

О возможных проявлениях эффекта просветления при испарении металлов под действием лазерного излучения

С.Н.Андреев, В.И.Мажукши, Н.М.Никифорова, А.А.Самохин

Анализируются возможные акустические и оптические следствия эффекта просветления при лазерном испарении металлов. Показано, что при определенных условиях связанный с движением фронта просветления фотоакустический эффект может вносить существенный вклад в полное давление отдачи. Формирование же самого просветленного слоя в начальный момент может сопровождаться как убыванием, так и возрастанием отражательной способности мишени. Установлено, что для реализации стационарного режима испарения с просветлением требуется существенно меньшая интенсивность лазерного воздействия, чем для порога плазмообразования.

Ключевые слова: лазерное испарение, фотоакустический эффект, просветление, взрывное вскипание.

1. Введение

При квазиравновесном испарении металлов фазовый переход жидкость – пар сопровождается переходом металл – диэлектрик, поскольку для многих металлов при температурах, не превышающих критическую температуру жидкость – пар, равновесная степень ионизации паров оказывается весьма малой из-за достаточно большого по генциала ионизации по сравнению с критической температурой T_c .

При увеличении температуры плотность металла уменьшается, и переход металл – диэлектрик может, в принципе, произойти в конденсированной фазе при температуре $T_{md} < T_c$, на что было впервые обращено внимание в работе [1]. Очевидно, что такой переход будет сопровождаться резким уменьшением коэффициента поглощения оптического излучения, т. е. увеличением глубины проникновения лазерного излучения в мишень.

Подобное просветление обсуждалось в работах [2–5] в связи с полученными в [2] результатами по воздействию миллисекундных импульсов неодимового лазера на свинцовые и висмутовые мишени. Вопрос о возникновении просветления в экспериментах [2] остался в то время по существу открытым из-за ряда обстоятельств (пространственно-временная неоднородность лазерного импульса, отсутствие данных об изменении давления отдачи во время облучения мишени и др.), осложняющих однозначную трактовку экспериментальных результатов [2]. Насколько нам известно, об экспериментальных результатах подобного рода для миллисекундных воздействий больше не сообщалось, хотя различные вопросы лазерного

испарения и взрывного вскипания исследовались во многих работах (см., напр., [6–16]. В недавней работе [17], при воздействии лазерного излучения ($\lambda = 266$ нм, $I_0 = 10^9 - 10^{11}$ Вт/см²) на кремний, который металлизуется при плавлении, было обнаружено резкое (более чем на порядок) увеличение глубины кратера при интенсивностях $I \geq 2.2 \times 10^{10}$ Вт/см², причем основной вынос массы происходил с запаздыванием приблизительно на 300 нс после воздействия лазерного импульса длительностью $\tau = 3$ нс.

Такой эффект интерпретировался авторами [17] как просветление вещества облучаемой мишени, обеспечивающее глубокое проникновение лазерного излучения в мишень, с последующим взрывным вскипанием перегретой жидкой фазы. Некоторые аспекты этой интерпретации рассматривались также в [18, 19]. Следует отметить, что появление прозрачного для лазерного излучения слоя с оптически резкими границами наблюдалось при фемтосекундном лазерном воздействии на металлы и полупроводники, причем его существование прослеживалось до времен порядка 1 нс [20–23].

Наблюдаемое в работе [17] резкое увеличение глубины кратера (в десятки раз) является серьезным аргументом в пользу предлагаемой авторами [17] интерпретации. Однако в посвященной этому же вопросу более поздней работе [24], выполненной почти тем же авторским коллективом, для объяснения резкого увеличения глубины кратера эффект просветления уже не используется и делается попытка объяснить это увеличение процессом теплопроводности и последующим взрывным вскипанием после окончания лазерного импульса. Как уже было отмечено выше, подобная неоднозначность интерпретации результатов возникает, в частности, из-за недостаточной полноты экспериментальных данных. Для результативного исследования данного эффекта требуется комплексная экспериментальная диагностика, включающая оптические, акустические и другие измерения.

В связи с этим для стимулирования соответствующих экспериментов представляет интерес более подробное теоретическое исследование особенностей режима лазерного испарения при наличии просветления в облучаемом

С.Н.Андреев, А.А.Самохин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: andreev@iio.com.ru, asam@iio.gpi.ru

В.И.Мажукши. Институт математического моделирования РАН, Россия, 125047 Москва, Митуская пл., 4а

Н.М.Никифорова. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

веществе. Такое исследование и является основной целью данной работы.

