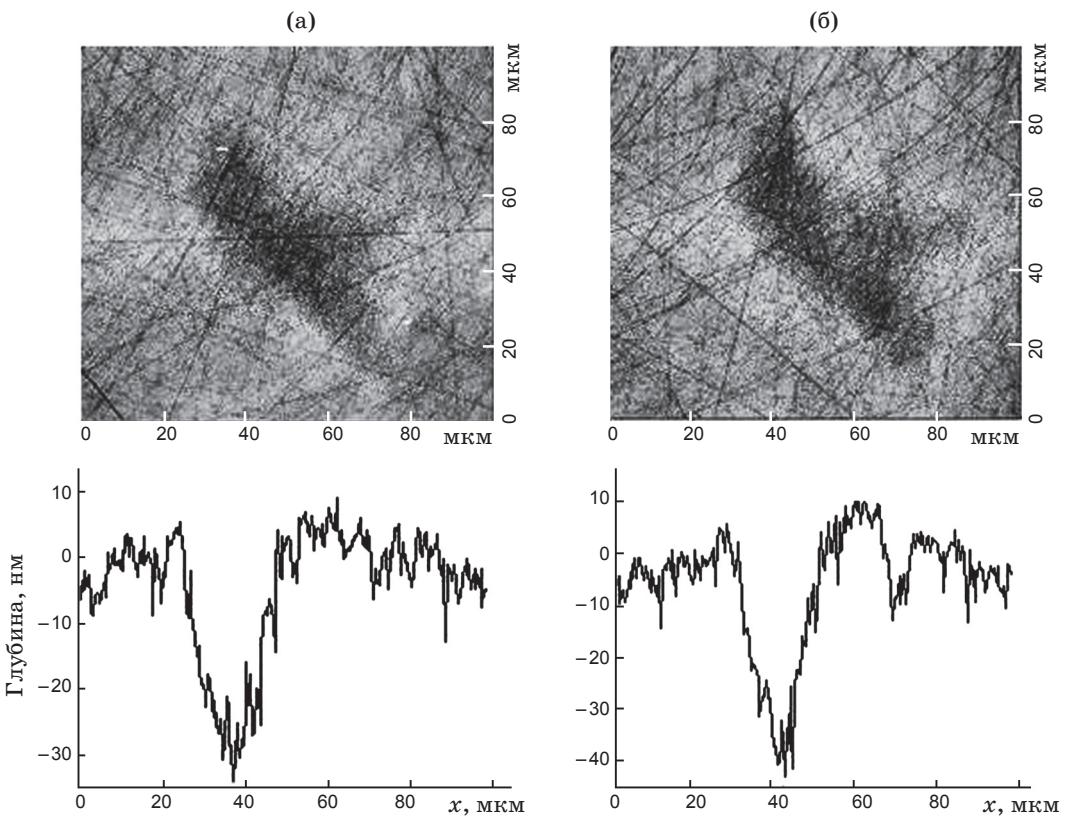


Рис. 3. Зоны облучения поверхности кристалла LiF после одной вспышки ЛСЭ, полученные с помощью атомного микроскопа, и деснитограммы профиля поверхности: (а) энергия $E = 6,35$ мкДж (плотность энергии $I = 110$ мДж/см 2), глубина аблации ~ 35 нм; (б) – энергия $E = 10,3$ мкДж (плотность энергии $I = 150$ мДж/см 2), глубина аблации ~ 40 нм. Денситограммы показывают медленное увеличение глубины аблации с увеличением плотности энергии падающего излучения.

Но уже при величине флюенса $\sim 9,2$ мДж/см 2 ясно видно абляционное пятно на поверхности кристалла.

Интересно сравнить глубины абляционных кратеров при облучении фторида лития ультрафиолетовым лазером с разными величинами флюенса. Мы обнаружили, что наименьшая глубина кратера, возникающая при значениях флюенса вблизи порога абляции, составляет 10–15 нм (рис. 2). В то же время увеличение флюенса до величины 80 мДж/см 2 не приводит к существенному увеличению абляционной глубины, составляющей при таком флюенсе 30–35 нм. Этот результат значительно отличается от результатов облучения поверхности LiF импульсом 7 пс Ag XRL-лазера, когда мы наблюдали глубину абляционного кратера 40–50 нм уже вблизи порога абляции. На рис. 3 представлены результаты измерения глубины абляционного кратера при флюенсах ультрафиолетового излучения, превосходящих 80 мДж/см 2 . Они снова показывают слабую зависимость абля-

ционной глубины ультрафиолетового лазера от флюенса. Как следует из рис. 3, при флюенсах 110–150 мДж/см 2 глубина абляции остается малой и составляет около 30–40 нм.

