ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

PACS 52.38.Mf

Поверхностное испарение алюминиевой мишени в вакууме при воздействии лазерного УФ излучения в условиях образования плазмы

В.И.Мажукин, В.В.Носов

С помощью математического моделирования исследована динамика испарения и конденсации на поверхности металлической мишени в условиях образования плазмы в испаренном веществе под действием УФ излучения KrF-лазера с длиной волны $\lambda = 0.248$ мкм, интенсивностью $G_0 = 2 \times 10^8 - 10^9$ Вт/см^2 и длительностью импульса $\tau = 20$ нс. Используется нестационарная двумерная математическая модель, включающая в себя: для конденсированной среды – уравнение теплопроводности с граничным условием Стефана и дополнительными кинетическими условиями на испаряющейся поверхности, а для пара – уравнения радиационной газовой динамики и переноса лазерного излучения, дополненные табличными значениями параметров уравнений состояния и коэффициентов поглощения. Установлено, что процесс испарения УФ излучением мишени в вакууме происходит в течение всего лазерного импульса и разделяется на две характерные стадии: испарение со скоростью звука в начальный период и дозвуковое испарение после образования плазмы. На стадии дозвукового испарения одна часть лазерного излучения проходит сквозь плазму и поглощается поверхностью мишени, а другая – поглощается в узком плазменном слое вблизи поверхности, создавая высокое давление, существенно замедляющее вынос пара. После окончания импульса часть испаренного вещества конденсируется на поверхности, как в области испарения, так и на некотором расстоянии от нее, вследствие бокового расширения плазменного облака.

***Ключевые слова**: поверхностное испарение, число Маха, лазерная плазма, радиационная газовая динамика.*

1. Введение

Испарение вещества под действием интенсивного излучения в зависимости от температуры и давления в приповерхностной зоне имеет качественно различный характер. Если температура и (или) давление превышают критические значения, то переход жидкость – пар описывается газодинамическими уравнениями с непрерывным уравнением состояния [1]. В противоположном (докритическом) случае процесс характеризуется образованием резкой поверхности раздела фаз. Поток испаренного вещества является неравновесным, т. к. скорости всех частиц первоначально направлены от поверхности. При достаточно интенсивном испарении частицы сталкиваются, формируется обратный поток и на расстояниях, равных нескольким длинам пробега, устанавливается равновесное распределение. Примыкающая к поверхности область установления равновесия называется кнудсеновским слоем (КС).

Для уравнений механики сплошной среды тонкий КС представляет собой область сильного разрыва газодинамических параметров [2 – 6], для которого выполняются законы сохранения потоков массы, импульса и энергии, а также формулируются некоторые дополнительные соотношения, учитывающие кинетику фазового перехода. Их получение возможно с помощью различных аппроксимаций функции распределения внутри слоя [2 – 4, 7, 8] или решения краевой задачи для уравнения Больцмана в полупространстве, заполненном паром и ограниченном поверхностью конденсированной среды [9, 10]. Во втором случае установившиеся значения макроскопических параметров на бесконечности будут соответствовать пару на внешней стороне КС, а значения на границе – конденсированной среде.

Процессы испарения и конденсации не являются симметричными, что находит свое отражение в постановке граничных условий на границе раздела конденсированная среда – пар. В случае испарения три параметра, характеризующие пар, – температура, плотность (или давление) и скорость – связаны двумя соотношениями. Степень неравновесности (интенсивность) процесса при этом удобно характеризовать числом Маха на внешней стороне КС. Условие $M = 0$ означает, что суммарный поток вещества через границу равен нулю и пар находится в равновесии. Положительные значения M соответствуют испарению, которое может происходить в двух качественно различных режимах. При испарении со скоростью звука, когда $M = 1$, поток вещества через поверхность достигает максимума, процесс происходит в условиях максимальной неравновесности, а поведение конденсированной среды не зависит от состояния области пара. При лазерном воздействии этот режим реализуется при облучении мишени с постоянной интенсивностью в вакууме или среде с малым противодавлением [11]. При дозвуковом испарении ($0 < M < 1$) описание явления становится более сложным, т. к. процессы в конденсированной и газовой средах оказываются взаимосвязанными, а величина M для граничных условий неизвестна и должна определяться в ходе решения задачи [12]. Обычно предполагается, что газодинамическая скорость пара не превышает местной скорости звука, и режимы с $M > 1$ не рассматриваются [2 – 4, 7 – 13].

Отрицательные числа Маха соответствуют процессу поверхностной конденсации, протекающей при условии,

В.И.Мажукин, В.В.Носов. Институт математического моделирования РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4а;
e-mail: immras@orc.ru, nosov@orc.ru

Поступила в редакцию 1 марта 2005 г.

что давление газовой среды превышает давление насыщенного пара. В режиме дозвуковой конденсации, когда $-1 < M < 0$, три величины, характеризующие пар (температура, плотность и скорость), согласно [10] связаны одним дополнительным соотношением. Если же скорость потока на внешней границе КС становится сверхзвуковой ($M < -1$), соотношение между допустимыми значениями параметров принимает форму неравенства.

Нестационарные режимы лазерного испарения исследовались в ряде теоретических работ [14–21]. Было установлено, что факторами, приводящими к уменьшению числа Маха на испаряющейся поверхности, являются противодавление внешней газовой среды [17–19], быстрое изменение температуры облучаемой поверхности, при котором процесс испарения может тормозиться за счет реакции со стороны ранее испаренного вещества [20, 21], и дополнительное противодавление, появляющееся при сильном поглощении лазерного излучения в эрозионной плазме [15, 16].

Возникновение лазерной плазмы вблизи облучаемой поверхности значительно усложняет общий характер воздействия из-за резкого изменения оптических и теплофизических свойств испаренного вещества, приводящего, в свою очередь, к изменению пространственно-временного распределения энергии. Ранее численное исследование лазерного испарения и динамики плазмы паров проводилось в ряде работ в пространственно одномерной [22–24] и двумерной [25–28] постановках задачи. Однако использование упрощенных представлений о процессе испарения при наличии противодавления не позволило авторам [22–28] в явном виде получить зависимость изменения степени неравновесности фазового перехода от давления в плазменной среде, хотя экранирующее действие лазерной плазмы отмечалось в большинстве работ.

Применение в [15, 16] более корректной постановки задачи в одномерном по пространству приближении позволило авторам этих работ установить определяющую роль газодинамического влияния лазерной плазмы на процесс испарения. Образование плазмы приводило не только к уменьшению потока испаренного вещества, но и вызывало изменение направления фазового перехода. Благодаря высокому плазменному давлению, значительно превышающему давление насыщенных паров, процесс конденсации на облучаемой поверхности начинался несмотря на то, что температура поверхности конденсированной среды в 1.5–2 раза превышала температуру равновесного кипения при нормальных условиях. Расчеты показали, что испарение происходит в два этапа: первый этап обусловлен действием лазерного излучения ($M = 1$), а второй – потоком собственного излучения плазмы ($M \approx 0.1$).

В более сложной двумерной постановке задачи, когда поверхностное испарение определяется распределениями температуры и давления в области пятна фокусировки, проблема газодинамического влияния лазерной плазмы на испарение осталась неисследованной. Ее решение позволит установить пространственно-временную структуру потока испаряющегося вещества, его изменение и взаимосвязь с эволюцией лазерной плазмы. Анализ этих вопросов является важным и для ряда технологических приложений, основанных на процессе лазерной абляции, таких как напыление пленок, обработка поверхности и получение кластеров [29, 30].

Основной целью настоящей работы является исследование в двумерной постановке задачи динамики испарения и конденсации вещества на поверхности алюминиевой мишени и их взаимосвязи с динамикой лазерной плазмы, образующейся в испаренном веществе при импульсном воздействии УФ излучения KrF-лазера с длиной волны $\lambda = 0.248$ мкм, пиковой интенсивностью $G_0 = 2 \times 10^8 - 10^9$ Вт/см^2 и длительностью импульса $\tau = 20$ нс.

2. Физико-математическая модель

Воздействие импульсного лазерного излучения на металлическую мишень, находящуюся в вакууме, сопровождается рядом процессов, связанных с поглощением и отражением лазерного излучения, нагревом, плавлением и испарением мишени, а также с газодинамическим разлетом пара и образованием лазерной плазмы в испаренном веществе. В общем случае решение такой задачи требует также учета движения расплава. Однако при импульсном воздействии с малой длительностью и относительно высокой интенсивностью описание процессов может быть значительно упрощено. С этой целью из рассмотрения были исключены:

– процесс плавления мишени, мало влияющий на общий энергобаланс системы в режиме развитого испарения в силу того, что скрытая теплота плавления намного меньше теплоты испарения;

– гидродинамическое движение расплава, незначительно влияющее на общую картину процессов в наносекундном диапазоне воздействия, но сильно усложняющее модель конденсированной среды и вычислительный алгоритм.

Кроме того, предполагалось, что лазерная плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, а ее движение описывается в приближении невязкого нетеплопроводного газа и скорость испарения в вакууме ограничена скоростью звука ($M \leqslant 1$).

В итоге была получена математическая модель, включающая в себя уравнение теплопроводности для конденсированной среды с граничным условием Стефана и дополнительными кинетическими условиями на испаряющейся поверхности. Для газовой среды (пара) использовалась модель радиационной газовой динамики с уравнением переноса лазерного излучения, дополненная уравнениями состояния и коэффициентами поглощения, заданными в табличном виде.

Математическое описание процессов проводилось в подвижной цилиндрической системе координат, связанной с движущейся поверхностью, центр которой совпадает с центром лазерного пучка, ось r направлена вдоль поверхности, а ось z – по внешней нормали к поверхности навстречу лазерному излучению (рис.1).