2. Стационарный и «полустационарный» режимы испарения

Для описания эволюции распределения температуры внутри испаряемой мишени будем использовать одномерное нестационарное уравнение теплопроводности, в котором учитывается возможность резкого изменения оптических и теплофизических параметров вещества мишени [25]. В системе координат, начало которой связано с фронтом испарения, движущимся со скоростью V по неподвижному веществу в положительном направлении оси z в лабораторной системе отсчета, это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} - V \frac{\partial T}{\partial z} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\alpha I}{c\rho} e^{-\alpha z}, \quad (1)$$

где χ , α , c и ρ – соответственно коэффициенты теплопроводности, коэффициента поглощения, теплоемкость и плотность вещества мишени; $I = I_{\text{las}}\eta(1 - R)$ – поглощенная интенсивность; R – коэффициент отражения вещества. Коэффициент $\eta \leq 1$ учитывает возможность ослабления падающего лазерного излучения I_{las} в приповерхностном плазменном слое.

При достижении температуры просветления T_b и достаточно резком изменении α и χ в облучаемой мишени возникает слоистая структура, схематически показанная на рис.1. Внутри каждого из слоев температурный профиль определяется уравнением (1) с соответствующими этому слою значениями коэффициентов поглощения α_i и теплопроводности χ_i , а также условиями непрерывности температуры и теплового потока с учетом теплоты соответствующего фазового перехода на границах этих областей. Отметим, что граница просветленного слоя не обязательно совпадает с поверхностью испарения, поскольку приповерхностный слой при определенных условиях может оставаться непросветленным из-за испарительного охлаждения.

Скорость фронта испарения V и давление отдачи пара p_v , зависящие от температуры поверхности T_s и числа Маха M в потоке испаренного вещества, имеют вид

$$V = K_1 V_0, \quad p_v = K_2 p_s, \quad (2)$$

где $V_0 = [m/(2\pi k T_s)]^{1/2} (p_s/\rho)$; k – постоянная Больцмана; m – масса молекулы мишени. В соответствии с одной из простейших моделей кнудсеновского слоя [26] величины K_1 и K_2 могут быть представлены в виде $K_1 = 1 - r^8$ и $K_2 = (1 + r^9)/2$, где параметр r зависит от числа Маха M . При $M = 1$ параметры $r = 0.78$, $K_1 = 0.86$ и $K_2 = 0.56$ [26]. Зависимость давления насыщения p_s от температуры поверхности T_s аппроксимируется формулой

$$p_s = p_0 \exp[A(1 - T_v/T_s)], \quad (3)$$

где T_v – температура кипения вещества мишени при нормальном давлении $p_0 = 1$ бар; $A = 12$ – константа.

В стационарном случае решение уравнения (1) в каждой из областей имеет вид

$$T_i(z) = A_i + B_i e^{-q_i z} + \frac{I_i}{c\rho\chi_i(q_i - \alpha_i)} e^{-\alpha_i z}, \quad (4)$$

где $q_i = V/\chi_i$; константы A_i и B_i находятся из граничных условий на поверхностях, разделяющих просветленную и непросветленную области, а также жидкую и твердую фазы. Индекс i принимает значения от 0 до 3 (см. рис.1). Значения поглощаемых интенсивностей I_i в каждой из областей определяются рекуррентной формулой: $I_0 = I$, а $I_{i+1} = I_i e^{-\alpha_i H_i}$, где H_i – толщина i -го слоя; $i = 0, 1, 2$. Возможное влияние интерференции здесь для простоты не учитывается.

Условия на границах областей имеют следующий вид:

$$T_0 = T_s, \quad \chi_0(\partial T_0/\partial z) = VL_v/c \quad \text{при } z = 0, \quad (5)$$

$$T_0 = T_1 = T_b, \quad \chi_0(\partial T_0/\partial z) = \chi_1(\partial T_1/\partial z) \quad \text{при } z = H_0, \quad (6)$$

$$T_1 = T_2 = T_b, \quad \chi_1(\partial T_1/\partial z) = \chi_2(\partial T_2/\partial z) \quad \text{при } z = H_0 + H_1, \quad (7)$$

$$T_2 = T_3 = T_m, \quad \chi_2(\partial T_2/\partial z) = \chi_3(\partial T_3/\partial z) + VL_m/c \quad \text{при } z = H_0 + H_1 + H_2, \quad (8)$$

$$T_3 = T_\infty, \quad \partial T_3/\partial z = 0 \quad \text{при } z \rightarrow \infty,$$

где L_v – скрытая теплота испарения; T_m , L_m – соответственно температура и скрытая теплота плавления вещества мишени; $T_\infty = 373$ К – температура внутри твердой фазы на достаточно большой глубине. В формулах (6) и (7) предполагается, что на фронте просветления отсутствует заметное поглощение или выделение тепла.

