

01;04;07;11

Образование приповерхностной лазерной плазмы без разрушения поверхности мишени

© М.А. Яковлев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
E-mail: yakovlev@mx.bmstu.ru

В окончательной редакции 21 сентября 2000 г.

Определены условия на параметры ультракоротких лазерных импульсов и теплофизические характеристики материала металлической мишени, при которых образование приповерхностной лазерной плазмы происходит без разрушения поверхности мишени. Проведено сравнение полученных численных результатов с экспериментальными данными.

Вопросы взаимодействия мощных ультракоротких лазерных импульсов с металлическими мишенями в настоящее время привлекают значительный интерес в связи с развитием сверхбыстрых лазерных технологий, сопровождающихся экстремально быстрым вводом энергии в вещество (пико- и фемтосекундный масштаб времени). Характер такого взаимодействия, помимо спектральных характеристик, во многом определяется интенсивностью и длительностью лазерных импульсов. Как отмечено в [1], поглощение лазерного излучения приводит к нарушению термодинамического равновесия между электронным газом и решеткой вблизи поверхности металла. Поскольку теплоемкость вырожденного электронного газа мала, электронная температура отслеживает практически без задержки форму лазерного импульса. Разогрев решетки происходит заметно медленнее из-за большой разницы масс электронов и ионов. При интенсивности лазерного излучения $I_{em} \sim 10^{14} \text{ W/m}^2$ время разогрева решетки для различных металлов $\sim 1-100 \text{ ps}$ [2,3], т.е. в случае субпикосекундного лазерного импульса поглощенная энергия излучения запасается в электронной подсистеме, в то время как решетка остается при значительно меньшей температуре.

Одной из важных проблем при этом является определение условий, при которых воздействие ультракороткого лазерного импульса, изменяя физические свойства материала, тем не менее не приводит к его

разрушению, т. е. отсутствует режим развитого испарения (абляции). Как показано в работах [2,4], существует пороговое значение плотности энергии ультракороткого лазерного импульса (длительность импульса $\tau_p \ll \tau_{el}$ — времени релаксации электронной и решеточной температур) передаваемой мишени, необходимое для развития процесса абляции в рассматриваемом материале после окончания импульса.

В работах [6] исследовалась проблема возможности пробоя плотного приповерхностного инертного газа ультракороткими лазерными импульсами вблизи металлической мишени при отсутствии паров мишени. Было показано, что благодаря ионизирующему влиянию приповерхностного термоэлектронного слоя [7], при определенных условиях на интенсивность лазерного излучения и давление приповерхностного газа — возможен пробой за время пикосекундного лазерного импульса. Вопрос о дальнейшем состоянии поверхности мишени не рассматривался.

В представленной работе решается задача об определении условий, при которых возможна ионизация плотного приповерхностного инертного газа ультракороткими лазерными импульсами, без разрушения поверхности мишени после окончания импульса, т. е. $\bar{I}_{em}(P) \cdot \tau_s \leq F_{abl}$, где $\bar{I}_{em}(P)$ — пороговая интенсивность пробоя приповерхностного газа при давлении P , τ_s — время образования приповерхностной плазмы критической плотности, при которой достигается полная экранировка мишени.

Для решения указанной задачи необходимо более детально по сравнению с [7] рассмотреть физический механизм формирования приповерхностного электронного слоя, а также условия на параметры лазерного излучения и электрофизические характеристики материала мишени, при которых указанный приповерхностный электронный слой (ПЭС) может оказывать заметное влияние на происходящие при этом приповерхностные процессы.

Основной причиной формирования ПЭС при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлическую мишень является значительный отрыв температуры электронной компоненты от температуры решетки ($\sim eV$), что приводит к резкому увеличению термоэмиссионного тока и образованию вблизи поверхности достаточно протяженной области объемного отрицательного заряда [8].

Как известно, двойной электрический слой существует вблизи поверхности металла и в условиях термодинамического равновесия между электронной и решеточной подсистемами, но при этом электронный газ