2.1. Конденсированная среда

В занятой конденсированной средой области $0 < r < L_r$, $-l_z < z < 0$ (рис.1) перенос тепла описывается уравнением теплопроводности [31]

$$\rho_c c_p \left(\frac{\partial T_c}{\partial t} + V_c \frac{\partial T_c}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial z} \right), \quad (1)$$

где индекс «c» обозначает конденсированную среду; T_c – температура; V_c – скорость фронта испарения (конденсации); ρ_c, c_p, Λ_c – плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность. Внешние границы области полагают-

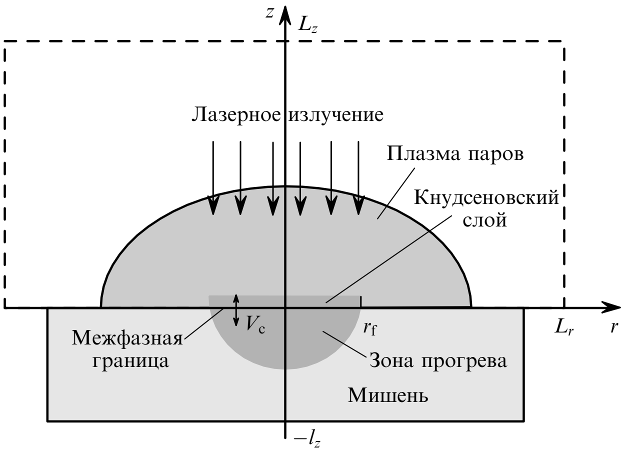

Рис.1. Схема, иллюстрирующая расчет взаимодействия лазерного излучения с мишенью.

ся теплоизолированными, на границе $r = 0$ выполняется условие симметрии, в начальный момент температура мишени $T_0 = 300$ K.

2.2. Газовая среда и плазма

В области $0 < (r \times z) < (L_r \times L_z)$ для описания процессов в паре использовались система уравнений радиационной газовой динамики и уравнение переноса лазерного излучения [32]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u v) = -\frac{\partial p}{\partial r}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v^2) = -\frac{\partial p}{\partial z}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u e) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v e)$$

$$= -p\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{\partial v}{\partial z}\right] - \frac{1}{r}\frac{\partial q_r}{\partial r} - \frac{\partial q_z}{\partial z} + \frac{\partial G}{\partial z}, \tag{5}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{q}_\nu + c\kappa_\nu U_\nu = c\kappa_\nu U_{\nu\,\mathrm{eq}}, \quad \boldsymbol{q}_\nu = -\frac{c}{3\kappa_\nu}\operatorname{grad} U_\nu,$$

$$U_{\nu\,\mathrm{eq}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3\{\exp[h\nu/(kT)] - 1\}}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial G^-}{\partial z} - \kappa G^- = 0, \quad \frac{\partial G^+}{\partial z} + \kappa G^+ = 0,$$

$$G = G^- - G^+, \quad 0 < z < L_z, \quad 0 < r < 2r_\mathrm{f}, \tag{7}$$

$$p = p(\rho, T), \tag{8}$$

$$e = e(\rho, T), \tag{9}$$

$$\kappa_\nu = \kappa_\nu(\rho, T, \nu), \tag{10}$$

где u, v – компоненты вектора скорости пара; ρ, p и e – плотность, давление и объемная плотность внутренней энергии пара; $\boldsymbol{q} = (q_r, q_z) = \int_\nu \boldsymbol{q}_\nu \mathrm{d}\nu$ – поток энергии излучения плазмы; κ_ν – спектральный коэффициент поглощения; U_ν и $U_{\nu\,\mathrm{eq}}$ – спектральная и равновесная плотности излучения плазмы; r_f – радиус лазерного пучка. Уравнения (6) описывают перенос излучения в диффузионном приближении [32, 33]. Уравнение переноса лазерного излучения (7) учитывает как падающую на поверхность мишени (G^-), так и отраженную от нее (G^+) составляющие интенсивности излучения вдоль оси z. Табличные уравнения состояния (8), (9) брались из работы [34]. Расчет коэффициентов поглощения (10) проводился с использованием модели Хартри – Фока – Слетера [35]. Результаты расчетов представлялись в виде трехмерных таблиц. Зарядовый состав плазмы и распределение по возбужденным состояниям в ней определялись из уравнений Саха – Больцмана [33].

Коэффициент поглощения $\kappa = \kappa(T, \rho)$ для лазерного излучения с $\lambda = 0.248$ мкм ($h\nu \approx 5$ эВ) находился аналогично коэффициенту κ_ν [35]. Его величина определяется суммарным вкладом свободно-свободных (обратный тормозной эффект) и связанно-свободных переходов (фотоионизация) [33]. На рис.2 приведены зависимости κ(T) и коэффициента обратного тормозного поглощения κ$_\mathrm{b}$(T) при двух значениях плотности ρ. Из него следует, что суммарные коэффициенты поглощения характеризуются немонотонной зависимостью от температуры. При $\rho = 10^{-3}$ г/см^3 (кривая *1*) коэффициент κ быстро возрастает в области $T < 0.9$ эВ. Доминирующую роль при этом играет фотоионизация возбужденных состояний нейтральных атомов, заселение которых происходит при характерной температуре $T \approx (0.1 - 0.2)E_\mathrm{ex}$, где $E_\mathrm{ex} \approx 3 - 6$ эВ – энергия возбужденных состояний нейтрального атома алюминия [33, 35]. При дальнейшем увеличении температуры ($T > 1$ эВ) коэффициент начинает уменьшаться, а в области температур, сравнимых с потенциалом ионизации атома алюминия из основного состояния ($T > 5$ эВ), он практически полностью определяется обратным тормозным эффектом. При большей плотности ($\rho = 5\times 10^{-2}$ г/см^3) получаем аналогичную зависимость коэффициента поглощения от температуры, но максимум достигается при более высокой температуре ($T \approx 2$ эВ).

Система уравнений (2) – (10) дополнялась следующими начальными и граничными условиями:

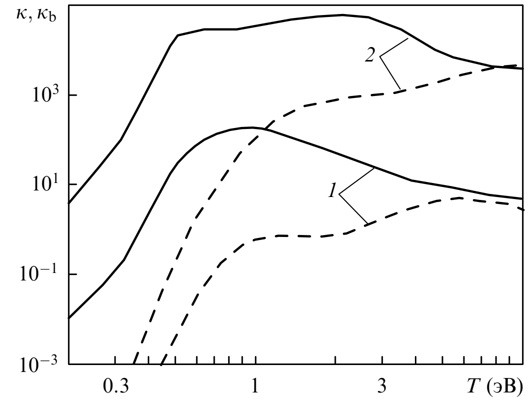

Рис.2. Температурные зависимости табличных значений коэффициентов поглощения κ излучения с $\lambda = 0.248$ мкм (сплошные кривые) и коэффициентов обратного тормозного поглощения κ_b (штриховые кривые) при плотности $\rho = 10^{-3}$ (*1*) и 5×10^{-2} г/см^3 (*2*).

при $t = t_0$

$$u = v = 0, \quad T = T_0, \quad \rho = \rho_0, \quad 0 \leqslant (r \times z) \leqslant (L_r \times L_z), \tag{11}$$

при $r = 0$

$$u = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad q_r = 0, \tag{12}$$

при $r = L_r$

$$p = p_0, \quad \rho = \rho_0, \quad u = v = 0, \quad q_r = -cU_v/2, \tag{13}$$

при $z = L_z$

$$\begin{gathered} p = p_0, \quad \rho = \rho_0, \quad u = v = 0, \quad q_z = -cU_v/2, \\ G^- \equiv G_0 \exp[-(r/r_\mathrm{f})^2] \exp[-4(t/\tau - 1)^2], \quad 0 < r < 2r_\mathrm{f}, \end{gathered} \tag{14}$$

при $z = 0$

$$G^+ = [1 - A(T)]G^-, \quad 0 < r < 2r_\mathrm{f}, \tag{15}$$

где τ – длительность лазерного импульса; $A(T)$ – поглощательная способность поверхности. Фоновая плотность ρ_0 полагалась равной 3×10^{-6} г/см^3 ($p_0 = 2 \times 10^{-3}$ бар).

2.3. Условия на межфазной границе

Граничные условия на поверхности мишени связывают шесть величин: скорость V_c, температуру T_c и давление p_c на поверхности, температуру T, плотность ρ и нормальную компоненту скорости пара v на внешней границе КС. Для них независимо от направления фазового перехода выполняются три закона сохранения – энергии, массы и импульса:

$$\begin{gathered} \varLambda_\mathrm{c} \frac{\partial T_\mathrm{c}}{\partial z} = AG^- + L_\mathrm{v} \rho_\mathrm{c} V_\mathrm{c}, \quad \rho_\mathrm{c} V_\mathrm{c} = \rho(V_\mathrm{c} - v), \\ \rho_\mathrm{c} V_\mathrm{c}^2 + p_\mathrm{c} = \rho(V_\mathrm{c} - v)^2 + p, \end{gathered} \tag{16}$$

где L_v – теплота испарения.

Испарение. Граничные условия модели Крута, характеризующие кинетику фазового перехода [7, 8], в случае испарения имеют вид

$$\begin{gathered} \frac{T}{T_\mathrm{c}} = \frac{2\gamma M^2 (m^2 + 1/2)^2}{(1 + \gamma M^2)^2 m^2 t^2}, \\ \frac{\rho}{\rho_\mathrm{sat}} = \frac{t m^2 (1 + \gamma M^2) [\gamma M^2 (m^2 + 1/2)]^{-1}}{\exp(-m^2) + \pi^{1/2} m (1 + \mathrm{erf}\, m)}, \\ M = v/(\gamma R T)^{1/2}, \quad \rho_\mathrm{sat} = p_\mathrm{sat}/(R T_\mathrm{c}), \\ p_\mathrm{sat} = p_\mathrm{b} \exp\left[\frac{L_\mathrm{v}}{R T_\mathrm{c}} \left(1 - \frac{T_\mathrm{b}}{T_\mathrm{c}}\right)\right], \end{gathered} \tag{17}$$

где ρ_sat и p_sat – плотность и давление насыщенного пара при температуре T_c; R – газовая постоянная; γ – показатель адиабаты (равный 5/3 для одноатомного пара); p_b и T_b – равновесные давление и температура испарения при нормальных условиях; число Маха M определяется из решения уравнений газовой динамики, а параметр m – из уравнения

$$\begin{gathered} f(m) = F(M)(m^2 + 1/2)^2 - m^2(m^2 + \alpha + 3/2) = 0, \\ F(M) = 1 + \frac{3\gamma M^2 - 1}{\gamma M^2 + 1}, \quad \alpha = 2t^2 - 2^{-1}\pi^{1/2} m t - 1, \\ t = \frac{2m}{\pi^{1/2}} + \frac{1 + \mathrm{erf}\, m}{\exp(-m^2) + \pi^{1/2} m (1 + \mathrm{erf}\, m)}. \end{gathered} \tag{18}$$

Конденсация. При достижении неравенства $p_\mathrm{sat} < p$ происходит смена направления фазового перехода – испарение сменяется конденсацией пара на поверхности ($M < 0$). В отличие от испарения, поверхностная конденсация может происходить и в сверхзвуковом режиме. Согласно [10] в режиме дозвуковой конденсации величины T, M и p связаны только одним соотношением: $p/p_\mathrm{sat} = F(T/T_\mathrm{c}, M)$, в котором переменные T/T_c и M определяются состоянием газодинамического течения. Функция $F(T/T_\mathrm{c}, M)$ определяется заранее из решения уравнения Больцмана и табулируется. Ее значения слабо зависят от температуры, намного сильнее от параметра M и качественно изменяются при переходе через значение $M = -1$. В сверхзвуковом режиме происходит смена граничных условий, т. к. в этом случае все величины на границе зависят от состояния газовой среды вдали от нее и находятся экстраполяцией. Таким образом, для поверхностной конденсации в дозвуковом режиме граничные условия определяются с помощью табулированной функции

$$p/p_\mathrm{sat} = F(T/T_\mathrm{c}, M), \tag{19}$$

а в сверхзвуковом режиме величины T, M и p экстраполируются с помощью уравнений газовой динамики. Экстраполяционный способ определения граничных условий сохраняется и в дозвуковых режимах, если имеет место неравенство $p/p_\mathrm{sat} > 10$.

