

Краткие сообщения

01;05

Результаты моделирования кулоновского взрыва металла

© А.А. Рухадзе,¹ К.З. Рухадзе,² В.П. Тараканов³¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия² Московский институт радиотехники, электроники и автоматики,
119452 Москва, Россия³ Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 26 сентября 2006 г. В окончательной редакции 14 марта 2007 г.)

На примере плазменного слоя проведено численное моделирование задачи кулоновского взрыва металла при облучении мощным пикосекундным импульсом лазерного излучения. Показано, что электроны плазмы покидают плазменный слой под действием пондеромоторной силы в направлении против градиента поля лазерного излучения, в то время как ионы разлетаются в поле собственного пространственного заряда.

PACS: 41.75.Jv, 42.50.Vk

В работах [1,2] обсуждались различные механизмы экспериментальной реализации кулоновского взрыва металла (см. также литературу, цитированную в этих работах). Было сформулировано основное условие реализации кулоновского взрыва: независимо от механизма энерговклада в металл длительность импульса τ воздействия должна быть меньше времени нагрева ионов металла, т. е.

$$\tau \ll (\delta v_e)^{-1}, \quad (1)$$

где τ — длительность импульса, v_e — частота упругих столкновений электронов металла, $v_e = 10^{15} \text{ s}^{-1}$; δ — доля передаваемой энергии кристаллической решетке при упругом рассеянии электронов ($\delta \sim 10^{-4} - 10^{-3}$). Согласно [1], для металлов $\tau < 10^{-11} - 10^{-10} \text{ s}$.

В [1] обсуждался механизм кулоновского взрыва при магнитном отжиге электронов от поверхности металла в процессе сверхбыстрого нарастания тока и было показано, что такой механизм экспериментально нереализуем из-за нагрева решетки вследствие передачи тепла кристаллу от электронов. Математически это проявляется в нарушении условия (1). Механизм лазерного воздействия на тонкую металлическую пленку с целью вытеснения электронов металла вследствие их осцилляции в поле лазерного излучения подробно рассмотрен в [2]. Такой механизм был рассмотрен ранее (см. [3–5] и цитированную в них литературу), но не были сформулированы все необходимые условия. В [2] были сформулированы следующие условия реализации кулоновского взрыва:

$$\omega > \omega_{le} > v_e, \quad c/\omega_{le} > \Delta, \quad (2)$$

где ω_{le} — ленгмюровская частота электронов ($\omega_{le} \sim 6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ при плотности электронов $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$), ω — частота лазерного излучения, Δ — толщина металлической пленки ($\Delta < 0.3 \mu\text{m}$), c —

скорость света. Эти условия далеко не тривиально реализуются в эксперименте, так как с одной стороны, требуется субпикосекундный лазер с частотой излучения из ультрафиолетовой области, а с другой — толщина пленки столь мала, что для ее удержания требуется подложка.

В настоящей работе на основе численного моделирования с помощью кода „КАРАТ“ [6] показано, что условия (2) слишком жестки. В действительности кулоновский взрыв, по-видимому, можно реализовать и в условиях, когда

$$\omega_{le} > \omega > v_e, \quad c/\omega_{le} \leq \Delta. \quad (3)$$

В этих условиях металл не прозрачен для лазерного излучения, поле излучения экранируется вследствие поляризации электронов, причем глубина скин-слоя (длина экспоненциального уменьшения поля) равна $c/\omega_{le} \approx 0.5 \mu\text{m}$.

Ниже будет показано, что даже при $\Delta \sim 1 \mu\text{m}$ при мощности лазерного излучения $> 10^{19} \text{ W/cm}^2$ и частоте $\omega = 2 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (или длине волны в $1 \mu\text{m}$) поле практически без ослабления проникает в толщину металлической пленки и уже на стадии нарастания мощности (т. е. за время 100 fs) достаточно эффективно выдавливает электроны из объема металлической пленки. Важно отметить, что процесс выдавливания электронов из объема пленки происходит даже при нормальном падении лазерного излучения на пленку. Причиной выдавливания электронов является пондеромоторная сила, потенциал которой в рассматриваемом случае (для приведенных выше параметров лазеров) определяется релятивистским выражением

$$v \approx ecE/\omega, \quad (4)$$

где E — напряженность электрического поля лазера (для рассматриваемого случая $E = 3 \cdot 10^{11} \text{ V/cm}$).