Физическая модель взаимодействия ультракороткого импульса рентгеновского лазера с диэлектриком

Система уравнений, описывающая изменение состояния диэлектрической мишени и ее движение при взаимодействии с ультракоротким лазерным импульсом мягкого рентгеновского диапазона, может быть записана в виде

$$n_p \frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{I}{\hbar \omega_L D_{att}} + v_{imp} n_e - k_{rec} n_e^3, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho^0 \frac{\partial (E_e / \rho)}{\partial t} &= \frac{\rho^0}{\rho} \frac{I}{D_{att}} - \\ &- n_p^0 \Delta \frac{\partial Z}{\partial t} - \frac{\rho^0}{\rho} \alpha (T_e - T_i) - p_e \frac{\partial u}{\partial x^0}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho^0 \frac{\partial(E_i/\rho)}{\partial t} = \frac{\rho^0}{\rho} \alpha(T_e - T_i) - p_i \frac{\partial u}{\partial x^0}, \quad (3)$$

$$\rho^0 \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x^0}, \quad (4)$$

$$\rho(x^0, t) \frac{\partial x(x^0, t)}{\partial t} = \rho^0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial x(x^0, t)}{\partial t} = u(x^0, t). \quad (6)$$

Уравнение (1) описывает изменение заселенности зоны проводимости электронами (степень ионизации) $Z = n_e/n_p$, а уравнения (2) и (3) – изменение внутренней энергии соответственно электронов и ионов. Уравнения (1–3) решаются совместно с одномерными лагранжевыми гидродинамическими уравнениями (4–6). Лагранжева переменная x^0 , связанная с движущимся веществом, представляет собой начальное положение материальной частицы. Направление x перпендикулярно облучаемой поверхности. Одномерное приближение справедливо, так как поперечные размеры фокального пятна много больше глубины проникновения света $D_{att} = 9$ нм [14] при энергии фотона 20,2 эВ. Уравнение (1), описывающее переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, отсутствует в системе уравнений, ранее использованной нами при рассмотрении аблации металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов оптического диапазона [15]. Оно задает изменение концентрации электронов в зоне проводимости в движущейся материальной частице с лагранжевой переменной x^0 за счет фотоионизации, ударной ионизации и столкновительной рекомбинации. На нашем временном интервале вклады фоторекомбинации и амбиполярной диффузии малы и ими можно пренебречь в уравнении (1), как и электронной и ионной теплопроводностями в уравнениях (2) и (3). Плотность потока лазерной энергии I [Вт/см²] задает в уравнении (1) энерговыделение в единице объема $\partial I / \partial x = -I/D_{att}$ и лазерную накачку электронов в зону проводимости при поглощении электроном из валентной зоны фотона энергии $\hbar\omega_L$ и имеет вид

$$I(x^0, t) = \frac{F}{\sqrt{\pi}\tau_L} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_L^2}\right) \exp\left(-\frac{x^0}{D_{att}}\right). \quad (7)$$

Здесь F [мДж/см²] – флюенс (поверхностная плотность энергии), поглощенный диэлектри-

ком. Толщина диска LiF 2 мм $\gg D_{att} \approx 9$ нм, и флюенс полностью поглощается в поверхностном слое, приводя к экспоненциальному зависимости I от x^0 в (7). Начальное положение диэлектрика соответствует $x > 0$. Время отсчитывается от максимума лазерного импульса (7). Расчеты начинаются при $t_{start} = -5\tau_L$.

В уравнении (2) E_e – энергия электронов в зоне проводимости, отсчитанная от дна зоны. Она включает в себя и нулевую фермиевскую энергию электронов с концентрацией n_e , и температурный вклад, и может быть записана в виде интерполяционного выражения

$$E_e(T_e, \rho, Z) = \frac{1}{2} n_e \sqrt{\left(\frac{6}{5} E_F\right)^2 + (3k_B T_e)^2}. \quad (8)$$

Здесь $E_F = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_e^{2/3} / 2m_e$ – энергия Ферми [16]. Давление электронов в зоне проводимости

$$p_e = (2/3)E_e. \quad (9)$$

Электронное p_e и ионное p_i давления в уравнениях (2–3) определяют работу расширения $p_e \partial u / \partial x^0$ и $p_i \partial u / \partial x^0$ в электронной и ионной подсистемах. Изменение импульса в динамическом уравнении (4) определяется градиентом полного давления $p = p_e + p_i$.