2.4. Алгоритм численного решения

Система дифференциальных уравнений (1)–(19) решалась конечно-разностным методом. Расчетная сетка по оси r в области $0 < r < L_r = 5$ см включала в себя 50–100 узлов и задавалась более густой в зоне лазерного пятна. Неравномерная сетка вдоль оси z строилась раздельно в конденсированной ($l_z = 0.01$ см, 40 узлов) и газовой ($L_z = 10$ см, 100–200 узлов) средах. В обеих областях сетка сгущалась к поверхности при величине первого шага 2×10^{-6} и 10^{-5} см соответственно. Уравнение теплопроводности с конвективным членом и переменными коэффициентами аппроксимировалось полностью неявной разностной схемой, записанной на пятиточечном шаблоне [37]. Для его решения применялся метод переменных направлений с итерациями. Аппроксимация и алгоритм решения разностных уравнений радиационной газовой динамики приведены в [32, 38]. Алгоритм решения задачи в целом учитывал взаимосвязь процессов и на каждом шаге по времени включал в себя три этапа: решение уравнений в газовой среде, расчет соотношений на межфазной границе и решение уравнения в конденсированной среде. Затем все три этапа объединялись во внешний цикл [16].

3. Анализ результатов и их обсуждение

В численных экспериментах исследовалось импульсное воздействие излучения KrF-лазера с гауссовым распределением интенсивности по времени и пространству. Длительность импульса составляла 20 нс, пиковая интенсивность $G_0 = 2 \times 10^8 - 10^9$ Вт/см^2, радиус пучка $r_f = 0.005$, 0.025 и 0.25 см. При этом в качестве базового рассматривался вариант с $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2 и $r_f = 0.025$ см. В расчетах использовались следующие значения параметров алюминия: $T_b = 2720$ К, $p_b = 1$ бар, $L_v = 1.1 \times 10^4$ Дж/г [39]. Теплопроводность, теплоемкость и плотность задавались с учетом различий для твердой ($T_c < T_m$) и жидкой ($T_c > T_m$) фаз: $\Lambda_c = 2.37$ и 0.75 Вт·см$^{-1}$·К$^{-1}$, $c_p = 0.95$ и 1.2 Дж·г$^{-1}$·К$^{-1}$, $\rho = 2.7$ и 2.33 г/см^3 (температура плавления $T_m = 933$ К) [39]. Температурная зависимость поглощательной способности поверхности $A(T_c)$ определялась выражениями: $A(T_c < T_m) = 0.231$ и $A(T_c > T_m) = 0.64 T_c^{0.4}$ [25]. Согласно второму соотношению, при $T_c = 6000$ К поверхность поглощает примерно половину падающего излучения ($A \approx 50\,\%$).

3.1. Основные этапы испарения и конденсации на поверхности

Основные этапы процессов на поверхности мишени ($z = 0$) опишем с помощью временных зависимостей числа Маха $M(t, r = 0)$, температуры конденсированной среды на поверхности $T_c(t, r = 0)$ и отношения давления насыщенного пара к давлению в плазме $p_{sat}(t, r = 0)/p_{pl}(t, r = 0)$ в центре мишени ($z = 0, r = 0$) (рис.3). Испарение вещества начинается вскоре после начала воздействия, и практически сразу число Маха достигает единицы (рис.3,*а*), однако стадия испарения со скоростью звука оказывается очень непродолжительной. УФ излучение с $\lambda = 0.248$ мкм благодаря большой энергии кванта инициирует в испаренном веществе фотопроцессы и начинает поглощаться в еще достаточно холодных парах. Выделение энергии лазерного импульса сопровождается дальнейшим разогревом пара, усилением поглощения и в итоге приводит к образованию плазмы, характеризующейся высокими (по сравнению с доплазменным состоянием) температурой и давлением. Откликом на возникновение противодавления плазменной среды является резкое уменьшение числа Маха на испаряющейся поверхности, которое после непродолжительного переходного периода становится равным $\sim 0.1 - 0.15$. Именно с таким числом Маха в существенно дозвуковом режиме испарение продолжается примерно до окончания импульса. После завершения воздействия число Маха переходит в область отрицательных значений, соответствующих конденсации.

Сопоставим поведение параметра M с динамикой температуры и давления на поверхности и в плазме. Образование плазмы почти незаметно на кривой температуры T_c (рис.3,*а*), которая продолжает монотонно возрастать в течение ~ 20 нс и только затем, вслед за снижением интенсивности падающего излучения, начинает уменьшаться. С другой стороны, две стадии испарения хорошо видны на кривой отношения давлений (рис.3,*б*). Если в период испарения ($M = 1$) давление насыщенного пара в несколько раз превышает противодавление плазмы, то на стадии дозвукового испарения эти давления сопоставимы: $p_{sat}/p_{pl} \geqslant 1$. Стадии конденсации соответствует отношение давлений, меньшее единицы. Давление

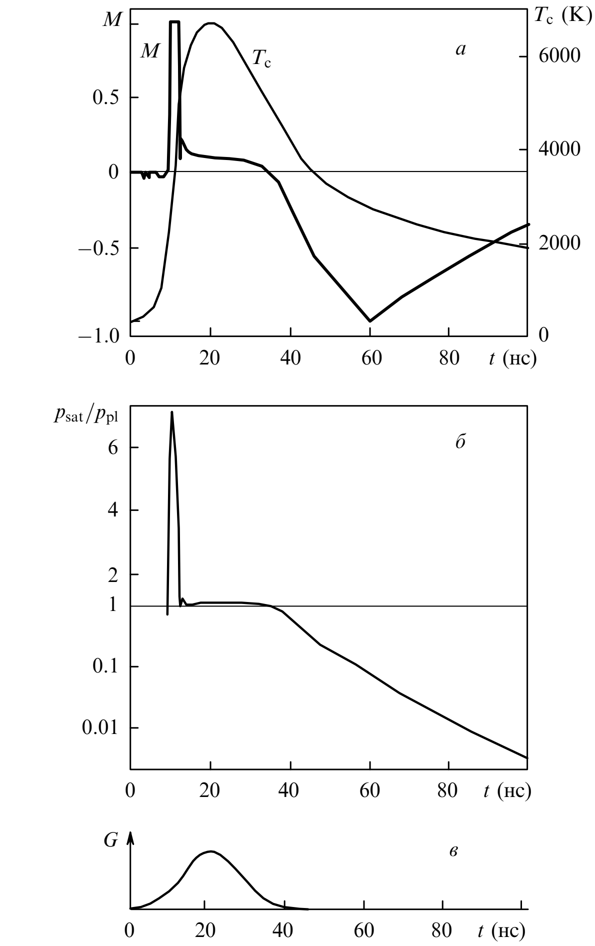

Рис.3. Временные зависимости числа Маха $M(t, r = 0)$, температуры поверхности $T_c(t, r = 0)$ (*а*) и отношения давлений $p_{sat}(t, r = 0)/p_{pl}(t, r = 0)$ (*б*) в центре мишени при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_f = 0.025$ см, а также профиль лазерного импульса $G(t)$ (*в*).

насыщенного пара, экспоненциально убывающее по мере остывания поверхности, уменьшается быстрее, чем давление в плазме, поэтому с течением времени отношение p_{sat}/p_{pl} также уменьшается и в момент времени $t \approx 55$ нс становится равным 0.1. Число Маха на внешней стороне КС при этом достигает -1. Конденсация на поверхности мишени переходит в сверхзвуковой режим, для реализации которого граничное условие, описываемое выражением (19), трансформируется в экстраполяционную процедуру.

Как показывает анализ пространственно-временных зависимостей $v(t, r = 0, z)$, $p(t, r = 0, z)$, $T(t, r = 0, z)$, $M(t, r = 0, z)$ в моменты времени $t = 40$, 60 и 100 нс (рис.4), полученное сверхзвуковое течение развивается и существует в сравнительно узком пространственно-временном диапазоне. Под влиянием газодинамического разлета и радиационных потерь в течение 40 – 100 нс все пространственные характеристики плазмы вблизи поверхности выравниваются и уменьшаются: скорость – в 10 раз, давление – примерно на 2.5 порядка, температура – примерно в 1.5 раза, число Маха в области отрицательных значений – от -1.1 до -0.35. Таким образом, непродолжительный период сверхзвуковой поверхностной конденсации из-за пространственных эффектов вдали от поверхности мишени сменяется дозвуковым режимом конденсации. Отметим, что уменьшение скорости конденсации не связано с перепадом давления на КС, где

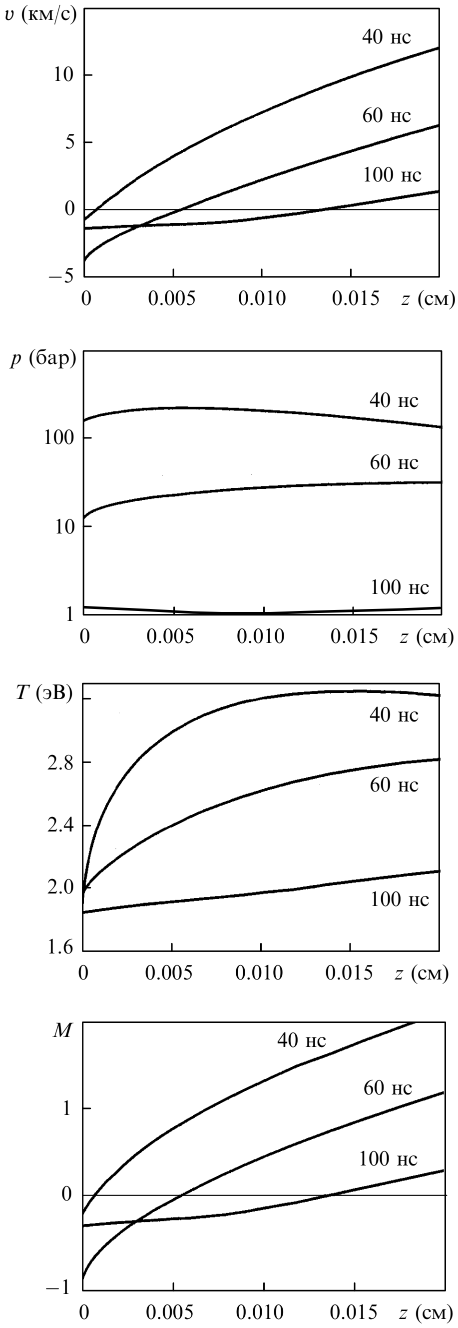

Рис.4. Распределения z-компоненты скорости $v(t, r = 0, z)$, давления $p(t, r = 0, z)$, температуры $T(t, r = 0, z)$ и числа Маха $M(t, r = 0, z)$ в плазме на оси лазерного пучка в различные моменты времени.