Характерный вид температурного профиля в случае кремниевой мишени приводится на рис.2 при $I = 3.197 \times 10^7$ Вт/см², $T_b = 0.8T_c$, $T_c = 8000$ К, $T_v = 3076$ К, $\alpha_0 = \alpha_2 = 1.13 \times 10^6$ см⁻¹, $\alpha_1 = 100$ см⁻¹, $\chi_0 = \chi_2 = 0.21$ см²/с, $\chi_1 = \chi_0/10$. Остальные параметры ($L_m = 1797$ Дж/г, $L_v = 13722$ Дж/г, $T_m = 1683$ К, $c = 1.05$ Дж/(г·К), $\rho = 2.52$ г/см³) совпадают с приведенными в [17].

В отличие от рассматриваемого в работе [17] режима, где температура просветленного слоя постоянна, в дан-

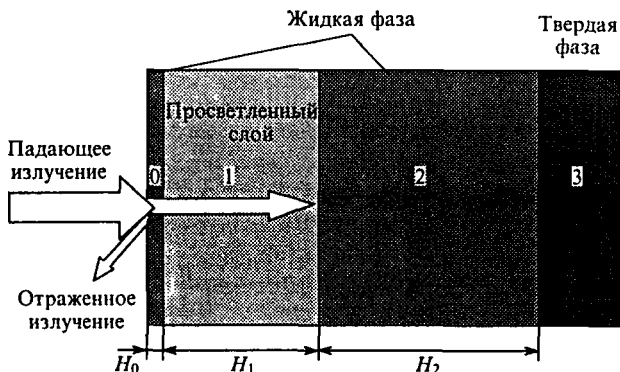


Рис.1. Схематическое изображение облучаемой мишени при наличии просветления: 0 – приповерхностный непросветленный жидкий слой, 1 – просветленный слой, 2 – второй непросветленный жидкий слой, 3 – полубесконечная твердая фаза.

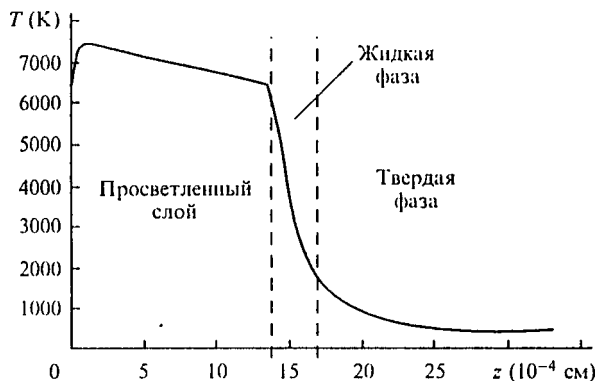


Рис.2. Характерный вид стационарного температурного профиля внутри кремниевой мишени при наличии просветления при $I = 3.197 \times 10^7$ Вт/см².

ном случае внутри просветленного слоя имеет место максимум температуры, величина и положение которого зависят от параметров среды и интенсивности лазерного импульса [3]. При пороговой интенсивности $I_{th} = 3.1964 \times 10^7$ Вт/см² температура просветления достигается в единственной точке $z = H_0 = 0.84 \times 10^{-6}$ см, т.е. толщина просветленного слоя H_1 равна нулю. В этом случае слои 0 и 2 (см. рис.1) соприкасаются, а толщина H_0 приповерхностного непросветленного слоя 0 максимальна.

С ростом интенсивности толщина просветленного слоя H_1 увеличивается, а H_0 стремится к нулю. При интенсивности $I = 3.1976 \times 10^7$ Вт/см² максимум температурного профиля достигает T_c , при этом $H_0 = 0.7 \times 10^{-6}$ см и $H_1 = 19.7 \times 10^{-4}$ см. Исчезновение приповерхностного непросветленного слоя происходит при интенсивности $I_{max} = 3.273 \times 10^7$ Вт/см², при которой максимум температурного профиля превышает значение критической температуры в 2.3 раза, что выходит за рамки применимости модели с постоянными коэффициентами. Малая величина диапазона интенсивностей $\Delta I = I_{max} - I_{th}$ связана в данном случае с резкой зависимостью температурного профиля от интенсивности, а также с не очень большим отличием температуры просветления от критической температуры. Увеличение α_1 сопровождается увеличением диапазона ΔI , при этом толщина просветленного слоя (при фиксированном значении интенсивности I внутри диапазона ΔI) будет уменьшаться.

В работе [17] фактически предполагается, что при достижении температуры просветления T_b коэффициент поглощения в просветленной среде становится исчезающе малым. В таком случае в одномерной модели обычный стационарный режим испарения с независимым от времени температурным профилем в системе фронта испарения фактически не достигается, поскольку из-за отсутствия поглощения в просветленном слое фронт просветления может уходить сколь угодно глубоко в вещество мишени. Очевидно, что в подобном «полустационарном» режиме, в отличие от стационарного, толщина просветленного слоя будет зависеть от длительности лазерного импульса.