Уравнение состояния и кинетические коэффициенты в двухтемпературном LiF

Для интегрирования системы дифференциальных уравнений (1–6) необходимо знать уравнение состояния вещества мишени, а также кинетические коэффициенты: частоту ударной ионизации v_{imp} , коэффициент трехчастичной рекомбинации k_{rec} и коэффициент электрон-ионного обмена энергией α . Как показано в работе [17], при умеренных температурах, одинаковых для ионов и электронов, уравнение состояния LiF с большой точностью совпадает с уравнением состояния алюминия. Для иллюстрации этого на рис. 4 приведены кривые холодного сжатия и ударная адиабата этих двух веществ. Такое совпадение позволяет для ионного вклада $E_i(T_i, \rho)$ и $p_i(T_i, \rho)$ в LiF использовать ионный вклад в эти величины из хорошо известного широкодиапазонного уравнения состояния алюминия [17, 18]. Вклад электронов проводимости в уравнение состояния учитывается аппроксимирующим выражением (8). Частота ударной ионизации v_{imp} в уравнении (1) была взята из работы [21], подобно тому, как это было сделано в работе [2].

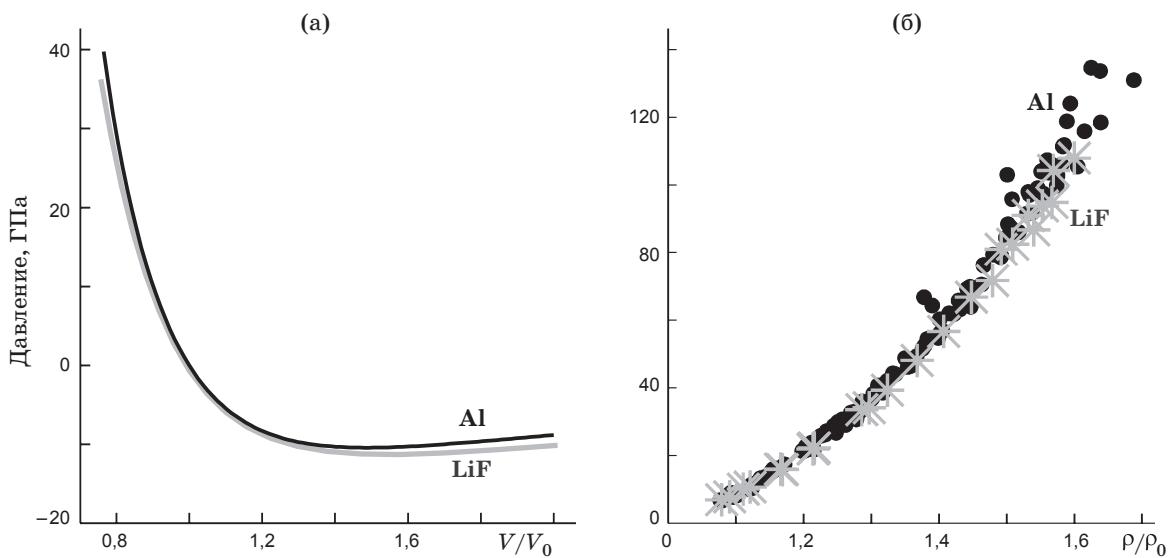


Рис. 4. “Холодные кривые”, называемые также “нулевой” изотермой $p(\rho, T = 0)$ или “нулевой” адиабатой $p(\rho, S = 0)$ (а), ударные адиабаты для LiF [17] и Al [19, 20] (б).

Коэффициент трехчастичной рекомбинации находится из принципа детального равновесия [21].

При расчете коэффициента обмена энергией между электронами и ионами α мы учли в первую очередь сильное взаимодействие электронов проводимости, возникающих вследствие их возбуждения из валентной зоны фотоионизацией и ударной ионизацией, с поперечными оптическими фононами ионного кристалла LiF. Такое взаимодействие приводит к сильному возрастанию коэффициента α по мере роста числа электронов в зоне проводимости (при малых концентрациях электронов проводимости $\alpha \rightarrow 0$, и в этом проявляется отличие обмена энергией между электронами и ионами в диэлектрике и металле, в том же алюминии [22–26]). При значительных концентрациях электронов в зоне проводимости начинает сказываться переход части связей в кристалле LiF из ионных в ковалентные, образование нейтральных атомов в кристалле, что приводит к уменьшению коэффициента α с максимумом, в 1,7–2 раза превышающим его значение для алюминия.