является вырожденным и электронная концентрация убывает по мере удаления от поверхности очень быстро, $n_e \propto z^{-2} \exp(-\beta z)$, где β^{-1} есть величина порядка среднего межэлектронного расстояния в металле [9], это дает возможность считать ПЭС вырожденных электронов сколько угодно тонким и пренебречь его влиянием на прохождение лазерного излучения в металл. Однако по мере быстрого уменьшения концентрации степень вырождения падает, и когда энергия Ферми $E_F(n_e)$ становится порядка kT , электроны переходят в классическое состояние. Дальнейшее уменьшение электронной концентрации происходит по существенно более плавному закону [7]:

$$n_e(z) = n_0 \left(1 + \frac{z}{\sqrt{2}D}\right)^{-2}, \quad (1)$$

где $D = (\varepsilon_0 kT / e^2 n_0)^{1/2}$ — радиус дебаевского экранирования, n_0 — граничная концентрация, определяемая из условия вырождения: $E_F(n_0) \simeq kT$, т.е. $n_0 \propto T^{3/2}$. Таким образом, с ростом электронной температуры увеличивается размер области ПЭС, где концентрация убывает в соответствии с (1). Вместе с тем растет и граничное значение концентрации n_0 , и при достижении температур порядка E_F все электроны ПЭС переходят в классическое состояние. При этом их распределение подчиняется (1), а n_0 становится порядка электронной концентрации в металле. Следовательно, при интенсивном неравновесном нагреве электронной компоненты металла вблизи его поверхности может формироваться достаточно протяженный слой затравочных электронов, имеющих высокую концентрацию.

Определим параметры импульсного лазерного излучения, при которых возможно формирование достаточно плотного невырожденного ПЭС без разрушения металлической мишени. Уравнения, определяющие изменения электронной и решеточной температур при воздействии импульсного лазерного излучения на металлическую мишень аналогично [2], запишем в одномерном виде для области $z < 0$ (металл):

$$\begin{aligned} C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \alpha(T_e - T_l) + Q, \\ C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_l \frac{\partial T_l}{\partial z} \right] + \alpha(T_e - T_l), \end{aligned} \quad (2)$$

где Q — объемный поток энергии, поставляемый в электронную подсистему за счет поглощения лазерного излучения; T_e и T_l — температура электронов и кристаллической решетки в металле, C_e , C_l и χ_e , χ_l — теплоемкости и теплопроводности электронов и решетки, α — коэффициент теплообмена электронов с решеткой, для типичных металлов $\alpha \sim 10^{16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ [2].

Согласно [2], $Q \approx I_{em}/l$, где I_{em} — интенсивность излучения лазерного импульса, l — глубина прогреваемого слоя внутри металла за время импульса $\sim \max[\delta, \sqrt{\chi \tau_p}]$, δ — глубина скин-слоя, χ — электронная температуропроводность, в случае пикосекундного импульса $l \sim 10^{-7} \text{ m}$, т.е. за время импульса отрыв температуры электронной подсистемы от температуры решетки, согласно (2), достигает $\Delta T \approx I_{em}/\alpha l$. Таким образом, минимальная интенсивность пикосекундного лазерного импульса, при которой снимается вырождение прогреваемого электронного слоя, $I_{em}^{\min} \approx \alpha l T_F \sim 10^{14} \text{ W/m}^2$ (здесь T_F — температура вырождения электронной подсистемы). Согласно [8], при воздействии пикосекундных лазерных импульсов на поверхности характерных металлов с интенсивностью $I_{em} \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^2$ термоэмиссия преобладает над фотоэмиссией, т.е. при указанных интенсивностях формирование ПЭС происходит благодаря термоэмиссии за время $\tilde{\tau}_s \approx D/v_T \sim 10^{-14} \div 10^{-13} \text{ s}$, здесь v_T — тепловая скорость электронов. Кроме того, надо отметить, что характер термоэмиссии в этом случае существенно отличается от термоэмиссии с электрода в замкнутой цепи, поскольку в рассматриваемом случае термоэмиссия происходит с изолированной металлической поверхности, на которой остается нескомпенсированный положительный заряд, а вблизи поверхности формируется отрицательный объемный заряд, что в свою очередь оказывает влияние на термоэмиссионный ток, — все это сильно усложняет возможность описания процесса формирования ПЭС. Однако, поскольку время формирования пространственного распределения $\tilde{\tau}_s$ много меньше длительности пикосекундного лазерного импульса τ_p , то фактически в течение всего импульса пространственное распределение ПЭС можно считать стационарным, с соответствующей температурой электронного слоя.

Верхняя граница интенсивности I_{em}^{\max} соответствует предпороговой области начала процессов плавления и абляции материала мишени.