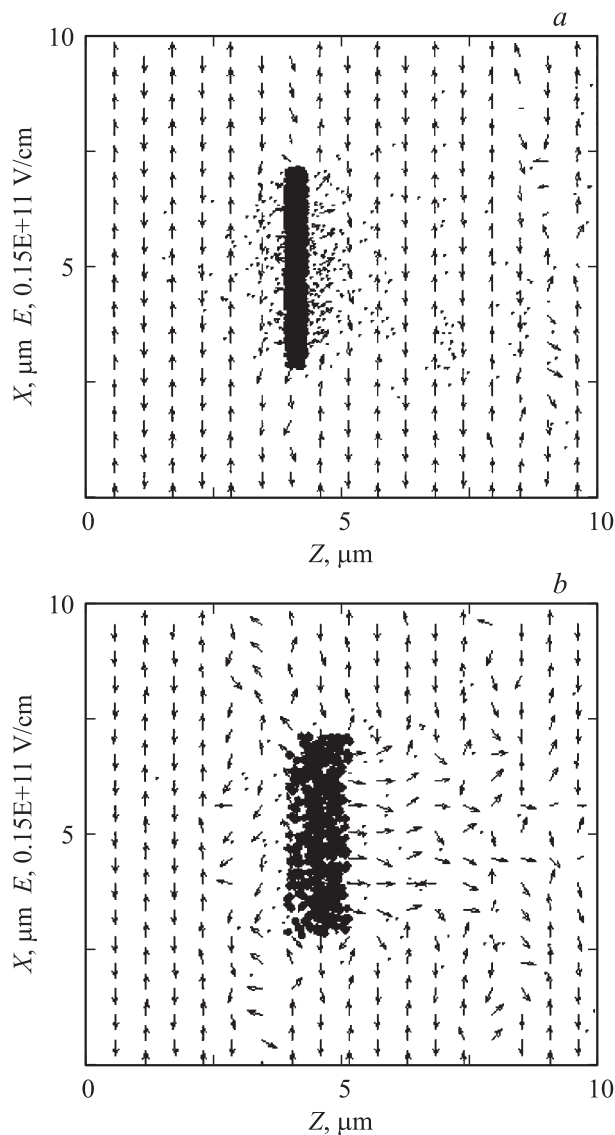


Рис. 1. Электрическое поле, изображено стрелками (амплитуда указана слева) и частицы, изображенные точками — электроны мелкими, ионы (более крупными), $t = 36$ fs.

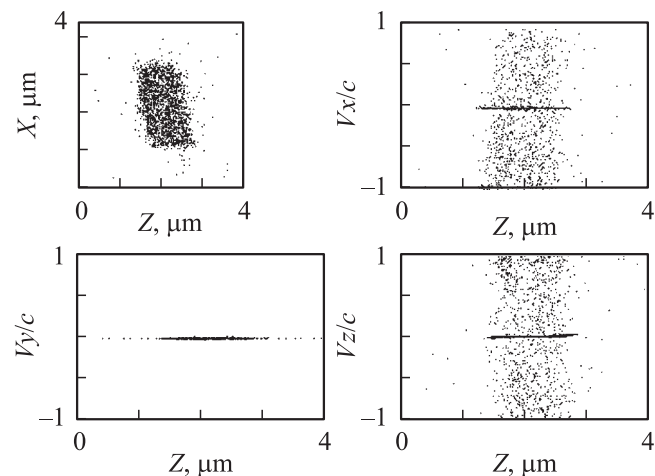


Рис. 2. Конфигурационное пространство и фазовые плоскости, $t = 36$ fs.

По порядку величины потенциал ψ оказывается равным нескольким мегавольтам, вполне достаточным, чтобы вытолкнуть электроны в направлении против градиента поля, т. е. в направлении падения волны на слой. Оголившийся ионный остов кристалла при этом разлетается в обе стороны нормально к поверхности металлической пленки. Осциллирующие в поле лазерной волны электроны в таком процессе разлета ионов участия не принимают.