Полученные кинетические коэффициенты вместе с уравнением состояния LiF были использованы при численном решении двухтемпературной системы гидродинамических уравнений (1–6).

Динамика нагрева и расширения кристалла LiF

Система уравнений (1–6) с параметрами, определенными в разделах 3 и 4, была использована для численного моделирования воздействия жесткого ультрафиолетового излучения лазера на свободных электронах на диэлектрический кристалл LiF в соответствии с экспериментальными условиями, описанными в разделе 2. Образование и распространение ударной волны в кристалле после действия лазерного импульса показано на рис. 5, 6 с параметрами, характерными для эксперимента: длительность импульса $\tau_L = 300$ фс, энергия фотона 20,2 эВ, глубина проникновения $D_{att} = 9$ нм. Глубина нагрева D_{att} меньше, чем в случае металлов [15, 20, 27, 28]. В то время как толщина скин-слоя в металлах на оптических частотах сравнима с D_{att} , в них имеет место быстрое сверхзвуковое распространение электронной тепловой волны, отсутствующее в диэлектриках. Поэтому ударная волна возникает в LiF раньше, чем в металлах.

В момент времени $t = 0$ выделяется половина энергии лазерного импульса, см. выражение (7). Максимум полного давления $p = p_i + p_e$ достигается немного позже окончания действия импульса, во-первых, потому что время обмена энергией между электронами и ионами

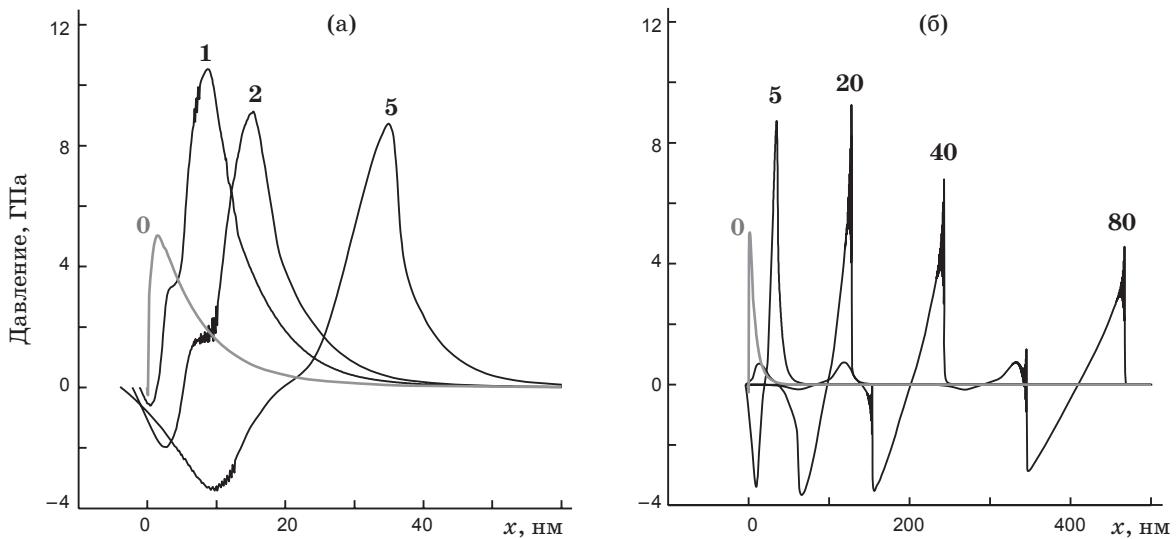


Рис. 5. Формирование волны сжатия (а), возникновение ударной волны в результате обрушения волны сжатия после действия импульса EUV-FEL-лазера с интенсивностью близи порога абляции ($\tau_L = 300$ фс, флюенс $F = 10$ мДж/см 2) (б). Числами над кривыми обозначено время в пикосекундах, отсчитанное от момента максимума интенсивности лазерного импульса.

