

УДК 544.032.65

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО РАЗМЕРА ОБЛАСТИ ИСПАРЕНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

А. А. Морозов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
E-mail: morozov@itp.nsc.ru

Проведено исследование влияния пространственной неоднородности температуры поверхности на размер кратера, образующегося при импульсной лазерной абляции. Предполагается, что температура поверхности линейно зависит от энергии лазерного излучения. Выведены аналитические формулы, определяющие эффективный радиус области испарения, характерные значения температуры поверхности, с которой происходит испарение, и глубины испарения в случае гауссова распределения энергии лазерного излучения. Показано, что полученные аналитические зависимости хорошо согласуются с известными результатами численных расчетов.

Ключевые слова: тепловая модель импульсной лазерной абляции, неоднородность температуры поверхности.

DOI: 10.15372/PMTF20180509

Введение. Лазерная абляция представляет собой процесс удаления вещества с твердой поверхности в результате импульсного лазерного облучения. Импульсная лазерная абляция широко применяется для напыления тонких пленок, пробоотбора при анализе вещества, чистки, обработки и структурирования поверхностей, синтеза наноматериалов и т. д. Описанию процессов поглощения в мишени лазерного излучения наносекундной длительности и умеренной мощности, типичной для напыления тонких пленок, а также процессов нагрева и последующего испарения вещества посвящено большое количество работ. Обычно в этих работах используется одномерное уравнение теплопроводности для твердого тела с граничным условием в виде неподвижной [1–3] или движущейся [4–8] поверхности, с которой происходит испарение частиц. Скорость движения фронта испарения (и соответственно поток испаряющихся частиц) определяется в результате анализа баланса энергии на поверхности испарения [1, 2] или в соответствии с законом Герца — Кнудсена [3–8]. Полученное уравнение решается аналитически или численно. В модели обычно учитывается ослабление лазерного пучка в формирующемся газовом факеле [2–6].

Считается, что в случае наносекундной лазерной абляции при умеренной интенсивности лазерного излучения (до $10 \div 20$ Дж/см²) реализуется режим нормального испарения. Рассчитанная для такого режима испарения глубина абляции хорошо согласуется с результатами измерений глубины абляции для различных материалов: металлов [3, 8–10],

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 16-01-00489, 18-08-00501).

© Морозов А. А., 2018

графита [9], полупроводников [9, 11]. Следует отметить, что для рассматриваемых условий глубина абляции может достигать 0,3 мкм.

Существует достаточно много работ, в которых исследуется влияние пространственной неоднородности лазерного пучка как на пространственное распределение температуры в облучаемом теле, так и на форму образующегося кратера [7, 12–17]. Однако результаты этих исследований сложно сравнивать и обобщать, поскольку в случае учета теплофизических свойств вещества задача становится многопараметрической.

Результаты расчета процесса тепловой абляции (эволюция и пространственное распределение температуры поверхности и скорости испарения) необходимы для определения начальных граничных условий при анализе процесса разлета продуктов лазерной абляции. Эти данные определяют начальную плотность факела, динамику разлета частиц газа и распределение частиц, пролетающих через детектор. Времяпролетное распределение частиц является одной из основных характеристик режима абляции, измеряемых в эксперименте и используемых для непосредственного сравнения с результатами численного моделирования [18].

При решении задачи о газодинамических процессах при лазерной абляции в наиболее простой постановке предполагается, что температура поверхности испарения одинакова во всей области испарения и не меняется со временем, а соответствующий поток частиц с поверхности является постоянным [19–23]. Такая модель, несмотря на ее простоту, достаточно реалистична, поскольку основной поток испаряющихся частиц движется от центральной части области испарения, где температура близка к максимальной. Преимуществом такой модели является использование только двух параметров (глубины испарения и радиуса области испарения), что упрощает вывод обобщающих закономерностей динамики разлета частиц газа. При теоретическом анализе реальных экспериментальных данных необходимо корректно проводить сравнение режимов с постоянной и переменной температурой поверхности. Если известна форма кратера, определенная на основе двумерного расчета, можно вычислить его среднюю глубину и, зная общее количество испаренного вещества, получить эффективный радиус области испарения. Следует отметить, что испарение происходит в основном в центральной части области испарения, поэтому эффективный радиус этой области может быть в несколько раз меньше радиуса области облучения. Однако если численный двумерный расчет не проводится, определение эффективного размера области испарения становится нетривиальной задачей. В результате радиус области испарения может задаваться с большой погрешностью, например полагаться равным радиусу области облучения [5, 24]. В работе [23] показано, что динамика разлета частиц газа фактически определяется числом испаренных монослоев, т. е. глубиной абляции. Погрешность при задании радиуса области испарения, например увеличение в два раза, приводит к увеличению глубины испарения в четыре раза и соответственно к ошибочной интерпретации экспериментальных времяпролетных распределений.