Как уже было указано, численное моделирование процесса кулоновского взрыва тонкой металлической пленки, которая заменялась плазмой, при облучении мощным пикосекундным импульсом лазера проводилось посредством кода „КАРАТ“ [6]. Численно решалась система уравнений Максвелла, а плазма моделировалась в рамках PIC-модели электронами и ионами с массой протона. Количество узлов по каждой координате было порядка сотен, а макрочастиц — порядка сотен тысяч. Использовалась 2D плоская декартова система координат ($\partial/\partial y \equiv 0$). Лазерный импульс в виде ТЕМ-волны запускался вдоль оси Z (в сечении $Z = 0$). Электрическое поле запускаемой волны направлено вдоль оси X . Заданные параметры были следующими: линейный фронт нарастания мощности импульса за 100 fs до 10^{20} W/cm² при длительности импульса в 1 ps, начальная плотность плазмы 10^{22} см⁻³, угол падения лазерного

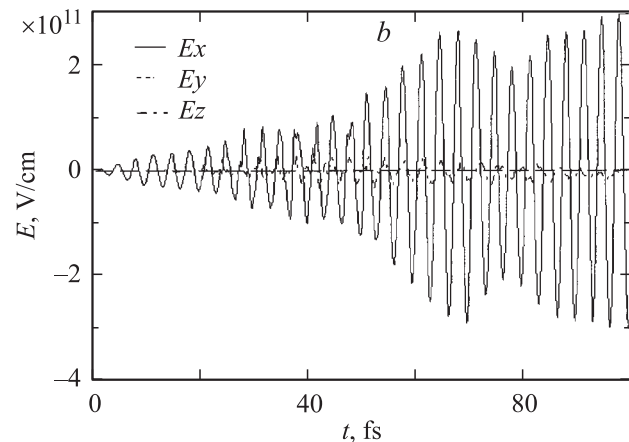
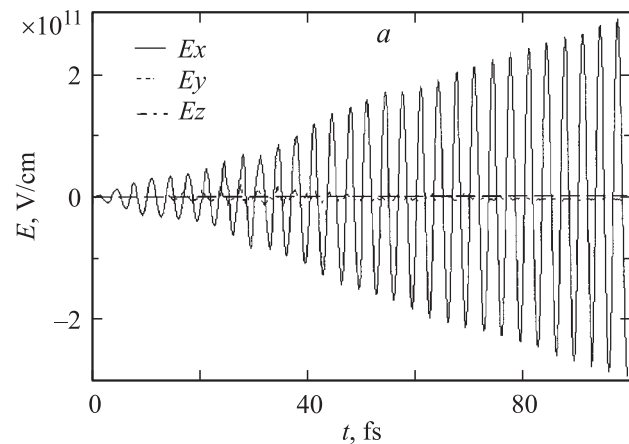


Рис. 3. Истории компонентов электрического поля в точке $X = 2$, $Z = 0.1 \mu\text{m}$, т. е. перед слоем.

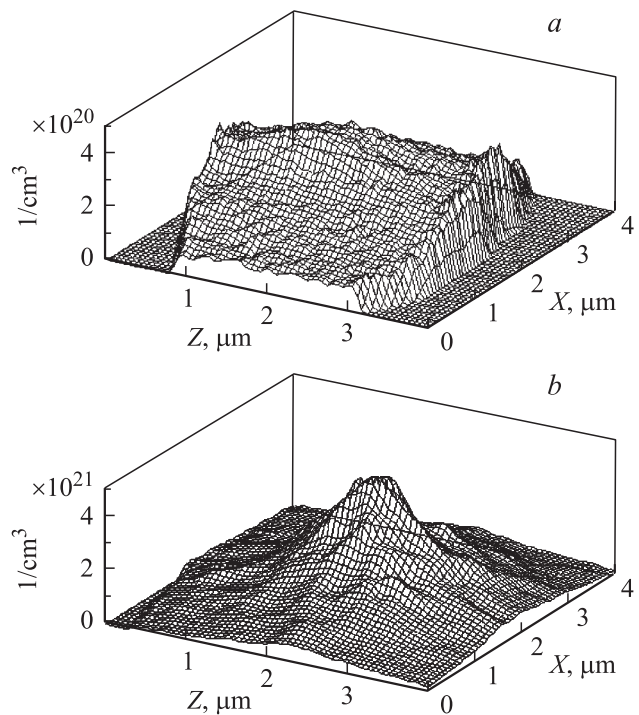


Рис. 4. Плотность ионов, $t = 100$ fs.