больше, чем $\tau_L = 300$ фс, а во-вторых, потому, что по мере передачи энергии от электронов к ионам давление растет, так как коэффициент Грюнайзена ионов больше, чем электронов (при равной внутренней энергии электронов и ионов давление p_e меньше, чем p_i). Пройдя некоторое расстояние в глубь образца, образовавшаяся волна сжатия обрушается вследствие своей нелинейности и образует скачок давления (ударную волну). Чем большей нелинейностью характеризуется волна сжатия (чем больше флюенс F и соответственно давление p), тем быстрее она обрушается. Сформированная ударная волна ослабевает по мере своего распространения по образцу (рис. 6). Ослабление ударной волны происходит быстрее для сильно нелинейных волн.

Около порога абляции $F_{abl} \approx 10$ мДж/см 2 максимальная электронная температура составляет $T_e \approx 20$ кК, а максимальная степень ионизации Z около 3%. Электрон-ионная релаксация длится время $t_{eq} \sim 1$ пс. Максимум ионной температуры T_i равен 1,5 кК. При флюенсе $F = 180$ мДж/см 2 (наибольшем в экспериментах) соответствующие параметры составляют: $T_e|_{max} \approx 110$ кК, $Z|_{max} \approx 0,4 - 0,5$, $T_i|_{max} \approx 10$ кК (в момент времени, близкий к моменту установления электрон-ионного равновесия $t_{eq} \sim 1$ пс). Короткие ультрафиолетовые лазерные импульсы с низкими значениями флюенса $F \sim F_{abl}$ и при больших его значениях $F \sim 200$ мДж/см 2

создают различные по величине отрицательные давления, вызывающие откольную абляцию. Механизм откольной абляции диэлектриков под действием ультракоротких импульсов рентгеновских лазеров был предложен в работе [2], где мы экспериментально и теоретически рассматривали только область флюенсов лазера Ag-XRL, близких к пороговой. Сейчас для лазера SCSS мы рассматриваем абляцию в широком диапазоне флюенсов.

Из рис. 5–7 видно, что в околовороговом случае отрицательные давления достигаются на ранней стадии на небольшой глубине ≈ 10 нм, и их амплитуда $|p_{neg}| \approx 3,5$ ГПа составляет примерно половину амплитуды волны сжатия. При больших флюенсах отрицательные давления появляются позже, на значительной глубине, при этом их максимальная амплитуда $|p_{neg}|_{max}$ того же порядка, что и в околовороговом случае. Но теперь она составляет только малую часть (менее 0,1 при $F = 180$ мДж/см 2) максимального давления на волне сжатия.

Зависимости $|p_{neg}|_{max}(x^0)$ на рис. 7 показывают, как максимальные значения растягивающих напряжений $|p_{neg}|_{max}$ изменяются в пространстве и времени, когда волны сжатия и расширения распространяются в глубь кристалла LiF. Как было сказано ранее, мы использовали уравнение состояния алюминия [17–19] при численном моделировании динамики абляции LiF. Для алюминия максимальное

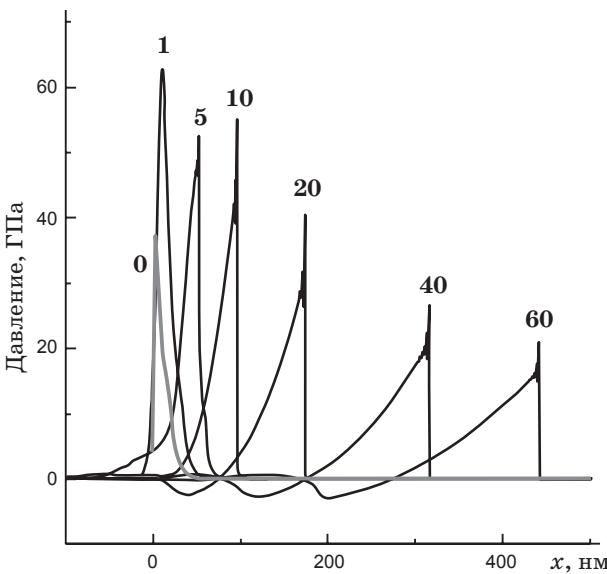


Рис. 6. Формирование мощного акустического возмущения и ударной волны после воздействия сильного импульса EUV-FEL-лазера ($\tau_L = 300$ фс, $F = 180$ мДж/см 2). Числа над кривыми означают время в пикосекундах, отсчитанное от момента максимума интенсивности лазерного импульса.