При достаточно больших интенсивностях скорость фронта просветления V_1 может быть существенно больше скорости фронта испарения V , которая поддерживается постоянной за счет поглощения лазерного излучения в тонком непросветленном слое, непосредственно прилегающем к границе испарения. Толщину этого слоя можно определить по формуле

$$H_0 = \frac{1}{\alpha_0 - q_0} \ln \left(\frac{\alpha_0 I_0}{\alpha_0 I_0 - (\alpha_0 - q_0) \rho L_v V} \right), \quad (9)$$

которая следует из решения уравнения (1) с граничным условием (5) на свободной поверхности $z = 0$ и условиями $T_0 = T_b$ и $(\partial T_0 / \partial z) = 0$ на границе просветления $z = H_0$, обеспечивающими постоянство температуры в просветленном слое.

При достаточно больших интенсивностях I толщина приповерхностного непросветленного слоя H_0 становится слишком малой для применения макроскопического описания. Тем не менее, независимо от способа описания, поглощение в приповерхностном слое является необходимым условием для поддержания такого режима, поскольку в просветленном слое температурный профиль $T = \text{const}$ не обеспечивает подвода тепла, достаточного для поддержания данного испарительного режима. Необходимость существования поглощающего приповерхностного слоя отмечается также в работах [2, 17].

3. Оценка влияния интерференционных эффектов и порога плазмообразования

Если границы перехода металл – диэлектрик достаточно резкие и конденсированная фаза достаточно устойчива, то возникновение просветления будет сопровождаться явлениями интерференции, типичными для тонкопленочной ситуации. Зависимость коэффициента отражения вещества от толщин просветленного H_1 и непросветленного H_0 слоев для $\lambda = 266$ нм приводится на рис.3. Действительные и мнимые части коэффициента преломления просветленного и непросветленного вещества брались $n_1 = 2.62$, $\xi_1 = 0.0002$, $n_0 = 11.7$ и $\xi_0 = 2.39$, что соответствует используемым в работе [17] значениям коэффициентов поглощения $\alpha_1 = 100$ см⁻¹, $\alpha_0 = 1.13 \times 10^6$ см⁻¹ и отражения $R_1 = 0.2$, $R_0 = 0.72$ для полубесконечной просветленной и непросветленной среды. Как видно из рис.3, поведение коэффициента отражения R при возникновении просветления является немонотонным и в некоторых случаях R может даже превосходить свое начальное значение R_0 .

Так, в случае небольшого превышения интенсивности над величиной I_{th} с ростом толщины просветленного слоя, возникающего на глубине $H_0 = 0.8 \times 10^{-6}$ см, ко-

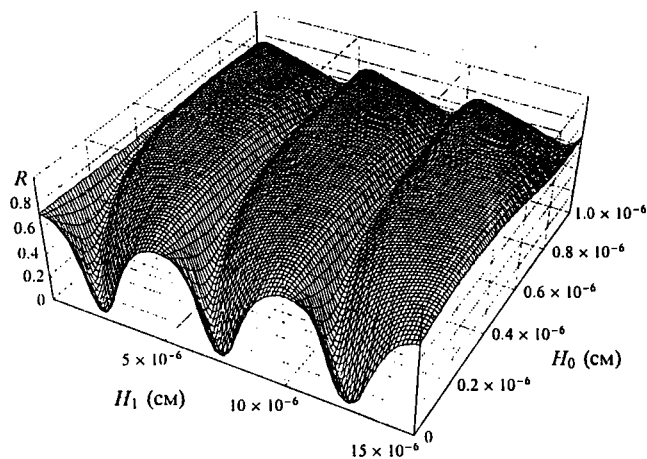


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения мишени от толщины приповерхностного непросветленного H_0 и просветленного H_1 слоев.

эффицент отражения сначала увеличивается от $R_0 = 0.72$ до 0.84 при $H_1 = 2 \times 10^{-6}$ см, а затем уменьшается до 0.65 при $H_1 = 5 \times 10^{-6}$ см, после чего подобная зависимость повторяется с периодом $\Delta H_1 = 5.6 \times 10^{-6}$ см. В случае, если просветленный слой возникает на глубине $H_0 = 1.1 \times 10^{-6}$ см, с ростом толщины просветленного слоя коэффициент отражения сначала уменьшается от 0.72 до 0.57 при $H_1 = 4 \times 10^{-6}$ см, а затем увеличивается до 0.74 при $H_1 = 5.5 \times 10^{-6}$ см (см. рис.3).

Таким образом, поведение коэффициента отражения при распространении фронта просветления существенно зависит от глубины возникновения просветленного слоя, т. е. от положения максимума температурного профиля в момент достижения температуры просветления. При фиксированном значении падающей интенсивности положение максимума температурного профиля определяется величиной $y = \alpha\chi/V$ (т. е. чем меньше значение y , тем ближе к поверхности располагается температурный максимум). Подобное поведение R при наличии радиального распределения интенсивности в ограниченном лазерном пучке приводит к возникновению радиальной зависимости в коэффициенте отражения и появлению соответствующих интерференционных колец.