Целью данной работы является создание аналитической модели, позволяющей оценить эффективный радиус области испарения и характерную глубину кратера в случае гауссова распределения энергии падающего излучения.

Модель. Рассматривается двумерная осесимметричная задача об импульсном испарении вещества в вакуум. Задается гауссово распределение энергии лазерного излучения на поверхности мишени. Рассматриваются режимы с малой интенсивностью лазерного излучения, когда поглощением лазерного излучения в факеле можно пренебречь. В общем случае для определения температуры поверхности необходимо решать уравнение теплопроводности для каждой радиальной координаты. В результате радиальный профиль температуры зависит от теплофизических свойств облучаемого вещества, в первую очередь от теплопроводности. В данной работе для проведения качественного исследования влия-

ния температурной неоднородности на поверхности, где происходит испарение, на размер кратера предлагается использовать простой модельный подход. Предполагается, что температура поверхности линейно зависит от энергии лазерного излучения:

$$T(r) = T_{\max} e^{-2r^2/R_l^2} \quad (1)$$

(r — расстояние от центра области облучения; T_{\max} — максимальная температура на поверхности; R_l — радиус, при котором плотность энергии лазерного излучения уменьшается в e^2 раз). В квазистационарном режиме испарения энергия лазерного излучения, поглощенного поверхностью, расходуется на нагрев мишени за счет теплопроводности твердого тела и на парообразование [25]. С увеличением температуры скорость испарения и соответственно расход энергии на парообразование увеличиваются по экспоненциальному закону. В рамках предлагаемой модели это означает, что доля тепла, передаваемого мишени, должна уменьшаться. Данный вывод качественно согласуется с результатами расчетов, проведенных на основе тепловой модели лазерной абляции [25].

При длительности импульса τ молекулы испаряются с поверхности с энергией, соответствующей ее температуре $T(r)$. Температура в каждой точке поверхности является постоянной во времени. Давление насыщенного пара определяется уравнением Клапейрона — Клаузиуса

$$p_S(T) = p_b \exp \left[\frac{L_V}{k} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (2)$$

где T_b — температура кипения при давлении p_b ; L_V — теплота парообразования; k — постоянная Больцмана. Из формул (1), (2) получаем зависимость давления насыщенного пара от радиальной координаты в виде

$$p(r) = p_b \exp \left(\frac{L_V}{kT_b} - \frac{L_V}{kT_{\max}} e^{2r^2/R_l^2} \right).$$

Соответственно радиальная зависимость потока частиц, испаряющихся с поверхности, определяется следующим образом:

$$\Psi(r) = \frac{1}{4} n(r) u_T(r) = \frac{1}{4} \frac{p(r)}{kT(r)} \sqrt{\frac{8kT(r)}{\pi m}} = \frac{p_b}{\sqrt{2k\pi m T_{\max}}} \exp \left(\frac{L_V}{kT_b} + \frac{r^2}{R_l^2} - \frac{1}{\varphi} e^{2r^2/R_l^2} \right).$$

Здесь m — масса молекулы; $\varphi = kT_{\max}/L_V$ — максимальная температура поверхности, нормированная на теплоту испарения. Глубина испарения h однозначно связана с потоком частиц:

$$h(r) = \tau m \Psi(r) / \rho \quad (3)$$

(ρ — плотность твердого тела). Радиальные профили температуры и глубины испарения представлены на рис. 1. Видно, что с увеличением температуры поверхности форма профиля глубины испарения меняется и размер области испарения значительно увеличивается.