При наличии достаточно плотной газовой атмосферы у поверхности металлической мишени, благодаря ионизирующему влиянию ПЭС, за время пикосекундного лазерного импульса успевает сформироваться

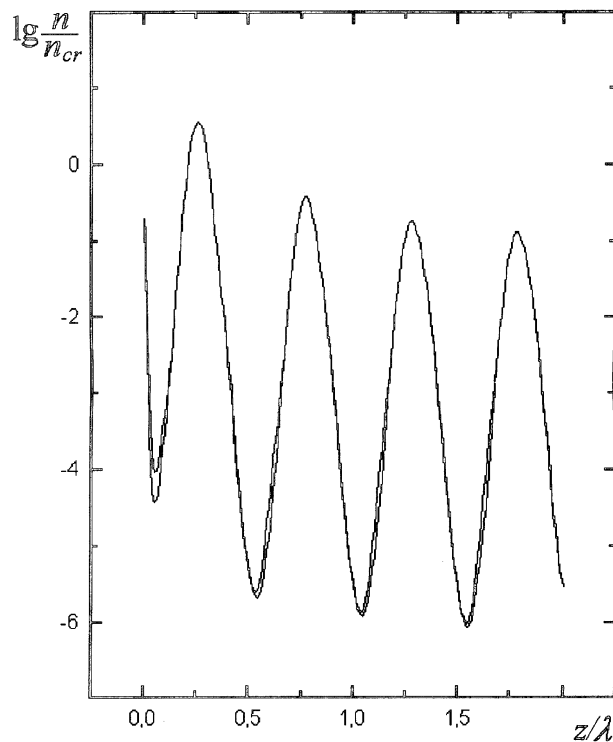


Рис. 1. Пространственное распределение концентрации приповерхностной плазмы в момент полной экранировки мишени.

приповерхностный слой слабоионизованной неидеальной плазмы [6]. На рис. 1 и 2 приведены пространственное распределение концентрации приповерхностной плазмы в момент полной экранировки мишени ($\tau_s \approx 1.0$ ps при $I_{em} = 1.1 \cdot 10^{16}$ W/m² и $n_a = 3 \cdot 10^{27}$ m⁻³) и зависимость времени пробоя от концентрации приповерхностного газа $\tau_I = \tau_I(I_{em}, n_a)$ ($\tau_s \sim \tau_I$).

С помощью полученных результатов можно определить пороговое значение плотности энергии ионизации лазерного импульса: $F_{ion} = I_{em} \cdot \tau_s$. Минимальное значение порога ионизации $F_{ion} \approx 0.1$ J/cm² (для $I_{em} = 2.5 \cdot 10^{16}$ W/m² и $n_a = 3 \cdot 10^{27}$ m⁻³, рис. 3) может

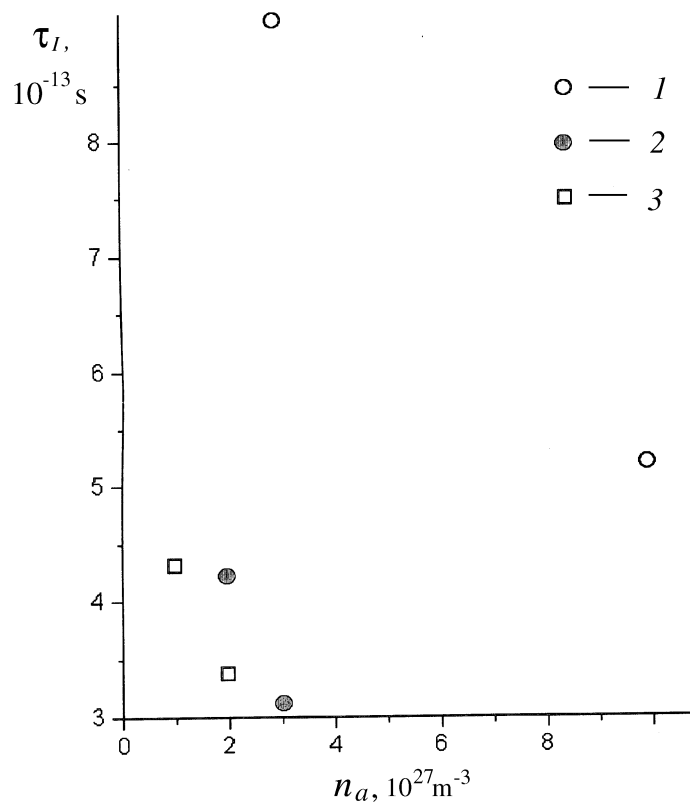


Рис. 2. Зависимость времени пробоя от концентрации приповерхностного газа: 1 — $I_{em} = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^2$, 2 — $I_{em} = 2.5 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^2$, 3 — $I_{em} = 4.4 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^2$.

оказаться меньше порога абляции [4,2] для рассматриваемых условий. Экспериментальные значения порога абляции при атмосферном давлении имеют величину $F_{abl} = 0.2 \div 0.5 \text{ J/cm}^2$ [3,5], кроме того, с повышением давления приповерхностного газа до 200–300 ат величина порога абляции повышается, т. е. может существовать режим $F_{ion} < F_{abl}$, и соответственно возможна ионизация плотного приповерхностного газа без разрушения конденсированной мишени.