вследствие быстрого охлаждения поверхности отношение $p_{\mathrm{sat}}/p_{\mathrm{pl}}$ продолжает уменьшаться и достигает 0.01 (рис.3,*б*).

На рис.5 представлены временные зависимости числа Маха в центре мишени при различных интенсивностях воздействия G_0 и радиусах пучка r_{f}. Для всех интенсивностей, превышающих порог образования плазмы, основные этапы процессов на поверхности соответствуют базовому расчету, при этом с ростом интенсивности испарение начинается раньше, длительность стадии испарения с $M = 1$ уменьшается, а стадии конденсации после окончания воздействия – увеличивается (рис.5,*а*). Уменьшение радиуса пятна фокусировки r_{f} приводит к усилению влияния радиального разлета испаренного вещества и ослаблению конденсации (рис.5,*б*).

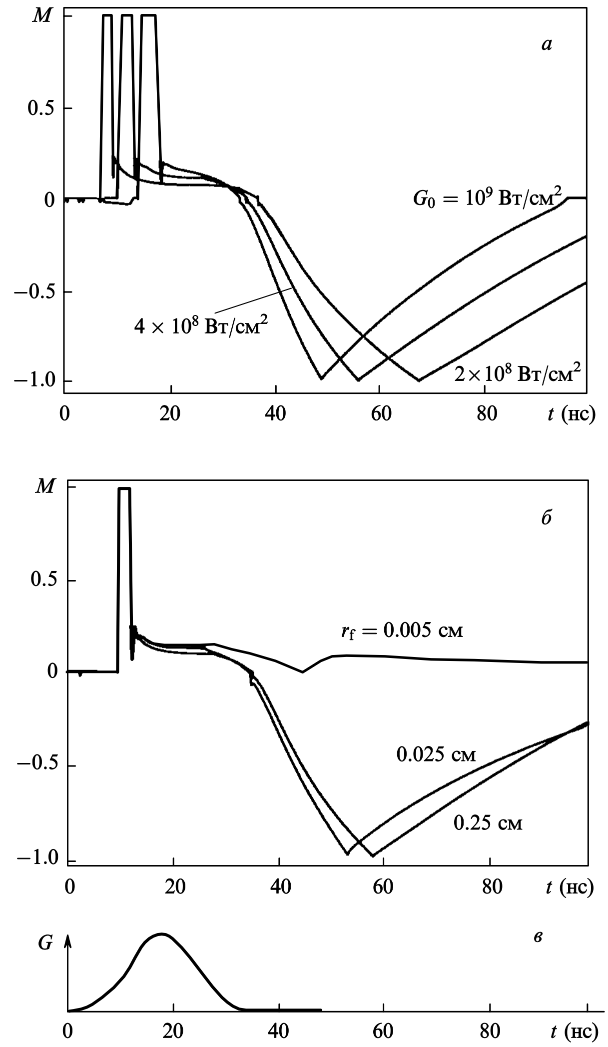

Рис.5. Временные зависимости числа Маха в центре мишени $M(t, r = 0)$ при различных интенсивностях воздействия G_0 и $r_{\mathrm{f}} = 0.025$ см (*а*) и различных радиусах пучка r_{f} и $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2 (*б*), а также профиль лазерного импульса $G(t)$ (*в*).

Одной из наиболее важных оптических характеристик плазмы, является коэффициент пропускания, показывающий, какая часть энергии лазера доходит до поверхности мишени и затрачивается на нагрев и удаление вещества. Коэффициенты пропускания плазмы $T_{\mathrm{pl}}(t, r) = G^-(t, r, z = 0)/G^-(t, r, z = L_z)$, определенные в центре пучка ($r = 0$), на расстояниях $r = r_{\mathrm{f}}/2$ и $r = r_{\mathrm{f}}$ от центра, приведены на рис.6 ($G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_{\mathrm{f}} = 0.025$ см). В центре пучка экранирующее действие плазмы сказывается уже на начальной стадии воздействия – коэффициент пропускания начинает уменьшаться с момента времени $t \approx 10$ нс, достигает минимума (около 30 %) на пике импульса и далее плавно возрастает. Поведение коэффициентов в двух других точках по радиусу качественно аналогично их поведению в центре, но экранирующее действие в этих точках проявляется позже и сказывается в меньшей степени: на расстоянии $r = r_{\mathrm{f}}$ до поверхности доходит 70 % и более падающего излучения.

3.2. Двумерные эффекты: поверхностное испарение

Ход испарительного процесса во всей области воздействия иллюстрируют зависимости числа Маха $M(t, r)$ и отношения давлений $p_{\mathrm{sat}}(t, r)/p_{\mathrm{pl}}(t, r)$ в различные мо-

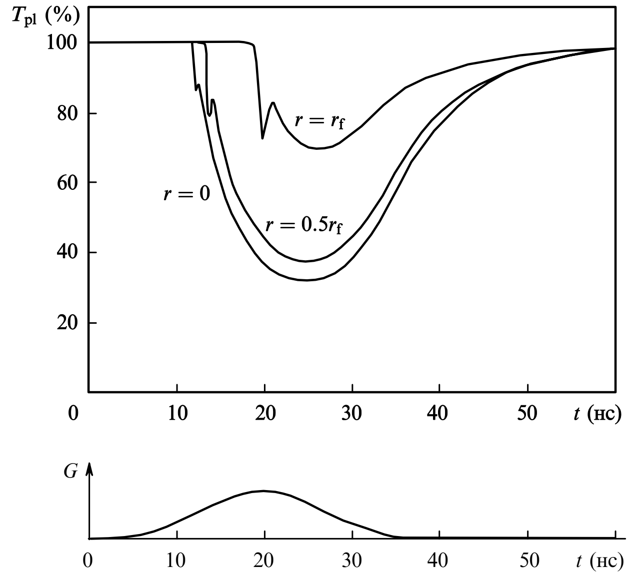

Рис.6. Временные зависимости коэффициента пропускания плазмы $T_{\rm pl}(t,r) = G^-(t,r,z=0)/G^-(t,r,z=L_z)$ при различных r, $G_0 = 5\times10^8$ Вт/см^2, $r_{\rm f} = 0.025$ см и профиль лазерного импульса $G(t)$.

менты времени $t = 12$, 20 и 30 нс (рис.7). При $t = 12$ нс испарение, происходящее со скоростью звука, уже охватило большую часть лазерного пятна, а в центре число Маха начало уменьшаться вследствие нарастающего давления плазмы. В момент времени $t = 20$ нс, соответствующий максимуму интенсивности лазерного импульса, испарение со звуковой скоростью сохраняется только на периферии лазерного пятна в узкой круговой полосе (рис.7,*а*, кривая *2*), где давление насыщенного пара в 5–6 раз превышает давление в плазме (рис.7,*б*, кривая *2*). В остальной области пятна давление насыщенного пара и давление в плазме сравнимы: $p_{\rm sat}/p_{\rm pl} \approx 1$ (но больше 1), а интенсивность испарения примерно одинакова ($M \approx 0.1 - 0.15$). Аналогичная картина сохраняется и при $t = 30$ нс (рис.7,*а, б*, кривые *3*).

Свидетельством влияния плазмы на воздействие лазерного излучения на мишень служат зависимости температуры поверхности $T_{\rm c}(t,r)$ и поглощенной интенсивности $AG^-(t,r,z=0)$, рассчитанные для $t = 10$, 20 и 30 нс (рис.8). Если до образования плазмы распределение температуры в точности повторяет профиль лазерного импульса (рис.8,*а*, кривая *1*), то в более поздние моменты времени распределение температуры по пятну (кривые *2* и *3*) становится значительно более однородным и имеет вид «приплюснутого» колокола. Такое распределение является следствием неоднородности пропускания плазмы (см. рис.6): излучение большей интенсивности в центре пучка экранируется сильнее, чем у его границ, что дает в результате частично выровненный профиль поглощенного излучения (рис.8,*б*, кривые *2* и *3*).

Процесс конденсации паров на поверхности после окончания импульса иллюстрируют зависимости $M(t,r)$,

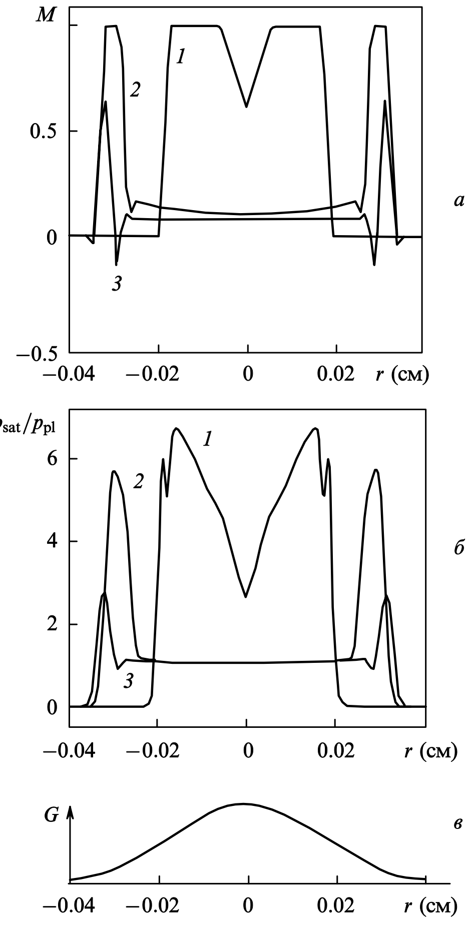

Рис.7. Пространственные распределения числа Маха $M(t,r)$ (*а*) и отношения давлений $p_{\rm sat}(t,r)/p_{\rm pl}(t,r)$ (*б*) в различные моменты времени $t = 12$ (*1*), 20 (*2*) и 30 нс (*3*) при $G_0 = 5\times10^8$ Вт/см^2, $r_{\rm f} = 0.025$ см, а также профиль лазерного импульса $G(r)$ (*в*).