Очевидно, что наличие плазменного факела может препятствовать непосредственному наблюдению подобного поведения коэффициента отражения. С этой точки зрения предпочтительным является использование режимов испарения с просветлением, близких к стационарному, для которых требуются меньшие, чем в [17], значения интенсивностей.

На рис.4 приводятся зависимости времени возникновения плазмы от интенсивности падающего излучения для различных начальных температур и концентраций пара на внешней границе кнудсеновского слоя, полученные с помощью кода, описанного в [27]. При $M = 1$ температура и концентрация пара на внешней границе кнудсеновского слоя составляют соответственно $0.63T_s$ и $0.32n_s$, где концентрация насыщенных паров n_s при температуре поверхности T_s определяется формулами $n_s = p_s/(kT_s)$ и (3). Как видно из рис.4, пороговое значение интенсивности для возникновения плазмы значительно превосходит рассчитанные выше значения интенсивностей, характерных для стационарного режима, что позволяет надеяться на реализацию стационарного режима испарения с просветлением без возникновения плазмы.

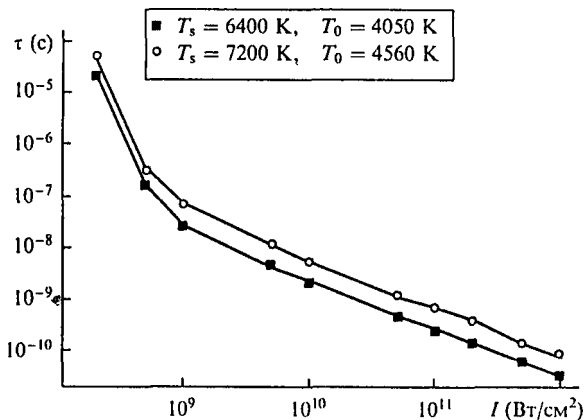


Рис.4. Зависимости времени формирования плазмы на поверхности кремниевой мишени от интенсивности падающего излучения при различных температурах поверхности мишени T_s .

4. Влияние просветления на фотоакустический сигнал

В стационарном режиме испарения без просветления, вклад испарительного давления p_v , зависящего от температуры поверхности T_s , в общее давление отдачи оказывается значительно большим, чем вклад от изменения плотности прогретого слоя конденсированного вещества, который можно оценить по формуле $\Delta\rho \sim V^2\Delta\rho$, где $\Delta\rho = \rho(T_s) - \rho_\infty$ – разница между плотностью на поверхности и в глубине вещества [12]. В случае просветления в этой формуле вместо V стоит скорость фронта просветления V_1 , а $\Delta\rho = \rho(T_b) - \rho_\infty$. Для определенности далее будем предполагать, что на фронте просветления скачок плотности отсутствует.

В случае просветления при достаточно больших интенсивностях фронт просветления и связанный с ним фронт плавления могут двигаться со скоростью V_1 , значительно превышающей скорость фронта испарения V . По данным работы [17], скорость фронта просветления V_1 , оцениваемая как отношение глубины кратера $H = 3 \times 10^{-3}$ см к времени действия импульса $\tau = 3$ нс, оказывается порядка скорости звука в конденсированной фазе $V_1 \sim 10^6$ см/с, т. е. величина дополнительного давления $\Delta\rho$ может превосходить величину испарительного давления даже при относительно малых $\Delta\rho$ [12].

Для расчета фотоакустического сигнала при облучении кремниевой мишени лазерным импульсом с гауссовым профилем длительностью $\tau = 3$ нс использовался пакет Lastec 1.1 [28]. В нем совместно решаются одномерные уравнения непрерывности, Эйлера и теплопроводности для сжимаемой среды и объемного поглощения лазерного излучения веществом мишени. Процесс теплопроводности в данных расчетах предполагался квазиравновесным, т. е. не учитывалось различие между электронной и решеточной температурами, которое, вообще говоря, может заметно изменить динамику процесса теплопередачи вглубь мишени при воздействии интенсивных ультракоротких лазерных импульсов (см., напр., [29, 30]).

Коэффициент теплового расширения в твердой и жидкой фазе принимался равным $\beta = 3 \times 10^{-6}$ K⁻¹. Суммарное изменение плотности мишени на фронте просветления в результате плавления и теплового расширения составляло $\Delta\rho = \rho(T_b) - \rho_\infty = -0.25$ г/см³. Остальные данные по кремниевой мишени брались такими же, как и в приведенных выше расчетах стационарного температурного профиля. Интерференционные эффекты в данном случае для простоты не учитывались, поскольку связанная с ними возможная немонотонность поведения фотоакустического сигнала характеризуется очень короткими периодами (менее 1 нс). Не учитывалось также и усредненное изменение коэффициента отражения при возникновении просветленной области, т. е. предполагалось, что падающее излучение полностью поглощается.