Аналитическое решение. Для того чтобы оценить влияние неоднородности на эффективный размер пятна испарения, необходимо корректно сопоставить результаты расчета для режима с температурной неоднородностью на поверхности испарения с результатами модельных расчетов для режима с постоянной температурой на поверхности.

В расчетах при постоянной температуре используются следующие параметры: размер области испарения R_{const} , глубина испарения h_{const} , температура поверхности T_{const} . При этом глубина испарения h_{const} однозначно определяется температурой поверхности T_{const} на основе уравнения Клапейрона — Клаузиуса:

$$h_{\text{const}} = \frac{m\tau}{\rho} \Psi(T_{\text{const}}) = \frac{\tau p_b}{\rho \sqrt{2k\pi T_{\text{const}}/m}} \exp \left(\frac{L_V}{k} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_{\text{const}}} \right) \right).$$

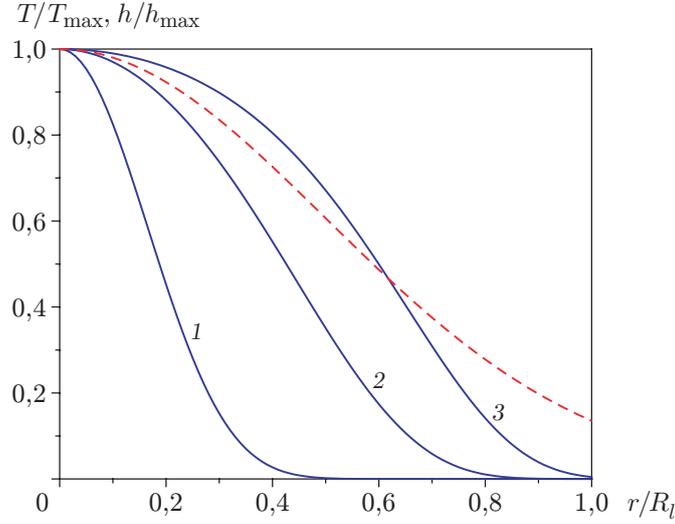


Рис. 1. Радиальные профили температуры (штриховая линия) и глубины испарения (сплошные линии), рассчитанные по формулам (1), (3) при различных значениях нормированной температуры поверхности φ :
 1 — $\varphi = 0,1$, 2 — $\varphi = 0,5$, 3 — $\varphi = 1,0$

Средняя энергия испаренных частиц равна

$$E_{av} = 2kT_{\text{const}}. \quad (4)$$

При расчете с использованием температурной зависимости (1) получаем общее число испаренных с поверхности частиц

$$N = \tau \int_0^{\infty} \Psi(r) \cdot 2\pi r \, dr = \frac{\pi R_l^2 p_b \tau}{\sqrt{8mL_V}} \exp\left(\frac{L_V}{kT_b}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{\varphi}}\right). \quad (5)$$

Соответственно средняя энергия испаренных частиц равна

$$\begin{aligned} E_{av} &= \int_0^{\infty} \Psi(r) \cdot 2kT(r) \cdot 2\pi r \, dr \Big/ \int_0^{\infty} \Psi(r) \cdot 2\pi r \, dr = \\ &= 4kT_{\max} \left(\frac{1}{\sqrt{\varphi\pi} \exp(1/\varphi) \operatorname{erfc}(1/\sqrt{\varphi})} - \frac{1}{\varphi} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Из соотношений (4), (6) следует, что температура поверхности T_{const} равна средневзвешенной температуре:

$$T_{\text{const}} = \bar{T} = \int_0^{\infty} \Psi(r) \cdot 2\pi r T(r) \, dr \Big/ \int_0^{\infty} \Psi(r) \cdot 2\pi r \, dr, \quad (7)$$

при этом отношение постоянной температуры T_{const} к максимальной температуре T_{\max} определяется выражением

$$\tilde{T} = \frac{T_{\text{const}}}{T_{\max}} = 2 \left(\frac{1}{\sqrt{\varphi\pi} \exp(1/\varphi) \operatorname{erfc}(1/\sqrt{\varphi})} - \frac{1}{\varphi} \right). \quad (8)$$