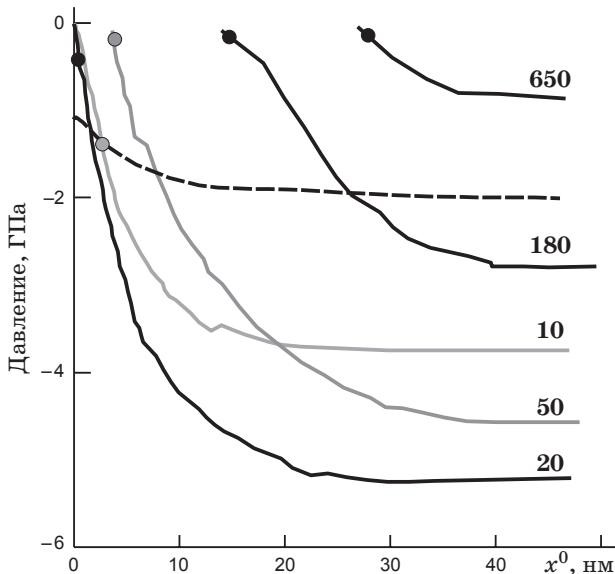


Рис. 7. Зависимости максимального растягивающего напряжения $|p_{neg}|_{\max}$ от лагранжевой координаты x^0 (сплошные линии). Цифрами у линий указан флюенс F , мДж/см 2 . Штриховая линия – прочность материала p_{lim} для случая $F = 10$ мДж/см 2 .

по модулю отрицательное давление холодного вещества составляет $|p_{neg}|_{\max}(T=0) \approx 12$ ГПа (согласно статье [20] и ссылкам на литературу, указанным в ней). Без учета кинетики ну-

клеации в метастабильной области фрагментация возникает, когда состояние вещества мишени на фазовой плоскости оказывается в точке, лежащей на спинодали. Наши расчеты показывают, что в случаях, представленных на рис. 5–7, в холодной части мишени величина растягивающих напряжений вблизи значения $|p_{neg}|_{\max}(T=0)$ для алюминия недостижима при использованных значениях флюенса. Следовательно, мы не можем наблюдать отрыв холодной откольной пластины от остальной части мишени, как это было в работе [20], а наблюдаем испарение и фрагментацию горячего вещества в тонком поверхностном слое при больших значениях флюенса. Это означает, что в наших расчетах состояние вещества мишени на фазовой плоскости оказывается в точке, лежащей на высокотемпературной части спинодали (недалеко от критической точки) и не может достигнуть холодной части спинодали, соответствующей значению $|p_{neg}|_{\max}(T=0)$.

Мы оценили толщину холодной откольной пластины следующим образом. Прежде всего, была определена зависимость прочности вещества мишени от температуры $p_{\text{lim}}(T)$. Величина $p_{\text{lim}}(T)$ была взята на уровне 30–60% от прочности алюминия, известной при высоких скоростях деформации по данным работы [27], и может быть аппроксимирована выражением $p_{\text{lim}}(T)[\text{ГПа}] = -2,2 + 0,7T[\text{кК}]$. Полученная при моделировании зависимость $T(x)$ позволяет теперь получить зависимость $p_{\text{lim}}(T(x^0)) = p_{\text{lim}}(x^0)$. Штриховая кривая на

Энергия импульса $E = 5,3$ мкДж

Номер зоны	Область облучения, мкм 2	Плотность потока, мДж/см 2	Глубина абляции, нм
1	350	38	~30
2	2000	24	~20
3	430	15	~10

Энергия импульса $E = 11$ мкДж

Номер зоны	Область облучения, мкм 2	Плотность потока, мДж/см 2	Глубина абляции, нм
1	770	80	~35
2	2600	48	~25
3	450	32	~20
4	220	16	~12

рис. 7 показывает профиль прочности вещества мишени $p_{\lim}(x^0)$ при нагреве ее импульсом ультрафиолетового лазера в зависимости от лагранжевой координаты материальной точки мишени. Пересечение кривых $p_{\lim}(x^0)$ и $|p_{\text{neg}}|_{\max}(x^0)$ задает значение лагранжевой координаты точки разрыва. Точка пересечения кривых $p_{\lim}(x^0)$ и $|p_{\text{neg}}|_{\max}(x^0)$ при флюенсе $F = 10$ мДж/см² показана кружком на рис. 7. Аналогичными кружками показаны

точки пересечения этих кривых при других значениях флюенса.