Зависимости фотоакустического сигнала от времени для различных значений падающей интенсивности приведены на рис.5. После достижения просветления температура на поверхности и связанное с ней испарительное давление перестают увеличиваться в достаточно широком диапазоне интенсивностей. Увеличение полного давления $p_{\text{ра}}$ в этой области существенно связано со скоростью движения фронта просветления. При интенсивности $I = 0.5 \times 10^9$ Вт/см² (кривая 1), незначительно пре-

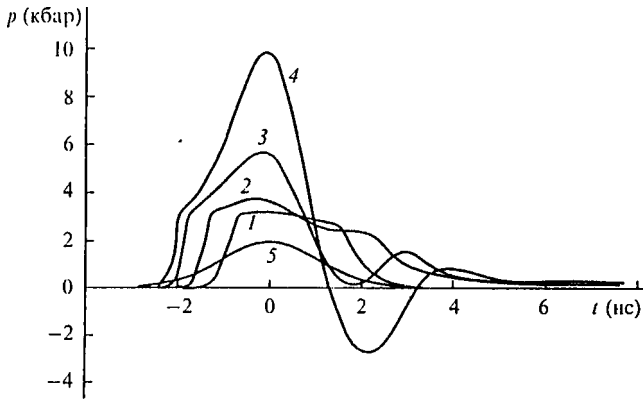


Рис.5. Зависимости полного давления отдачи от времени при $I = 0.5 \times 10^9$ (1), 1×10^9 (2), 2×10^9 (3) и 3×10^9 Вт/см² (4); 5 – нормированный лазерный (гауссов) импульс.

восходящей порог просветления, скорость фронта просветления оказывается малой по сравнению со скоростью звука, и вклад $\Delta p_{pa} = p_{pa} - p_v$ от фотоакустического сигнала, связанного с движением фронта просветления, в полный сигнал давления p_{pa} также оказывается малым. С ростом интенсивности вклад Δp_{pa} в полное давление отдачи возрастает. При интенсивности $I = 2 \times 10^9$ Вт/см² (кривая 3) максимальное значение Δp_{pa} становится равным соответствующему максимальному значению испарительного давления $p_v^{max} \sim 3$ кбар, а при интенсивности $I = 3 \times 10^9$ Вт/см² (кривая 4) превосходит величину p_v^{max} более чем в три раза.

На рис.6 приводятся максимальные (за время импульса) значения Δp_{pa} в зависимости от интенсивности лазерного излучения. В предположении, что профиль распределения плотности с перепадом $\Delta \rho$ остается постоянным, можно получить следующее выражение [12] для фотоакустического сигнала, обусловленного движением этого профиля по веществу:

$$\Delta p_1 = \Delta \rho (V^2 + z_f \dot{V}), \quad (10)$$

где z_f и \dot{V} означают соответственно положение и ускорение фронта перепада плотности. Максимальное значение Δp_1 , рассчитанное по динамике фронта плавления достаточно хорошо совпадает с Δp_{pa} , при вычислении которой

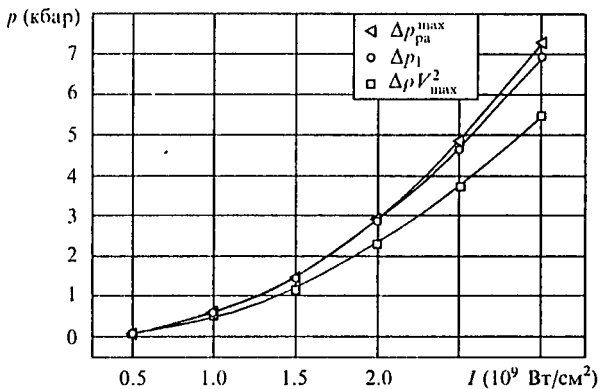


Рис.6. Максимальные значения фотоакустического сигнала Δp_{pa} и параметров Δp_1 , $\Delta \rho V^2$ в зависимости от интенсивности лазерного импульса.

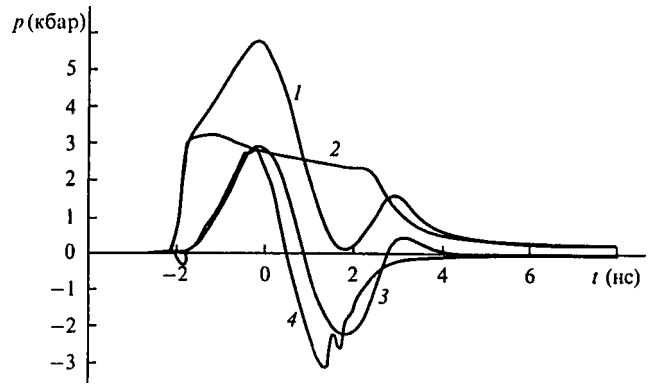


Рис.7. Полный сигнал давления отдачи (1), испарительное давление (2), фотоакустический сигнал Δp_{pa} (3) и параметр Δp_1 (4) в зависимости от времени при интенсивности лазерного импульса $I = 2 \times 10^9$ Вт/см².