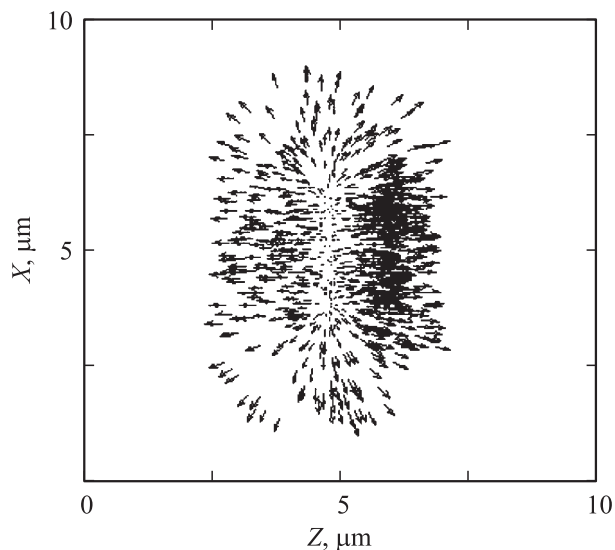


Рис. 5. Конфигурационное пространство и векторы скорости ионов.

луча на поверхность пленки — близкий к нормальному (все результаты оставались неизменными и при чисто нормальном падении).

Ниже приведены результаты моделирования для двух значений толщины пленки: $0.1 \mu\text{m}$ и более толстой — $1 \mu\text{m}$. На рис. 1 (часть *a* рис. 1, 3, 4, 6 соответствует толщине пленки $0.1 \mu\text{m}$, *b* — $1 \mu\text{m}$) представлены электрическое поле и случайно выбранные частицы электронно-ионной плазмы в момент 36 fs после запуска волны слева вдоль оси Z . Мелкими точками на рисунках обозначены

электроны, а более крупными — ионы. Стрелками обозначена напряженность электрического поля. Видно, что тонкий плазменный слой практически не экранирует поле лазерного излучения. Однако при толщине пленки в $1 \mu\text{m}$ искажение поля существенно. В течение первых десятков фемтосекунд ионы не успевают сдвинуться с места. Электроны, с одной стороны, осциллируют в поле волны, а с другой — дрейфуют в сторону против градиента поля под действием ponderomotorной силы, по величине равной градиенту потенциала (4), т. е. в сторону распространения лазерного импульса. Это

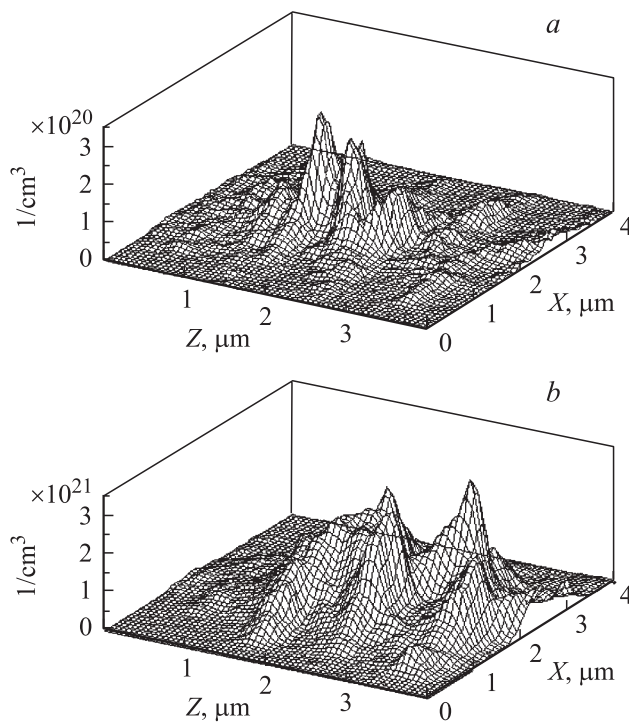


Рис. 6. Плотность электронов, $t = 100$ fs.

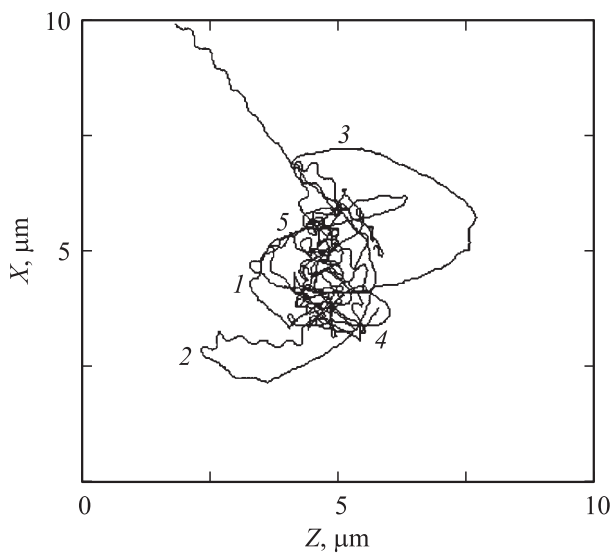


Рис. 7. Траектории нескольких электронов в течение 100 fs.