Поток испаряющихся частиц при постоянной температуре поверхности T_{const} задается выражением

$$\Psi_{\text{const}} = \frac{1}{4} n_{\text{const}} u_{T,\text{const}} = \frac{p_b}{\sqrt{2k\pi m T_{\text{const}}}} \exp\left(\frac{L_V}{k} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_{\text{const}}}\right)\right), \quad (9)$$

из которого определяется поток в нормированном виде

$$\frac{\Psi(r)}{\Psi_{\text{const}}} = \sqrt{\tilde{T}} \exp\left(\frac{r^2}{R_l^2} + \frac{1}{\varphi} \left(\frac{1}{\tilde{T}} - \exp\left(\frac{2r^2}{R_l^2}\right)\right)\right). \quad (10)$$

Выражение (10) позволяет получить соотношение между глубиной абляции h_{const} и максимальной глубиной h_{max} (в центре области испарения)

$$\frac{h_{\text{max}}}{h_{\text{const}}} = \frac{\Psi(0)}{\Psi_{\text{const}}} = \sqrt{\tilde{T}} \exp\left(\frac{1 - \tilde{T}}{\varphi \tilde{T}}\right). \quad (11)$$

Радиус пятна испарения R_{const} при постоянной температуре поверхности должен задаваться таким образом, чтобы для обоих указанных выше режимов выполнялось равенство общего числа частиц

$$\tau \Psi_{\text{const}} \pi R_{\text{const}}^2 = N.$$

Отсюда с учетом равенств (5), (9) получаем

$$\frac{R_{\text{const}}}{R_l} = (\pi \varphi \tilde{T})^{1/4} \exp\left(\frac{1}{2\varphi \tilde{T}}\right) \sqrt{\frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{\varphi}}\right)}. \quad (12)$$

Для проведения сравнения результатов расчетов по данной модели с результатами двумерных расчетов целесообразно определить среднюю глубину испарения \bar{h} (которая отличается от глубины абляции при постоянной температуре h_{const}):

$$\bar{h} = \int_0^{\infty} h^2(r) \cdot 2\pi r \, dr / \int_0^{\infty} h(r) \cdot 2\pi r \, dr. \quad (13)$$

С использованием выражений (3), (5), (13) получаем следующее соотношение между средней глубиной абляции \bar{h} и максимальной глубиной h_{max} (в центре пятна испарения):

$$\frac{h_{\text{max}}}{\bar{h}} = 2\sqrt{\frac{\pi}{\varphi}} \exp\left(\frac{1}{\varphi}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{\varphi}}\right). \quad (14)$$

По средней глубине абляции можно определить средний радиус пятна испарения

$$\bar{R} = \sqrt{\frac{mN}{\rho\pi\bar{h}}},$$

который связан с радиусом пятна облучения соотношением

$$\frac{\bar{R}}{R_l} = \sqrt{\pi} \exp\left(\frac{1}{\varphi}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{\varphi}}\right). \quad (15)$$

Из выражений (11), (12), (14), (15) следует, что средняя глубина абляции \bar{h} отличается от глубины абляции при постоянной температуре h_{const} , а средний радиус области испарения \bar{R} отличается от радиуса области испарения при постоянной температуре R_{const} . В то же время заметим, что аналогично определенная средняя температура \bar{T} в (7) совпадает с постоянной температурой поверхности T_{const} .

Таблица 1

Эффективные значения температуры, глубины и радиуса области испарения при различных условиях экспериментов

Вещество	h_{\max} , нм	\bar{h} , нм	R_l , мм	R_{const} , мм	T_{\max} , К	\bar{T} , К	L_V , кДж/моль
Графит [14]	76,00	40,70	2,500	2,110	42 500	25 730	716,9
Графит [23]:							
0,45 Дж/см ²	4,45	2,45	0,252	0,092	5017	4732	828,0
0,78 Дж/см ²	33,00	20,90	0,252	0,126	6165	5722	386,0
Золото [16]	5450,00	3450,00	0,070	0,043	6000	—	310,6

Таким образом, получены соотношения, определяющие взаимосвязь решений задачи в простой постановке с постоянной температурой поверхности испарения и в более реалистичной постановке с температурной неоднородностью на поверхности испарения в случае гауссовой формы пучка лазерного излучения при одном и том же числе испаренных частиц и сохранении общей энергии. В рассматриваемой модели пространственное распределение частиц при испарении определяется только одним параметром — нормированной максимальной температурой поверхности $\varphi = kT_{\max}/L_V$. Следует отметить, что этот параметр задавался в качестве определяющего при исследовании влияния изменения температуры во времени на динамику разлета лазерного факела [25].