неизменность профиля распределения плотности не предполагалась. Для сравнения на рис.6 показана зависимость от интенсивности параметра $\Delta \rho V_{max}^2$, где V_{max} обозначает максимальную (за импульс) скорость фронта плавления. В данном случае различие Δp_{pa} и $\Delta \rho V_{max}^2$ оказывается более заметным, что связано в основном с несовпадением по времени максимума сигнала и максимума скорости V_{max} , а также с нарушением предположения о неизменности профиля распределения плотности.

На рис.7 для сравнения приводится полный сигнал давления отдачи (кривая 1), испарительное давление (кривая 2), фотоакустический сигнал Δp_{pa} (кривая 3) и Δp_1 (кривая 4) в зависимости от времени при интенсивности лазерного импульса $I = 2 \times 10^9$ Вт/см². Как видно из рис.7, Δp_1 не только хорошо аппроксимирует максимальные значения фотоакустического сигнала, но и достаточно верно описывает его поведение во времени. Отметим, что незначительное уменьшение испарительного давления (кривая 2) на 0.9 кбар за время существования просветленного слоя обусловлено понижением температуры поверхности на 300 К за счет уменьшения подвода тепла к фронту испарения. Достаточно хорошее совпадение Δp_1 с Δp_{pa} дает возможность использовать фотоакустический сигнал в эксперименте для нахождения плотности просветленного вещества при известной скорости V . Независимое измерение V может быть реализовано, например, путем регистрации скорости фронта плавления по поведению зондирующего инфракрасного излучения, которое с обратной стороны мишени направляется на фронт плавления и отражается от него.

Поскольку при плавлении кремния происходит его металлизация и плотность его увеличивается, $\Delta \rho$ может, вообще говоря, иметь разные знаки в зависимости от соотношения вкладов от изменения плотности при плавлении и тепловом расширении при нагреве до T_b . Однако случай $\Delta \rho > 0$ представляется менее вероятным, чем $\Delta \rho < 0$, когда плотность просветленного вещества меньше исходной твердотельной плотности. В то же время на фронте плавления в зависимости от вещества могут реализовываться оба случая: плотность германия, кремния и висмута, например, при плавлении увеличивается, а у большинства других металлов – уменьшается. Результаты соответствующих расчетов фотоакустического сигнала в случаях $\Delta \rho > 0$ и $\Delta \rho < 0$ на фронте плавления будут представлены дополнительно.

5. Ограничения, связанные с устойчивостью метастабильной фазы

Изложенная выше модель лазерного испарения с учетом просветления предполагает, что возникающая при этом перегретая метастабильная фаза оказывается термодинамически достаточно устойчивой на временах порядка длительности лазерного импульса. В рамках такого подхода необходимо учитывать особенности поведения теплопроводности и теплоемкости вблизи границы предельного перегрева (спинодали) [8, 12], поскольку максимум температурного профиля в модели с постоянными коэффициентами может превышать критическую температуру. В противоположном предельном случае за время лазерного импульса может происходить процесс периодических объемных вскипаний [7, 10, 12].

Предположение о существовании одномерного режима испарения при наличии просветления связано не только с вопросом о термодинамической устойчивости перегретой метастабильной фазы, но и с проблемой морфологической устойчивости плоского фронта испарения [12, 31–33].

В случае объемного поглощения с коэффициентом $\alpha = 100 \text{ см}^{-1}$, рассмотренного в работе [32], максимальное значение инкремента неустойчивости фронта испарения оказывается равным $\gamma_{\text{max}} = 1 \text{ нс}^{-1}$ при волновом числе $k_{\text{max}} = 20.8 \text{ мкм}^{-1}$ и числе Маха $M = 0.7$ в потоке испаренного вещества. Следует иметь в виду, что эти оценки относятся к случаю $\alpha = \text{const}$ и $\chi = \text{const}$, в то время как в рассматриваемой нами модели имеется приповерхностный непросветленный слой, в котором α и χ отличаются от соответствующих значений в просветленном слое. Вопрос об устойчивости фронта испарения в рамках такой модели требует, вообще говоря, дополнительного анализа.