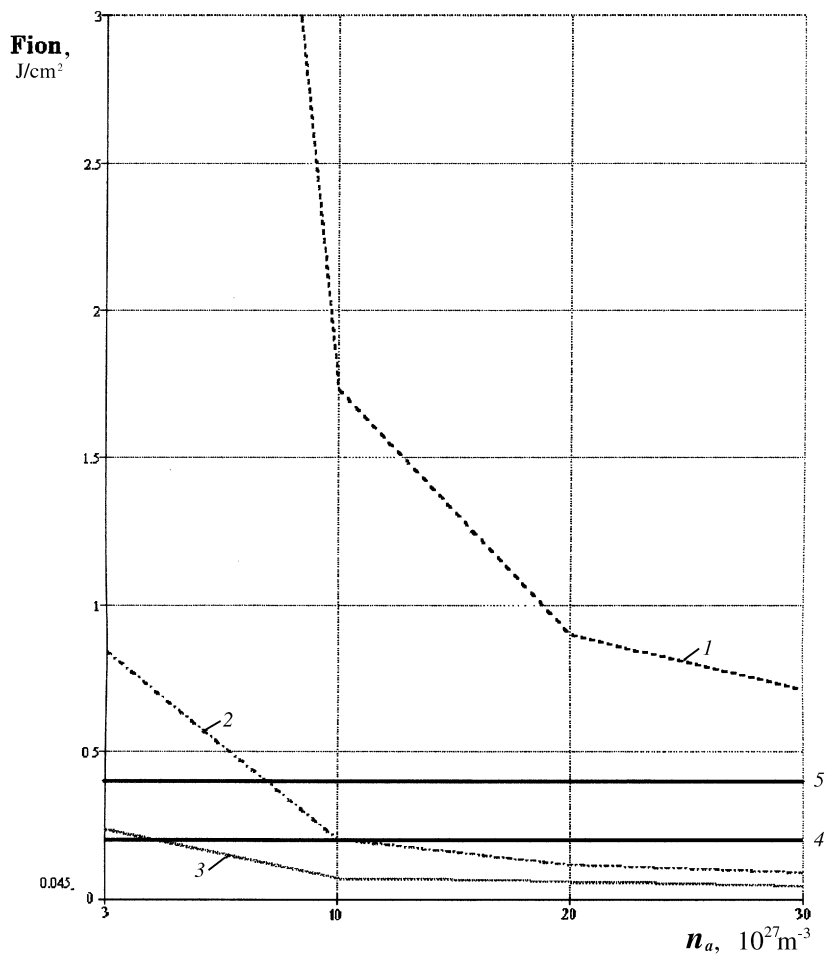


Рис. 3. Зависимость порога ионизации от концентрации приповерхностного газа: 1 — $I_{em} = 0.28 \cdot 10^{16} W/m^2$, 2 — $I_{em} = 1.1 \cdot 10^{16} W/m^2$, 3 — $I_{em} = 2.5 \cdot 10^{16} W/m^2$, 4 — F_{abl} [3]; 5 — F_{abl} [5].

Заметим, что часть энергии лазерного излучения, поглощенная приповерхностной плазмой (температура электронной компоненты плазмы $\sim 10^4 K$) и затем переизлученная на поверхность мишени, много меньше

энергии лазерного импульса, поэтому ее учет при определении энергии, полученной мишенью от лазерного импульса, практически не влияет на результаты.

Автор выражает признательность А.А. Рухадзе, А.М. Игнатову и А.А. Самохину за ценные замечания при обсуждении работы.

Список литературы

- [1] *Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М., Ельяшевич М.А.* и др. // ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 1273–1284.
- [2] *Анисимов С.И., Ретфельд Б.* // Изв. АН. Сер. физ. 1997. Т. 61. С. 1642–1655.
- [3] *Riley D., Langley A.J., Taday P.F.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 515–518.
- [4] *Афанасьев Ю.В., Демченко Н.Н.* и др. // Изв. АН Сер. физ. 1999. Т. 63. С. 667–675.
- [5] *Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavallery A.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 224–231.
- [6] *Ивлев А.В., Яковлев М.А., Борденюк А.Н.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. С. 42–53.
- [7] *Ивлев А.В., Павлов К.Б., Яковлев М.А.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 50–59.
- [8] *Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 776–781.
- [9] *Gupta A.K., Singwi K.S.* // Phys. Rev. 1977. B. 15. P. 1801–1815.