Результаты исследования и их обсуждение. На рис. 2–4 представлены зависимости максимальной температуры, размера области испарения и глубины испарения от нормированной температуры поверхности φ , а также данные, полученные при анализе результатов двумерных расчетов в рамках тепловой модели наносекундной абляции графита [14, 23] и золота [16] (см. также табл. 1). Следует отметить, что в случае графита [23] определение значения φ из соотношения $\varphi = kT_{\max}/L_V$ является неоднозначным, поскольку теплота парообразования задавалась зависящей от температуры ($L_V = 851$ кДж/моль при $T < 5000$ К и $L_V = 357$ кДж/моль при $T > 5000$ К) [26]. В случае если плотность

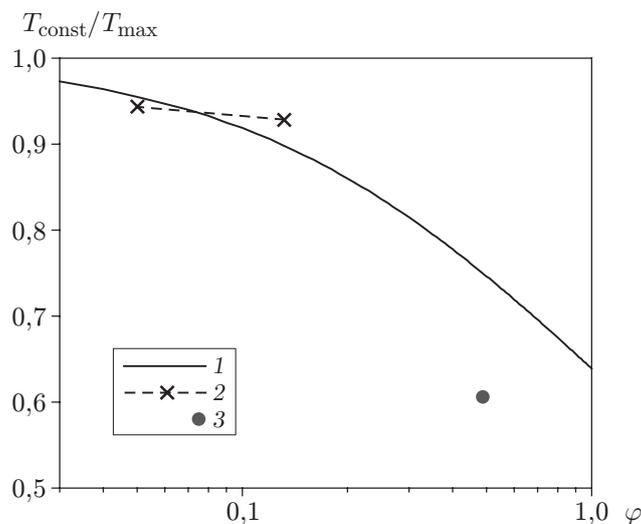


Рис. 2. Зависимость отношения средней температуры к максимальной температуре поверхности испарения $T_{\text{const}}/T_{\text{max}}$ от нормированной температуры поверхности φ :

1 — расчет по формуле (8), 2 — двумерный расчет [23], 3 — двумерный расчет [14]