Работа поддержана Министерством образования, науки, спорта и культуры Японии (Grant-in-Aid for Kiban A No 20244065, Kiban B No. 21360364), Российским фондом фундаментальных исследований (проект 10-02-00434-а, проект 09-02-92482-MNKS-а, проект 10-02-00345) и Программами фундаментальных исследований Президиума РАН № 2 и № 22.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Faenov A.Ya., Inogamov N.A., Zhakhovskii V.V., Khokhlov V.A., Nishihara K., Kato Y., Tanaka M., Pikuz T.A., Kishimoto M., Ishino M., Nishikino M., Nakamura T., Fukuda Y., Bulanov S.V., Kawachi T. Low-threshold ablation of dielectrics irradiated by picosecond soft x-ray laser pulses // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 231107.
2. Inogamov N.A., Faenov A.Ya., Khokhlov V.A., Zhakhovskii V.V., Petrov Yu.V., Skobelev I.Yu., Nishihara K., Kato Y., Tanaka M., Pikuz T., Kishimoto M., Ishino M., Nishikino M., Fukuda Y., Bulanov S.V., Kawachi T., Anisimov S.I., Fortov V.E. Spallative ablation of metals and dielectrics // Plasma Phys. 2009. V. 49. № 7–8. P. 455–466.
3. Nishikino M., Hasegawa N., Kawachi T., Yamatani H., Sukegawa K., Nagashima K. Characterization of a high-brilliance soft x-ray laser at 13,9 nm by use of an oscillator-amplifier configuration // Appl. Opt. 2008. V. 47. № 8. P. 1129–1134.
4. Ochi Y., Hasegawa N., Kawachi T., Nagashima K. Development of a chirped pulse amplification laser with zigzag slab {Nd:glass} amplifiers dedicated to x-ray laser research // Appl. Opt. 2007. V. 46. № 9. P. 1500–1506.
5. Inagaki T., Imoue S., Ishi M., Kim Y., Kimura H., Kitamura M., Kobayashi T., Maesaka H., Masuda T., Matsui S., Matsushita T., Marechal X., Nagasono M., Ohashi H., Ohata T., Ohshima T., Onoe K., Shirasawa K., Takagi T., Takahashi S., Takeuchi M., Tamasaku K., Tanaka R., Tanaka Y., Tanikawa T., Togashi T., Wu S., Yamashita A., Yanagida K., Zhang C., Kitamura H., Ishikawa T. A compact free-electron laser for generating coherent radiation in the extreme ultraviolet region // Nature Photonics. 2008. V. 2. № 9. P. 555–559.
6. Shintake T., Tanaka H., Hara T., Tanaka T., Togawa K., Yabashi M., Otake Y., Asano Y., Fukui T., Hasegawa T., Higashiya A., Hosoda N., Inagaki T., Inoue S., Kim Y., Kitamura M., Kumagai N., Maesaka H., Matsui S., Nagasono M., Ohshima T., Sakurai T., Tamasaku K., Tanaka Y., Tanikawa T., Togashi T., Wu S., Kitamura H., Ishikawa T., Asaka T., Bizen T., Goto S., Hirone T., Ishii M., Kimura H., Kobayashi T., Masuda T., Matsushita T., Marechal X., Ohashi H., Ohata T., Shirasawa K., Takagi T., Takahashi S., Takeuchi M., Tanaka R., Yamashita A., Yanagida K., Zhang C. Stable operation of a self-amplified spontaneous-emission free-electron laser in the extremely ultraviolet region // Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams. 2009. V. 12. № 7. P. 070701 (12).
7. Kato M., Saito N., Tanaka T., Morishita Y., Kimura H., Ohashi H., Nagasono M., Yabashi M., Tono K., Togashi T., Higashiya A., Ishikawa T. Pulse energy of the extreme-ultraviolet free-electron laser at {SPring-8} determined using a cryogenic radiometer // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2009. V. 612. № 1. P. 209–211.
8. Baldacchini G., Bollanti S., Bonfigli F., Lazzaro P.Di., Faenov A.Ya., Flora F., Marolo T., Montereali R.M., Murra D., Nichelatti E., Pikuz T., Reale A., Reale L., Ritucci A., Tomassetti G. Point defects in lithium fluoride by EUV and soft X-rays exposure for X-ray microscopy and optical applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2004. V. 10. № 6. P. 1435–1445.
9. Baldacchini G., Bollanti S., Bonfigli F., Flora F., Lazzaro P. Di., Lai A., Marolo T., Montereali R.M., Murra D., Faenov A., Pikuz T., Nichelatti E., Tomassetti G., Reale A., Reale L., Ritucci A., Limongi T., Palladino L., Francucci M., Martellucci S., Petrocelli G. Soft x-ray submicron imaging detector based on point defects in LiF // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. № 11. P. 113104 (12 p.)
10. Tomassetti G., Ritucci A., Reale A., Palladino L., Reale L., Arrizza L., Baldacchini G., Bonfigli F., Flora F., Mezi L., Montereali R.M., Kukhlevsky S.V., Faenov A., Pikuz T., Kaiser J. High-resolution imaging of a soft-X-ray laser beam by color centers excitation in lithium fluoride crystals // EPL. 2003. V. 63. № 5. P. 681–686.
11. Faenov A.Ya., Kato Y., Tanaka M., Pikuz T.A., Kishimoto M., Ishino M., Nishikino M., Fukuda Y., Bulanov S.V., Kawachi T. Submicrometer-resolution in situ imaging of the focus pattern of a soft x-ray laser by color center formation in LiF crystal // Opt. Lett. 2009. V. 34. № 7. P. 941–943.