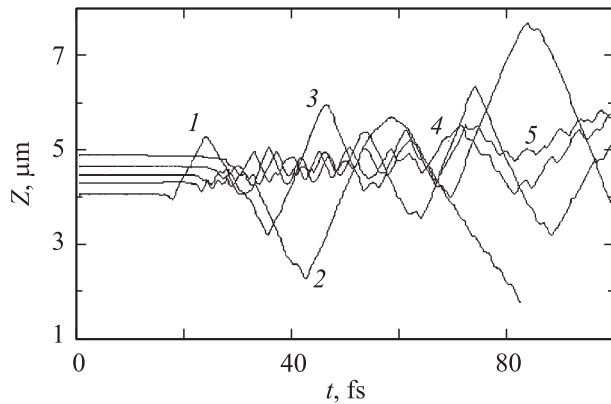


Рис. 8. Зависимость Z -координаты электронов (см. рис. 7) от времени.

видно из рис. 2, где представлены фазовые плоскости для электронов и ионов в момент 36 fs. Электроны обладают как продольной (вдоль распространения поля) скоростью, обусловленной пондеромоторной силой и зарядовым разлетом, так и поперечной (вдоль поля излучения), связанной с осцилляциями в поле лазерного излучения. Ионы обладают лишь продольной скоростью, обусловленной разлетом и увлечением электронами.

На рис. 3 представлены первые 100 fs динамики компонента электрических полей в точке $X = 2$, $Z = 0.1 \mu\text{m}$, т.е. перед слоем. Компонента E_z электромагнитного поля нормальна поверхности слоя, а E_x — параллельна ей. За процесс выдавливания электронов ответственна именно компонента E_z , а точнее — ее градиент поперек слоя, создающий пондеромоторную силу. Из рисунков видно искажение формы лазерного импульса (особенно при большей толщине пленки в $1 \mu\text{m}$) на начальной стадии воздействия, когда существенным является значительное отражение излучения от слоя.

На рис. 4 представлены распределения плотности ионов в момент времени 100 fs. Видно, что ионный остов расширяется в обе стороны, т.е. происходит его зарядовый разлет, что соответствует представлениям о кулоновском взрыве [3–5]. Это подтверждает и рис. 5, где изображены векторы скорости ионов.

На рис. 6 приведены распределения плотности электронов в момент времени 100 fs. Электронное облако расширяется в основном в направлении распространения волны. Обращают внимание сложные структуры пространственных распределений плотностей электронов и ионов, отражающих сложную динамику их движений. На рис. 7 изображены траектории нескольких случайно выбранных электронов, а на рис. 8 — зависимость от времени их координаты Z . Видно, что большая часть находится в колебательном движении, ограниченном краями расширяющегося облака.

Таким образом, численное моделирование однозначно показало, что электронная компонента вытесняется из плазменного слоя под действием пондеромоторной силы в направлении против градиента поля, т.е. в направлении распространения волны, а ионы разлетаются под

действием пространственного заряда симметрично в обе стороны, хотя некоторое увлечение их электронами и наблюдается. Это и есть типичная картина кулоновского взрыва.

Авторы выражают благодарность У. Юсупалиеву и проф. В.К. Битюкову за обсуждение работы и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-12060-офи).

Список литературы

- [1] Рухадзе А.А., Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН. 2003. № 7. С. 36.
- [2] Рухадзе А.А., Юсупалиев У. // ЖТФ. 2004. Т. 77. Вып. 7. С. 127.
- [3] Rusek M., Logatec I., Blensky T. // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 63. P. 013 203.
- [4] Богданов В.Ю., Ковалев В.Ф. // Физика плазмы. 2005. Т. 1. № 2. С. 203.
- [5] Богданов В.Ю., Ковалев В.Ф. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 2 (8). С. 243.
- [6] Tarakanov V.P. Users Manual for Code „KARAT“. Springfield, V.A.: Berkley Research Associates, 1992.