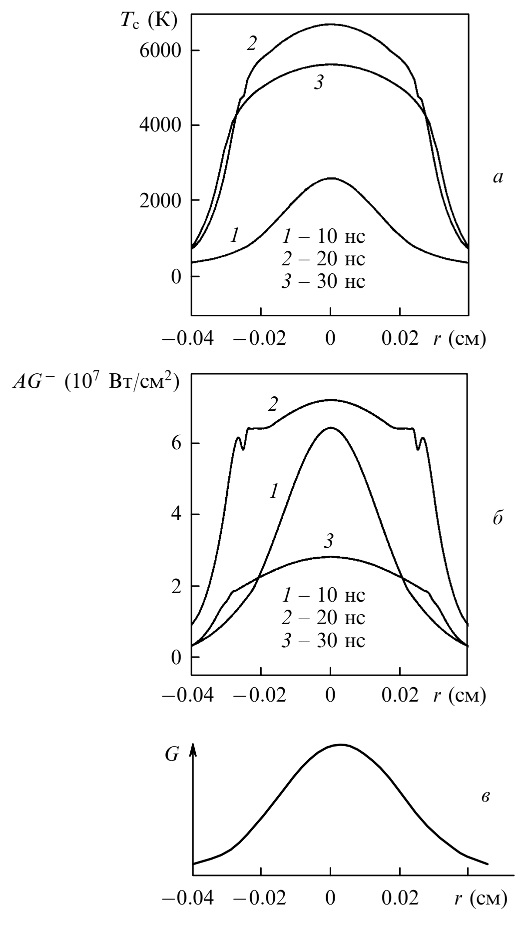

Рис.8. Пространственные распределения температуры $T_{\rm c}(t,r)$ (*а*) и поглощенной на поверхности интенсивности лазерного излучения $AG^-(t,r)$ (*б*) в различные моменты времени при $G_0 = 5\times10^8$ Вт/см^2, $r_{\rm f} = 0.025$ см, а также профиль лазерного импульса $G(r)$ (*в*).

полученные на различных расстояниях от центра (рис.9). Кривая при $r = r_\mathrm{f}$ аналогична зависимости $M(t, r = 0)$ для центра мишени на рис.3. На большем расстоянии от центра (рис.9, кривые при $r = r_\mathrm{f}$ и $2r_\mathrm{f}$) испарения мишени не происходит (положительная часть кривых отсутствует), а конденсация начинается со значительной задержкой по времени (в момент, когда расширяющееся облако плазмы пройдет соответствующее расстояние). Изменение давления над поверхностью $p_\mathrm{pl}(t, r, z = 0)$ и ее температуры $T_\mathrm{c}(t, r, z = 0)$ при $t = 40$, 60 и 100 нс представлено на рис.10. Сопоставление кривых *2* и *3* (рис.10,*а*) показывает, что за счет радиального разлета область плазмы оказывается примерно в два раза больше области испарения и за пределами последней вещество из плазмы конденсируется на почти холодную поверхность (рис.10,*б*).

Суммарный по времени эффект фазовых превращений демонстрируют временные зависимости толщины удаленного слоя H_v, полученные интегрированием скорости фронта: $H_\mathrm{v} = \int V_\mathrm{c} \mathrm{d}t$ (рис.11,*а*,*б*). Распределения $H_\mathrm{v}(t, r)$ для $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_\mathrm{f} = 0.025$ см в различные моменты времени $t = 14$, 20, 40 и 100 нс показывают, что толщина слоя возрастает в течение всего действия импульса и в момент его окончания $t = 40$ нс достигает 1.3×10^{-5} см, а ширина образующейся полости составляет $\sim 3 \times 10^{-2}$ см. В момент времени $t = 100$ нс за счет конденсации толщина слоя в центре полости несколько уменьшается, а по ее краям появляются небольшие выступы. Временные зависимости толщины слоя в центре $H_\mathrm{v}(t, r = 0)$ при различных параметрах воздействия представлены на рис.11,*б*. Увеличение радиуса пятна фокусировки r_f свыше 0.025 см не вызывает заметного роста толщины испаренного слоя (рис.11,*б*, кривые *2*, *3*). Высокое давление плазмы в этих случаях сдерживает испарение, усиливая одновременно роль поверхностной конденсации, что проявляется в снижении значений H_v с течением времени. Уменьшение параметра r_f в два раза приводит к заметному ослаблению плазменных эффектов из-за усиления радиального разлета и, как следствие, к уменьшению влияния поверхностной конденсации и увеличению толщины испаренного слоя примерно на 25 % (кривая *1*). При увеличении интенсивности облучения G_0 до 10^9 Вт/см^2 толщина удаленного слоя также возрастает примерно в два раза (кривая *4*).

3.3. Двумерные эффекты: плазма

Рассмотрим пространственно-временную эволюцию плазменного облака, оказывающую определяющее вли-

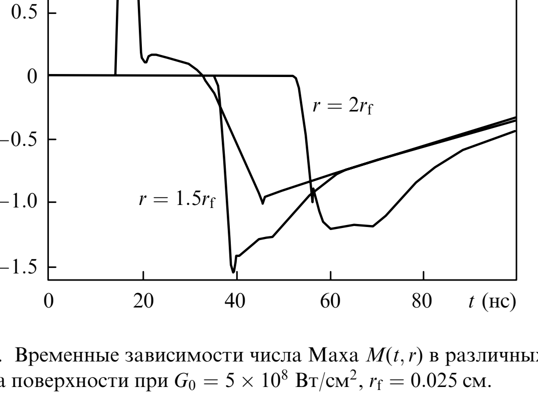

Рис.9. Временные зависимости числа Маха $M(t, r)$ в различных точках на поверхности при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_\mathrm{f} = 0.025$ см.

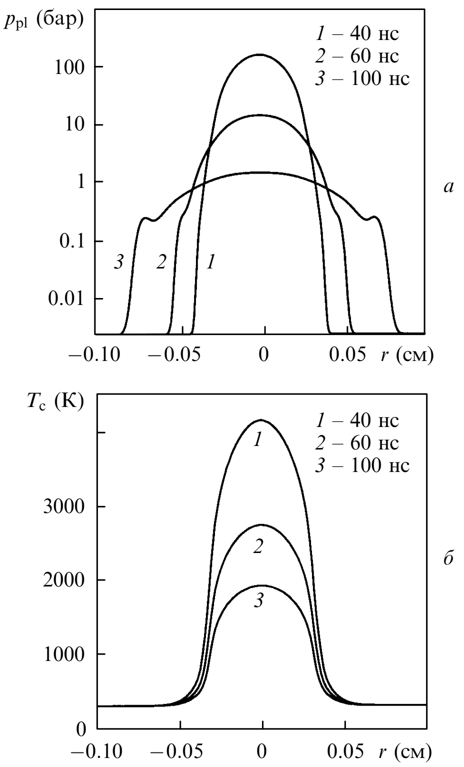

Рис.10. Пространственные распределения давления в плазме на границе КС $p_\mathrm{pl}(t, r, z = 0)$ (*а*) и температуры поверхности $T_\mathrm{c}(t, r, z = 0)$ (*б*) в различные моменты времени после окончания импульса при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_\mathrm{f} = 0.025$ см.

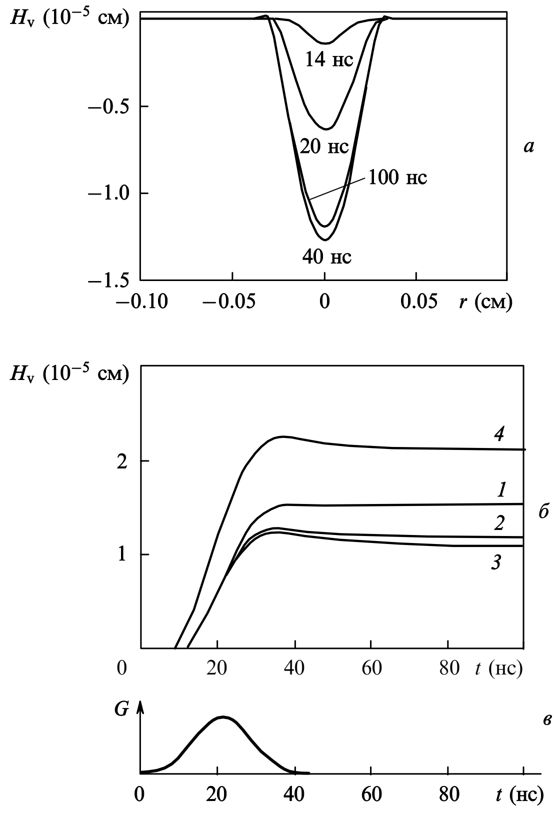

Рис.11. Пространственные распределения толщины испаренного слоя $H_\mathrm{v}(t, r)$ в различные моменты времени при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_\mathrm{f} = 0.025$ см (*а*) и временные зависимости $H_\mathrm{v}(t, r = 0)$ при интенсивностях воздействия $G_0 = 5 \times 10^8$ (*1–3*) и 10^9 Вт/см^2 (*4*) и радиусах пучка $r_\mathrm{f} = 0.005$ (*1*), 0.025 (*2*, *4*) и 0.25 см (*3*) (*б*), а также профиль лазерного импульса $G(t)$ (*в*).