12. Fukuda Y., Faenov A.Ya., Pikuz T., Kando M., Kotaki H., Daito I., Ma J., Chen L.M., Homma T., Kawase K., Kameshima T., Kawachi T., Daido H., Kimura T., Tajima T., Kato Y., Bulanov S.V. Soft X-ray source for nanostructure imaging using femtosecond-laser-irradiated clusters // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. № 12. P. 121110 (3 p.).
13. Ochi Y., Kawachi T., Hasegawa N., Nishikino M., Ohba T., Tanaka M., Kishimoto M., Kaihori T., Nagashima K., Sugiyama A. Demonstration of submicrojoule, spatially coherent soft-x-ray laser pumped by 0,1 hertz, 10 joule, picosecond laser // Japanese Journal of Applied Physics. 2009. V. 48. № 12. P. 120212 (3 p.).
14. Handbook of Optical Constants of Solids / Ed. By Palik E.D.: Academic Press, New York, 1998. 999 p.
15. Inogamov N.A., Zhakhovskii V.V., Ashitkov S.I., Khokhlov V.A., Petrov Yu.V., Komarov P.S., Agranat M.B., Anisimov S.I., Nishihara K. Two-temperature relaxation and melting after absorption of femtosecond laser pulse // Applied Surface Science. 2009. V. 255. № 24. P. 9712–9716.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
17. <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>.
18. Bushman A.V., Kanel G.I., Ni A.L., Fortov V.E. Intense dynamic loading of condensed matter. Washington: Taylor & Francis, 1993. 287 p.
19. Rose J.H., Smith J.R., Guinea F., Ferrante J. Universal features of the equation of state of metals // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. № 6. P. 2963–2969.
20. Zhakhovskii V.V., Inogamov N.A., Petrov Yu.V., Ashitkov S.I., Nishihara K. Molecular dynamics simulation of femtosecond ablation and spallation with different interatomic potentials // Applied Surface Science. 2009. V. 255. P. 9592–9596.
21. Sobelman I.I., Vainshtein L.A., Yukov E.A. Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines // Springer Series on Atoms and Plasma, Springer. 2007. 309 p.
22. Petrov Yu.V. Energy exchange between the lattice and electrons in a metal under femtosecond laser irradiation // Laser and Particle Beams. 2005. V. 23. № 3. P. 283–289.
23. Lin Z., Zhigilei L.V., Celli V. Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. № 7. P. 075133 (17 p.).
24. www.faculty.virginia.edu/CompMat/electron-phonon-coupling/.
25. Allen P.B. Theory of thermal relaxation of electrons in metals // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. № 13. P. 1460–1463.
26. Wang X.Y., Riffe D.M., Lee Y.S., Downer M.C. Time-resolved electron-temperature measurement in a highly excited gold target using femtosecond thermionic emission // Phys. Rev. 1994. V. 50. № 11. P. 8016–8019.
27. Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашиктков С.И., Жаковский В.В., Иногамов Н.А., Комаров П.С., Овчинников А.В., Фортов В.Е., Хохлов В.А., Шепелев В.В. Поверхностные свойства расплава алюминия в условиях экстремально высоких темпов растяжения при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. В. 9. С. 517–523.
28. Иногамов Н.А., Петров Ю.В. Теплопроводность металлов с горячими электронами // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. В. 3. С. 505–529.