6. Заключение

Таким образом, при достаточной термодинамической устойчивости перегретой метастабильной фазы просветленного вещества, стационарный режим развитого испарения с плоским фронтом может, по-видимому, существовать на временах порядка 10^{-8} с. В миллисекундном диапазоне реализация подобного режима представляется маловероятной. Для поддержания стационарного режима требуются существенно меньшие интенсивности лазерного излучения, чем используемые в работе [17]. Уменьшение интенсивности лазерного излучения позволит избежать возникновения плазменного факела вблизи поверхности мишени и предоставит дополнительные возможности для использования оптической диагностики облучаемой поверхности. Приведенные в данной работе оценки показывают, что возникновение просветленного слоя не обязательно ведет к непосредственному уменьшению отражательной способности, поведение которой оказывается более сложным. В случае «полустационарного» режима толщина просветленного слоя должна примерно линейно зависеть от длительности лазерного импульса, и это обстоятельство может быть использовано как один из экспериментальных признаков реализации такого режима. Наиболее заметно просветление может проявляться в фотоакустическом эффекте, кото-

рый обычно регистрируется датчиком давления с обратной стороны мишени [12, 16]. Связанный с движением фронта просветления вклад в полное давление отдачи может превосходить по величине испарительное давление при температуре поверхности $T_s \sim T_b$. Таким же способом может быть зарегистрировано повышение давления, связанное с началом процесса взрывного вскипания перегретой метастабильной фазы. Экспериментальное наблюдение рассмотренных выше особенностей проявления эффекта просветления может позволить сделать более определенный вывод о реализации этого эффекта конкретных экспериментах.

Авторы выражают благодарность И.И.Карташову за внимание к работе и полезные обсуждения.

1. Ландау Л.Д., Зельдович Я.Б. *ЖЭТФ*, **14**, 32 (1944).
2. Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М., Федоров В.Б. *ЖЭТФ*, **36**, 311 (1973).
3. Караетян Р.В., Самохин А.А. *Квантовая электроника*, **1** (9) 2053 (1974).
4. Бункин Ф.В. *Квантовая электроника*, **1** (9), 2055 (1974).
5. Шиллов Ю.И. *ФТТ*, **19** (7), 1966 (1977).
6. Skripov V.P. *Metastable Liquids* (New York: Halsted, 1974).
7. Козлов Б.М., Самохин А.А., Успенский А.Б. *Квантовая электроника*, **2** (9), 2061 (1975).
8. Самохин А.А., Успенский А.Б. *ЖЭТФ*, **46**, 543 (1977).
9. Korotchenko A.I., Popov N.I., Samokhin A.A. *Phys. Lett. A.*, **73**, 39 (1979).
10. Карлов Н.В., Крыпецкий Б.Б., Мишин В.А., Самохин А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **19**, 68 (1974).
11. Luthy W., Alfölder K., Führer M. *Phys. Lett. A.*, **75**, 60 (1979).
12. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 1 (1990).
13. Miotello A., Kelly R. *Appl. Phys. A.*, **69**, 67 (1999).
14. Bulgakova N.M., Bulgakov A.V. *Appl. Phys. A.*, **73**, 199 (2001).
15. Craciun V. et al. *Appl. Surf. Sci.*, **186**, 288 (2002).
16. Xu X., Song K. *Appl. Phys. A.*, **69**, 869 (1999).
17. Yoo J.H., Jeong S.H., Greif R., Russo R.E. *J. Appl. Phys.*, **88** (3), 1638 (2000); Yoo J.H., Jeong S.H., Mao X.L., Greif R., Russo R.E. *Appl. Phys. Lett.*, **76** (6), 783 (2000).
18. Craciun V. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (3), 442 (2001).
19. Yoo J.H., Jeong S.H., Greif R., Russo R.E. *Appl. Phys. Lett.*, **79** (3), 444 (2001).
20. Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A., Von der Linde D. Oprarin A., Meyer-ter-Vehn J., Anisimov S. *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1) 224 (1998).
21. Иногамов Н.А., Опарин А.М., Петров Ю.В., Шапошников Н.В., Анисимов С.И., фон дер Линде Д., Майер-тер-Фен Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 284 (1999).
22. Sokolowski-Tinten K., Von der Linde D. *Appl. Surf. Sci.*, **154/155**, 22 (2000).
23. Sokolowski-Tinten K. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 225701 (2001).
24. Lu Q., Mao S., Mao X., Russo R. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (17), 302 (2002).
25. Андреев С.Н., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ., ФИАН*, № 12, 12 (2001).
26. Мажукин В.И., Прудковский П.А., Самохин А.А. *Математическое моделирование*, **5**, 3 (1993).
27. Mazhukin V.I., Nossov V.V., Smurov I., Flamant G. *Surv. Math. Ind.*, (10), 45 (2001).
28. Мажукин В.И., Носов В.В. *Математическое моделирование*, **6**, (1994).
29. Kanavin A.P. et al. *Phys. Rev. B.*, **57** (23), 14698 (1998).
30. Канавин А.П. и др. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63** (4), 667 (1999).
31. Андреев С.Н., Мажукин В.И., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9, 31 (2001).
32. Andreev S.N. et al. *Proc. conf. IQEC/LAT-2002* (в печати).
33. Карташов И.Н., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ., ФИАН*, № 10, 24 (2002).