яние на фазовые превращения поверхности. Общее представление о состоянии плазмы можно составить с помощью анализа двумерных распределений температуры $T(t,r,z)$, давления $p(t,r,z)$ и скорости пара $\boldsymbol{V}(t,r,z)$, приведенных на рис.12 и относящихся к двум моментам времени: $t = 25$ и 60 нс. Распределение температуры показывает, что в период воздействия наиболее горячая область плазмы находится непосредственно у поверхности и имеет относительно невысокую температуру – около 3 эВ. Как было установлено, именно в этой области происходит выделение энергии лазерного излучения. Нагретая область с высокой плотностью, определяемой вылетающим с поверхности паром, приводит к формированию у поверхности зоны высокого давления, превышающего 1000 бар, значительно замедляющего процесс испарения и обуславливающего столь небольшое число Маха на дозвуковой стадии испарения. Разлет облака идет преимущественно в направлении от поверхности, скорость разлета в боковом направлении незначительна. После окончания воздействия ($t = 60$ нс) картина в плазме становится существенно иной (рис.12,*в*, *г*). Область с максимальной температурой и давлением смещена от поверхности, и ее разлет происходит не только в сторону внешних границ, но и в сторону поверхности мишени.

Более точную количественную картину процессов в плазме дают зависимости температуры $T(t, r = 0, z)$, плотности $\rho(t, r = 0, z)$ и z-компоненты скорости $v(t, r = 0, z)$ в различные моменты времени $t = 20$, 30, 60 и 100 нс вдоль оси лазерного пучка ($r = 0$) (рис.13). В частности, по ним видно, что максимум температуры при $t = 20$ и 30 нс составляет 3.2 – 3.5 эВ и расположен на расстоянии $\sim$0.01 см от поверхности при характерной плотности $\rho = 1 - 5 \times 10^{-3}$ г/см^3. Расширение плазменного облака происходит как в течение импульса, так и после его окончания. При $t = 100$ нс его размер достигает 0.25 см $= 10r_f$. Расширение сопровождается медленным охлаждением плазменного образования примерно до 2 эВ. Еще медленнее снижается скорость разлета, достигающая 15 км/с, что приводит к быстрому уменьшению плотности плазмы до $\sim 10^{-5}$ г/см^3 при $t = 100$ нс.

Величину и роль теплового излучения в плазме позволяют проанализировать зависимости z-компоненты радиационного потока на оси лазерного пучка $q_z(t, r = 0, z)$ (рис.14,*а*) и на поверхности мишени $q_z(t, r, z = 0)$

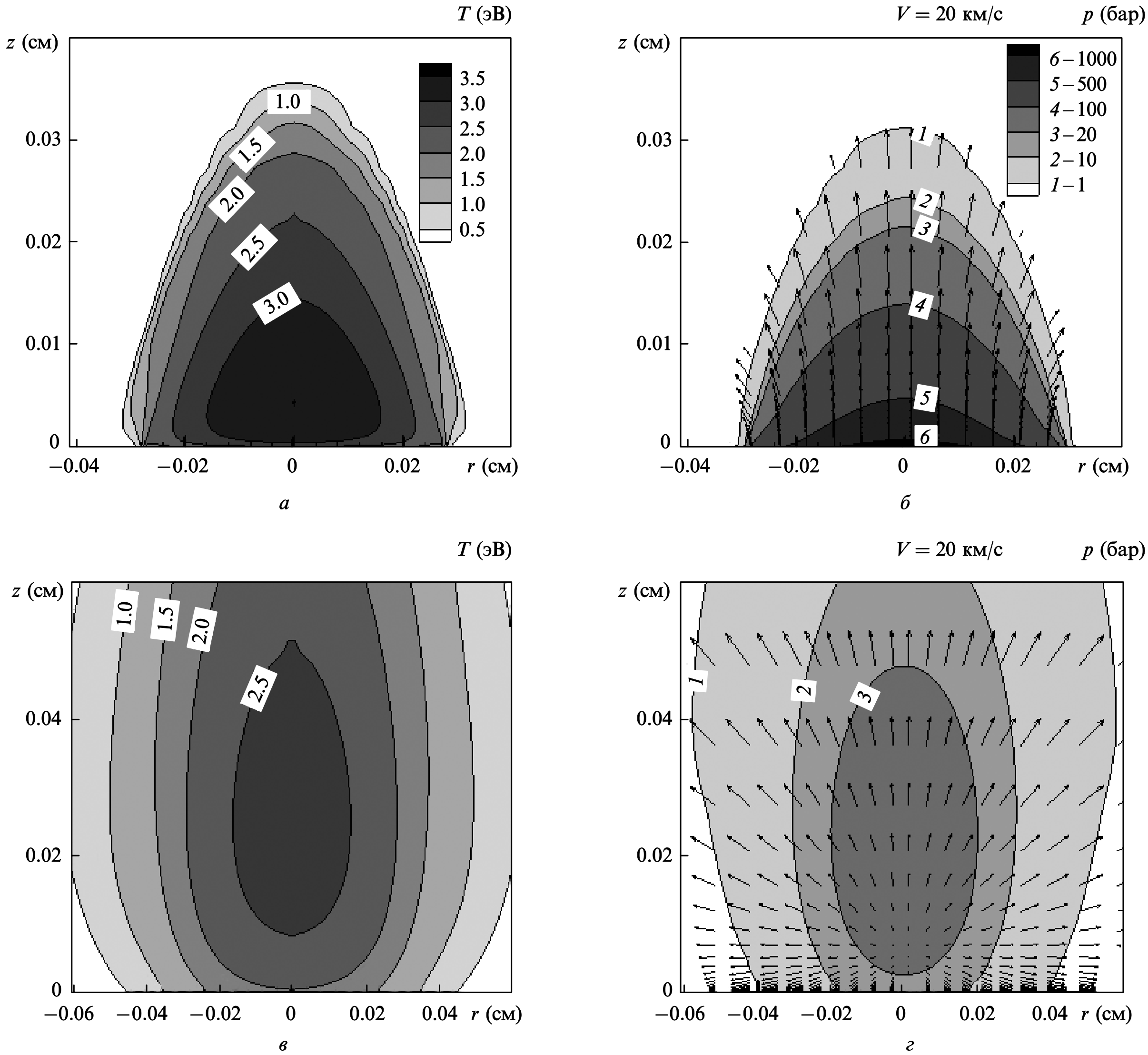

Рис.12. Распределения температуры $T(t,r,z)$ (*а*, *в*), давления $p(t,r,z)$ и вектора скорости $V(t,r,z)$ (*б*, *г*) в плазме в моменты времени $t = 25$ (*а*, *б*) и 60 нс (*в*, *г*) при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_f = 0.025$ см.

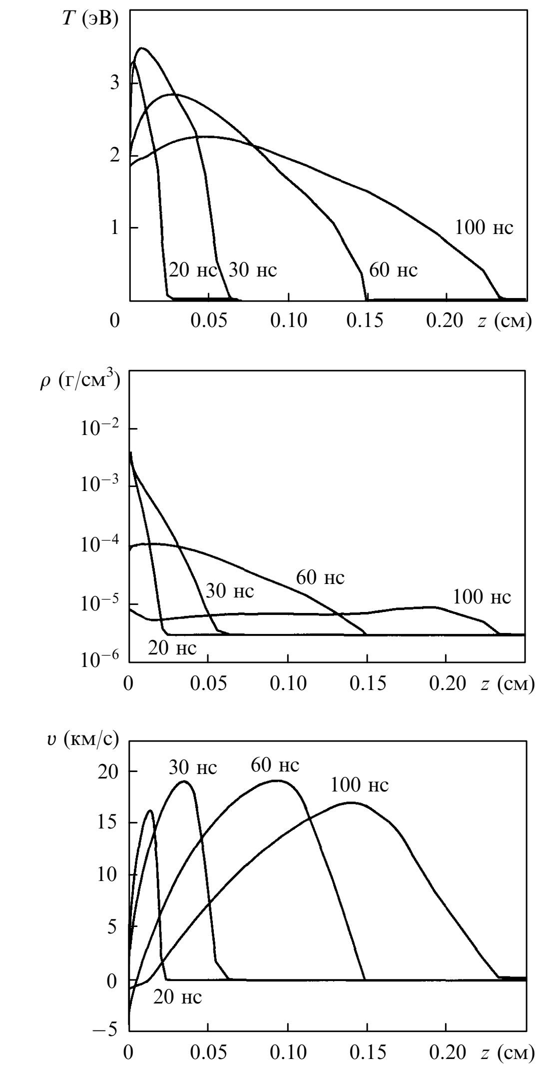

Рис.13. Распределения температуры $T(t, r = 0, z)$, плотности $\rho(t, r = 0, z)$ и z-компоненты скорости $v(t, r = 0, z)$ плазмы в различные моменты времени при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_\mathrm{f} = 0.025$ см.

(рис.14,*б*). В период воздействия радиационный поток $q_z^{\max} \approx 6.8 \times 10^6$ Вт/см^2 формируется в области вблизи мишени и высвечивается в направлении внешних границ (рис.14,*а*). Излом кривых соответствует положению границ облака в данный момент времени. Максимальный поток в направлении мишени слабее примерно в два раза (3.5×10^6 Вт/см^2) и воздействует на поверхность в тех же границах, что и лазерное излучение. По абсолютной величине радиационный поток значительно слабее лазерного вследствие относительно невысокой температуры плазмы.

Изменения параметров плазменного облака при изменении интенсивности и радиуса лазерного пучка рассмотрим на примере распределений температуры T ($t =$ 30 нс, $r = 0$, z) (рис.15). Увеличение интенсивности воздействия в два раза (до 10^9 Вт/см^2) привело к повышению максимальной температуры в 1.5 раза (примерно до 4.5 эВ). В условиях двумерного разлета при малом радиусе воздействия ($r_\mathrm{f} = 0.005$ см) температура плазмы и размер занимаемой ею области уменьшаются, тогда как при $r_\mathrm{f} =$ 0.025 и 0.25 см распределения почти идентичны. Для всех режимов воздействия максимум температуры (и зона энерговыделения) находится вблизи поверхности.