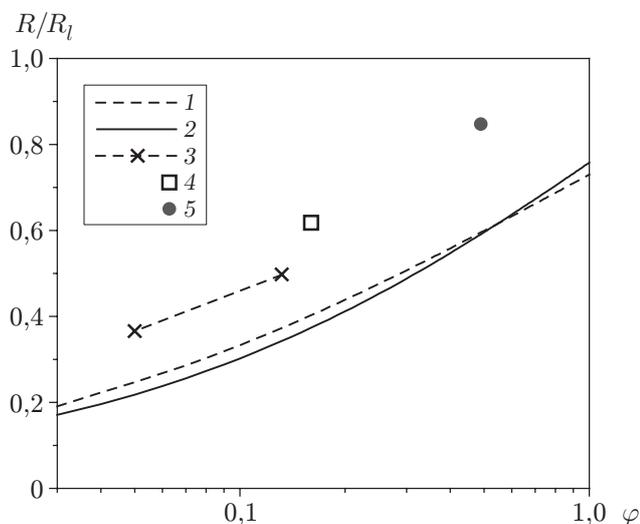


Рис. 3

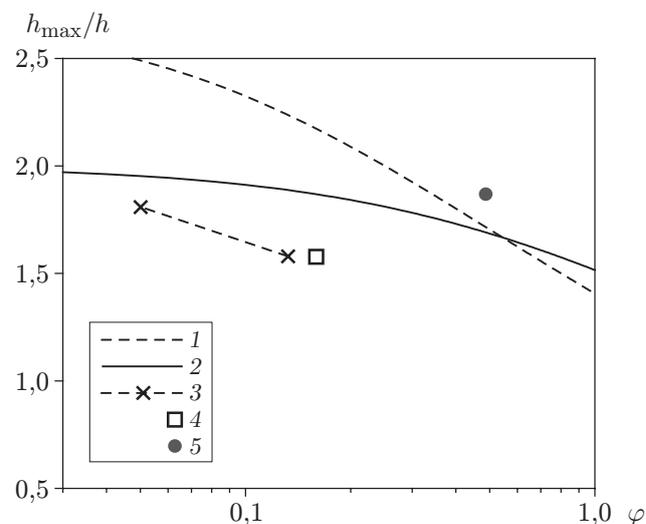


Рис. 4

Рис. 3. Зависимости отношений радиуса области испарения R_{const} (1) и среднего радиуса \bar{R} (2–5) к радиусу области облучения R_l от нормированной температуры поверхности φ :

1 — расчет по формуле (12), 2 — расчет по формуле (15), 3 — двумерный расчет [23], 4 — двумерный расчет [16], 5 — двумерный расчет [14]

Рис. 4. Зависимости отношений максимальной глубины испарения h_{max} к глубине испарения при постоянной температуре h_{const} (1) и средней глубине испарения \bar{h} (2–5) от нормированной температуры поверхности φ :

1 — расчет по формуле (11), 2 — расчет по формуле (14), 3 — двумерный расчет [23], 4 — двумерный расчет [16], 5 — двумерный расчет [14]

Таблица 2

Максимально возможные значения нормированной температуры поверхности φ для различных веществ

Вещество	L_V , кДж/моль	L_V/k , К	T_{cr} , К	φ
Au	310,6 [16]	37 375	7400 [27]	0,198
C	357,0 ($T > 5000$ К) [26]	42 960	6710 [9]	0,156
Nb	722,8 [9]	86 976	7610 [9]	0,087
Cu	302,0 [28]	36 340	5390 [28]	0,148
Al	293,0 [28]	35 257	6700 [29]	0,190
Ag	251,5 [30]	30 263	4668 [30]	0,154

энергии лазерного излучения равна $I = 0,45$ Дж/см², 95 % частиц испаряются при температуре менее 5000 К, средневзвешенное значение теплоты испарения равно 828 кДж/моль, следовательно, $\varphi = 0,05$. В случае $I = 0,78$ Дж/см², наоборот, 94 % частиц испаряются при температуре более 5000 К, средневзвешенное значение теплоты испарения равно 386 кДж/моль, следовательно, $\varphi = 0,13$. На рис. 2–4 видно, что результаты двумерных расчетов и расчетов по предложенной модели качественно хорошо согласуются. Радиус пятна испарения R_{const} отличается от среднего радиуса \bar{R} не более чем на 13 %, в то время как глубина испарения h_{const} может отличаться от средней глубины \bar{h} на 30 %. Совпадение характеристик ($R_{\text{const}} = \bar{R}$, $h_{\text{const}} = \bar{h}$) имеет место при $\varphi = 0,543$.

Поскольку предполагается, что механизмом абляции является тепловое испарение, температура поверхности не может превышать критическую температуру вещества T_{cr} . В табл. 2 приведены значения критической температуры T_{cr} и теплоты парообразования L_V для различных веществ, позволяющие оценить максимальное значение параметра $\varphi = kT_{cr}/L_V$. Из табл. 2 следует, что значения φ не превышают 0,2. В то же время при малых значениях этого параметра ($\varphi < 0,03$) проводить анализ глубины испарения не имеет смысла, поскольку в этом случае испарение фактически прекращается.

В рассматриваемом диапазоне $0,03 < \varphi < 0,20$ средняя температура составляет 80–95 % максимальной температуры (см. рис. 2). Средняя глубина в два раза меньше максимальной (см. рис. 4). Наиболее важные результаты получены для эффективного радиуса области испарения: в указанном диапазоне значений φ радиус области испарения в $2 \div 5$ раз меньше радиуса области облучения.