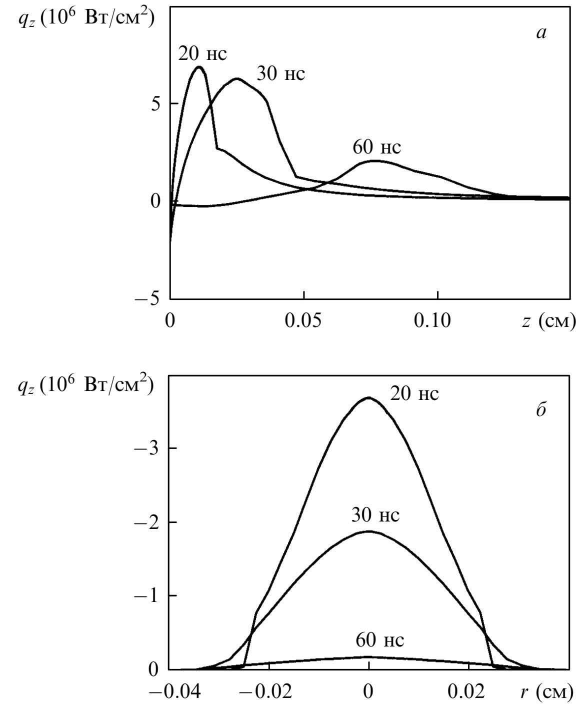

Рис.14. Распределения z-компоненты радиационного потока плазмы на оси лазерного пучка $q_z(t, r = 0, z)$ (*а*) и на поверхности мишени $q_z(t, r, z = 0)$ (*б*) в различные моменты времени при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_\mathrm{f} = 0.025$ см.

4. Сравнение двумерной модели с теорией и экспериментом

Импульсное воздействие эксимерных лазеров в наносекундном диапазоне длительностей на мишень из алюминия в вакууме рассматривалось в ряде экспериментальных работ [40–43]. Однако ни в одной из этих работ не содержится всей совокупности количественных характеристик лазерно-плазменного факела, поэтому сравнение с ними проводится лишь по отдельным аспектам.

4.1. Излучательная способность плазмы

Излучательную способность плазмы можно охарактеризовать с помощью коэффициента испускания ε, представляющего собой отношение потока излучения плазмы $q_z^{\max}$ к потоку равновесного излучения абсолютно черного тела $q_\mathrm{b} = \sigma T^4$, где σ – постоянная Стефана–

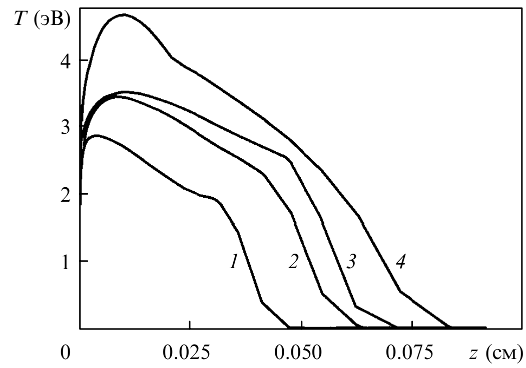

Рис.15. Распределения температуры T ($t = 30$ нс, $r = 0$, z) плазмы на оси лазерного пучка при интенсивностях воздействия $G_0 = 5 \times 10^8$ (*1–3*) и 10^9 Вт/см^2 (*4*) и радиусах пучка $r_\mathrm{f} = 0.005$ (*1*), 0.025 (*2, 4*) и 0.25 см (*3*).

Больцмана. При $t = 20$ нс, $T_{\max} = 3.3$ эВ, $q_b = 1.25 \times 10^7$ Вт/см^2 получаем $q_z^{\max} = 6.75 \times 10^6$ Вт/см^2, $\varepsilon = q_z^{\max}/q_b = 0.54$, а при $t = 30$ нс, $T_{\max} = 3.5$ эВ, $q_b = 1.58 \times 10^7$ Вт/см^2 имеем $q_z^{\max} = 6.0 \times 10^7$ Вт/см^2, $\varepsilon = q_z^{\max}/q_b = 0.38$. Таким образом, максимальный поток излучения, покидающего плазму, равен примерно половине теоретически возможного.

Вычисленные значения излучательной способности плазмы можно сопоставить с данными теоретической работы [44] (см. там же рис.10,*б*), в которой на основе упрощенной двухслойной модели исследованы температурные зависимости излучательной способности плазменных образований разной оптической толщины в температурном диапазоне 2–20 эВ, соответствующем воздействию лазерного излучения с интенсивностью $10^6 - 10^{10}$ Вт/см^2 на пары́ алюминия в вакууме. Так, при температуре $T = 3.5$ эВ, плотности $\rho = 1.2 \times 10^{-3}$ г/см^3 и толщине плазменного слоя $L_{\rm pl} = 0.03$ см коэффициент испускания $\varepsilon \approx 0.65$, а для меньшей толщины ($L_{\rm pl} = 0.01$ см) имеем $\varepsilon \approx 0.4$. Эти значения достаточно хорошо согласуются с данными наших расчетов.

4.2. Порог плазмообразования

В работе [40] было рассмотрено воздействие на алюминиевую мишень излучения KrF-лазера с $\lambda = 0.248$ мкм и длительностью импульса 15 нс. Для данного режима был определен порог образования плазмы, идентифицируемый по резкому возрастанию испускания и составивший 1.2×10^8 Вт/см^2. В расчетах получено примерно такое же значение пороговой интенсивности ($G \approx 10^8$ Вт/см^2), определенное по резкому возрастанию температуры в испаренном веществе. В [41] с помощью спектроскопических методов было установлено, что при более высокой интенсивности (4×10^8 Вт/см^2) происходит образование плотной, сильно ионизованной плазмы в состоянии термодинамического равновесия. В расчетах для этого же режима характерная температура плазмы составляла ~2.5 эВ.

4.3. Пространственно-временные характеристики плазмы

В работе [42] приводятся экспериментальные данные по воздействию на алюминиевую мишень излучения XeCl-лазера с $\lambda = 0.308$ мкм, длительностью импульса 20 нс и интенсивностью $10^8 - 10^9$ Вт/см^2. Спектральные и зондовые измерения температуры и концентрации электронов проводились на расстоянии 0.02 см от мишени и начинались с момента времени $t \approx 50$ нс, когда интенсивность свечения достигала максимума. Температура электронов $T_{\rm e}^{\rm exp}$ определялась по относительной интенсивности спектральных линий однократно ионизованного атома алюминия с $\lambda = 466$ и 559 нм. Концентрация электронов $N_{\rm e}^{\rm exp}$ в различные моменты времени оценивалась по поглощению в факеле излучения лазера на красителе ($\lambda = 594$ нм) с учетом температуры плазмы и динамики ее расширения.

Моделирование режима воздействия с $G_0 = 9 \times 10^8$ Вт/см^2, выполненное с помощью локально-равновесной модели (1)–(19), дополненной системой уравнений Саха, позволило определить пространственно-временное распределение равновесных значений температуры T и концентрации электронов $N_{\rm e}$. Сравнение расчетных зависимостей $T\,(t, r = 0, z = 0.02$ см) и $N_{\rm e}\,(t, r = 0, z = 0.02$ см) с экспериментальными (рис.16,*а*) показало, что в течение

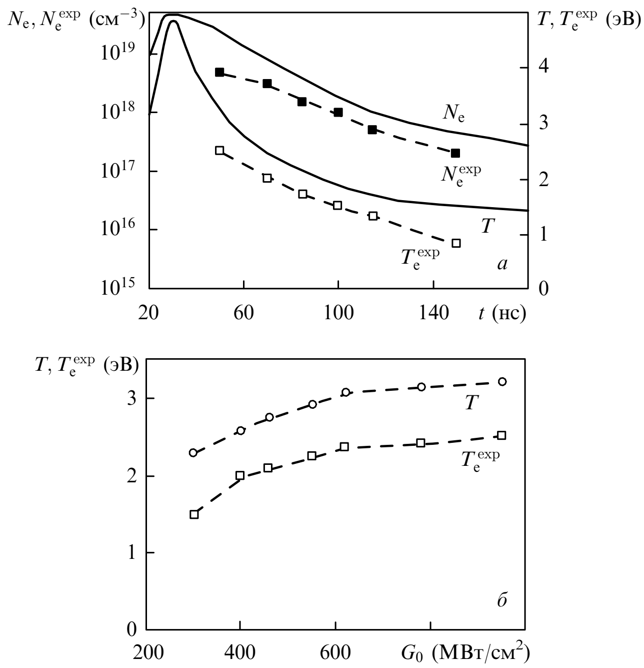

Рис.16. Сравнение экспериментальных [42] временных зависимостей температуры $T_{\rm e}^{\rm exp}$ и концентрации $N_{\rm e}^{\rm exp}$ электронов с расчетными кривыми $T(t, r = 0, z = 0.02\,$см) и $N_{\rm e}(t, r = 0, z = 0.02\,$см) при $G_0 = 9 \times 10^8$ Вт/см^2, $\lambda = 0.308$ мкм, длительность импульса $\tau = 20$ нс (*а*), а также экспериментальные ($T_{\rm e}^{\rm exp}$ ($t = 50$ нс)) и расчетные ($T(t = 50$ нс, $r = 0$, $z = 0.02$ см)) зависимости температуры в плазме от интенсивности G_0 (*б*).

50–120 нс расчетная температура превышает экспериментальную на 20 %–25 %, а в более поздний период расхождение температур несколько увеличивается. Расчетная концентрация электронов превышает экспериментальную в два–три раза. Согласно результатам расчетов, максимальные значения исследуемых характеристик плазмы достигаются за время действия импульса $t \approx 25 - 30$ нс и превышают (по температуре в два раза, по концентрации – на порядок) экспериментальные значения в момент начала наблюдения $t \approx 50$ нс.

Расчетные значения температуры T ($t = 50$ нс, $r = 0$, $z = 0.02$ см), полученные для различных интенсивностей лазерного излучения G_0, превышают соответствующие экспериментальные значения на 0.7–0.8 эВ (рис.16,*б*). Ход двух кривых при этом идентичен и демонстрирует постепенное снижение эффективности нагрева плазмы лазерным излучением с ростом температуры.

4.4. Энерговклад в мишень и плазму

Исследование основных каналов распределения и трансформации энергии в системе лазерное излучение–эрозионная плазма–мишень при воздействии импульсов излучения XeCl-лазера с длительностью 20 нс и интенсивностью 10^9 Вт/см^2 выполнено в [30, 43].

В табл.1 представлены экспериментальные и расчетные значения различных составляющих энергии лазерного излучения. Полагая для простоты полную энергию

Табл.1.

Данные	$A_{\rm h}$	$A_{\rm v}$	$A_{\rm pl}$	$R_{\rm ref}$	$H_{\rm v}$ (мкм)
Экспериментальные	0.2 ± 0.05	0.21 ± 0.1	0.29 ± 0.1	0.3 ± 0.05	0.8 ± 0.25
Расчетные	0.08	0.12	0.51	0.29	0.3

E лазерного импульса равной 1, можно записать выражение для энергобаланса системы в следующем виде:

$$E = 1 \approx A_{\mathrm{h}} + A_{\mathrm{v}} + R_{\mathrm{ref}} + A_{\mathrm{pl}}, \tag{20}$$

где A_{h} – переданная в мишень тепловая энергия, измеряемая в эксперименте термопарой; A_{v} – энергия, затраченная на нагрев и испарение слоя, толщина которого H_{v} определялась путем измерения глубины кратера; R_{ref} – отраженная энергия, определяемая с помощью окружающей мишень интегрирующей сферы; A_{pl} – энергия, выделившаяся в плазме при прохождении через нее падающего и отраженного пучков и определяемая из выражения (20).

Те же величины были определены расчетным путем: A_{h} и A_{pl} – интегрированием по пространству внутренней энергии мишени и полной энергии плазмы в момент окончания расчета, A_{v} – интегрированием по поверхности и времени затрат энергии, связанных с потоком испаренного вещества, а R_{ref} – из выражения (20).

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных указывает на то, что доля поглощенной в плазме энергии в расчетах оказывается завышенной, а затраченной на нагрев и испарение мишени – заниженной. На недооценку энерговклада в мишень указывает и тот факт, что толщина испаренного слоя в расчетах оказывается примерно в два раза меньшей. Наиболее вероятными причинами расхождений теоретических результатов с экспериментальными данными являются весьма приближенная зависимость поглощательной способности поверхности мишени от температуры $A(T_{\mathrm{c}})$ и использование для описания поведения плазмы локально термодинамически-равновесной модели радиационной газовой динамики.

Иллюстрацией того, сколь велико влияние плазмы на процесс испарения, может служить сравнение зависимостей толщины испаренного слоя в центре пятна $H_{\mathrm{v}}(t, r = 0)$ (рис.17), рассчитанных по модели (1) – (19) с учетом образования плазмы и без учета поглощения лазерного излучения в паре и образования плазмы. В отсутствие плазмы толщина испаренного слоя возрастает примерно в четыре раза и превышает 1 мкм.

В целом на основании проведенного сопоставления можно утверждать, что результаты моделирования качественно, а в ряде случаев и количественно, согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

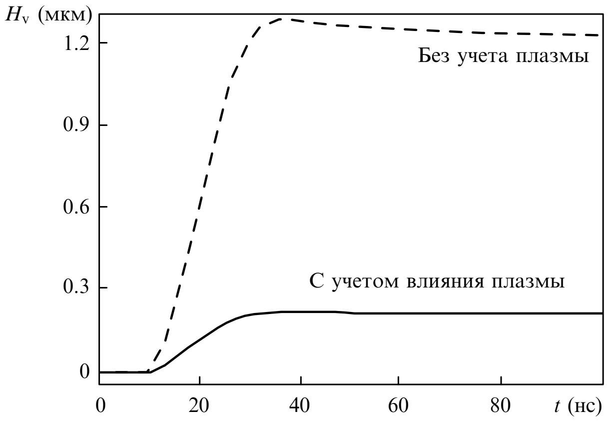

Рис.17. Временные зависимости толщины испаренного слоя $H_{\mathrm{v}}(t, r = 0)$, рассчитанной с учетом (сплошная кривая) и без учета (штриховая кривая) поглощения лазерного излучения в плазме при $G_0 = 5 \times 10^8$ Вт/см^2, $r_{\mathrm{f}} = 0.025$ см.

5. Заключение

Выполненное исследование позволило выявить следующие особенности фазовых переходов на поверхности алюминия и процессов в плазме при воздействии импульсов излучения KrF-лазера с интенсивностью $2 \times 10^8 - 10^9$ Вт/см^2 и длительностью 20 нс:

– Лазерная плазма, образующаяся в пара́х алюминия под действием УФ излучения, не обладает оптической толщиной, достаточной для полной экранировки поверхности. Вследствие этого испарение мишени происходит в течение всего лазерного импульса и имеет две характерные стадии: испарение со скоростью звука ($M = 1$) в начальный период и дозвуковое испарение ($M \ll 1$) после возникновения плазмы.

– С образованием плазмы почти на всей облучаемой поверхности ($|r| < r_{\mathrm{f}}$), за исключением узкой периферийной зоны вблизи границы пучка ($|r| > r_{\mathrm{f}}$), устанавливается дозвуковой режим испарения с мало изменяющейся по $|r|$ скоростью, при которой $M \approx 0.1 - 0.15$. В периферийной зоне влияние поглощенного излучения с относительно невысокой интенсивностью компенсируется быстро убывающим давлением, что приводит к установлению испарения с максимально высокой скоростью ($M \approx 1$).

– Структура плазмы в период воздействия характеризуется наличием узкой прилегающей к поверхности области, в которой выделяется основная доля энергии лазера и достигается максимальная, относительно невысокая температура ($\sim 3 - 4.5$ эВ). Соответствующее ей давление ~ 1 кбар оказывается достаточным для существенного замедления вылета пара с поверхности. Влияние противодавления зависит от радиуса пятна фокусировки. В рассматриваемых режимах воздействия оно становится исчезающе малым при $r_{\mathrm{f}} < 0.01$ см.

– Суммарное влияние лазерной плазмы на процесс испарения проявляется в существенном (в 2 – 4 раза) снижении выноса вещества из зоны облучения.

– Поверхностная конденсация при воздействии УФ лазерного излучения начинается после окончания импульса. Испаренное вещество конденсируется на поверхности, как в испаренной полости, так и на некотором расстоянии от нее, вследствие бокового расширения плазменного облака.

– Поток собственного излучения плазмы, формирующийся в ядре и высвечиваемый в направлении внешних границ, достигает 50 % и более от потока равновесного излучения Планка, поток в направлении мишени слабее примерно в два раза. Вследствие невысокой температуры влияние излучения плазмы на происходящие процессы при воздействии лазерными импульсами наносекундной длительности значительно меньше, чем при воздействии импульсами микросекундной длительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-01-00701).

1. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. В кн. *Физика высоких плотностей энергии.* Под ред. П.Кальдеролы, Г.Кнопфеля (М.: Мир, 1974, с. 311).
2. Романов Г.С., Пустовалов В.К. *Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук*, № 4, 84 (1967).
3. Анисимов С.И. *ЖЭТФ*, **54**, 339 (1968).

4. Knight Ch.J. *AIAA J.*, **17**, 519 (1979).
5. Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 6, 3 (1982).
6. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. *ЖТФ*, **52**, 684 (1982).
7. Crout D. *J. Math. Phys.*, **15**, 1 (1936).
8. Мажукин В.И., Прудковский П.А., Самохин А.А. *Математическое моделирование*, **5**, 3 (1993).
9. Kryukov A.P. *J. Heat Transfer Research*, **24**, 984 (1992).
10. Sone Y., Takata S., Golse F. *Phys. Fluids*, **13**, 324 (2001).
11. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 1 (1990).
12. Мажукин В.И., Самохин А.А. *ДАН СССР*, **281**, 830 (1985).
13. Aden M., Beyer E., Herziger R. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **23**, 655 (1990).
14. Mazhukin V.I., Samarskii A.A. *Serveys on Mathematics for Industry*, **4**, 85 (1994).
15. Мажукин В.И., Пестрякова Г.А. *ДАН СССР*, **278**, 843 (1984).
16. Мажукин В.И., Пестрякова Г.А. *Ж. выч. мат. и мат. физ.*, **25**, 1697 (1985).
17. Бреславский П.В., Мажукин В.И. *Препринт ВЦММ РАН № 2* (М., 1992).
18. Jeong S.H., Greif R., Russo R.E. *Appl. Surf. Sci.*, **127 – 129**, 177 (1998).
19. Gusarov A.V., Smurov I. *Phys. Fluids*, **14**, 4242 (2002).
20. Knight Ch.J. *AIAA J.*, **20**, 950 (1982).
21. Мажукин В.И., Самохин А.А. *Квантовая электроника*, **11**, 2432 (1984).
22. Бергельсон В.И., Немчинов И.В. *Квантовая электроника*, **5**, 2123 (1978).
23. Phipps C., Dreyfus R., in *Laser Microprobe Mass Analysis*. Ed. by A.Vertes, R.Gijbels, F.Adams (New York: John Wiley & Sons, 1993, p. 2).
24. Vertes A., Dreyfus R.W., Platt D.E. *IBM J. Res. Dev.*, **38**, 1 (1994).
25. Романов Г.С., Станкевич Ю.А. *Физика и химия обработки материалов,* № 4, 15 (1981).
26. Зубов В.И., Кривцов В.М., Наумова И.Н., Шмыглевский Ю.Д. *Ж. выч. мат. и мат. физ.*, **23**, 1520 (1983).
27. Aden M., Kreutz E.W., Voss A. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **25**, 1545 (1993).
28. Ho J.R., Grogoropoulos C.P., Humphrey J.A.C. *J. Appl. Phys.*, **79**, 7205 (1996).
29. Metev S.M., Veiko V.P. *Laser-Assisted Microtechnology* (Berlin: Springer-Verlag, 1998).
30. Gorbunov A. *Laser-Assisted Synthesis of Nanostructured Materials. Fortschr.-Ber. VDI* (Dusseldorf, VDI Verlag, 2002, v. 9, No. 357).
31. Carslaw H.S., Jaeger J.G. *Conduction of Heat in Solids* (Oxford: Clarendon, 1959).
32. Четверушкин Б.Н. *Математическое моделирование динамики излучающего газа* (М.: Наука, 1985).
33. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1965).
34. Калиткин Н.Н., Ритус И.В., Миронов А.М. *Препинт ИПМ АН СССР № 6* (М., 1983).
35. Романов Г.С., Степанов К.Л., Сыркин М.И. *Оптика и спектроскопия*, **53**, 642 (1982).
36. Aoki K., Sone Y., Yamada T. *Phys. Fluids A*, **2**, 1867 (1990).
37. Самарский А.А. *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1977).
38. Волчинская М.И., Мажукин В.И., Четверушкин Б.Н., Чурбанова Н.Г. *Ж. выч. мат. и мат. физ.*, **23**, 1177 (1983).
39. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
40. Rothenberg J.E., Koren G. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 664 (1984).
41. Hermann J., Vivien C., Carricato A.P., Boulmer-Leborgne C. *Appl. Surf. Sci.*, **127 – 129**, 645 (1998).
42. Гайдаренко Д.В., Леонов А.Г., Чехов Д.И. *Физика плазмы,* **17** (8), 918 (1991).
43. Агеев В.П., Горбунов А.А., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **16**, 1214 (1989).
44. Weyl G. *J. Thermophysics and Heat Transfer*, **8**, 229 (1994).