Заключение. Проведено исследование влияния неоднородности температуры поверхности на размер кратера при импульсной лазерной абляции в предположении, что температура поверхности линейно зависит от энергии лазерного излучения. Выведены аналитические формулы, определяющие эффективный размер области испарения и характерную глубину испарения в случае гауссова распределения энергии падающего излучения. Обнаружено, что эффективный радиус области испарения может быть в несколько раз меньше радиуса области облучения. Полученные данные позволяют более корректно интерпретировать экспериментальные времяпролетные распределения с использованием ранее полученных закономерностей динамики разлета газа при наносекундной лазерной абляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bhattacharya D., Singh R. K., Holloway P. H.** Laser target interactions during pulsed laser deposition of superconducting thin films // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 70, N 10. P. 5433–5439.
2. **Singh R. K., Viatella J.** Estimation of plasma absorption effects during pulsed laser ablation of high-critical-temperature superconductors // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75, N 2. P. 1204–1206.
3. **Fähler S., Krebs H.-U.** Calculations and experiments of material removal and kinetic energy during pulsed laser ablation of metals // *Appl. Surf. Sci.* 1996. V. 96–98. P. 61–65.
4. **Tokarev V. N., Lunney J. G., Marine W., Sentis M.** Analytical thermal model of ultraviolet laser ablation with single-photon absorption in the plume // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 78, N 2. P. 1241–1246.
5. **Ho J. R., Grigoropoulos C. P., Humphrey J. A. C.** Computational study of heat transfer and gas dynamics in the pulsed laser evaporation of metals // *J. Appl. Phys.* 1995. V. 78, N 7. P. 4696–4709.
6. **Булгаков А. В., Булгакова Н. М.** Тепловая модель импульсной лазерной абляции в условиях образования и нагрева плазмы, поглощающей излучение // *Квантовая электроника.* 1999. Т. 27, № 2. С. 154–158.
7. **Tosto S.** Modeling and computer simulation of pulsed-laser-induced ablation // *Appl. Phys. A.* 1999. V. 68. P. 439–446.
8. **Li T., Lou Q., Dong J., et al.** Ablation of cobalt with pulsed UV laser radiation // *Appl. Surf. Sci.* 2001. V. 172. P. 356–365.
9. **Bulgakova N. M., Bulgakov A. V.** Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion // *Appl. Phys. A.* 2001. V. 73. P. 199–208.
10. **Marla D., Bhandarkar U. V., Joshi S. S.** A model of laser ablation with temperature-dependent material properties, vaporization, phase explosion and plasma shielding // *Appl. Phys. A.* 2014. V. 116. P. 273–285.

11. **Bulgakova O. A., Bulgakova N. M., Zhukov V. P.** A model of nanosecond laser ablation of compound semiconductors accounting for non-congruent vaporization // *Appl. Phys. A.* 2010. V. 101. P. 53–59.
12. **Dumitru G., Romano V., Weber H. P.** Model and computer simulation of nanosecond laser material ablation // *Appl. Phys. A.* 2004. V. 79. P. 1225–1228.
13. **Mullenix N., Povitsky A.** Comparison of 1-D and 2-D coupled models of gas dynamics and heat transfer for the laser ablation of carbon // *J. Comput. Theor. Nanosci.* 2006. V. 3. P. 1–12.
14. **Shusser M.** Two-dimensional effects in laser ablation of carbon // *Numer. Heat Transfer. A.* 2009. V. 56. P. 459–477.
15. **Vasantgadkar N. A., Bhandarkar U. V., Joshi S. S.** A finite element model to predict the ablation depth in pulsed laser ablation // *Thin Solid Films.* 2010. V. 519. P. 1421–1430.
16. **Ghalamdaran S., Parvin P., Torkamany M. J., Zadeh J. S.** Two-dimensional simulation of laser ablation with 235 nanosecond pulses // *J. Laser Appl.* 2014. V. 26. 012009.
17. **Sinha S.** Nanosecond laser ablation for pulsed laser deposition of yttria // *Appl. Phys. A.* 2013. V. 112. P. 855–862.
18. **Morozov A. A.** Analytical formula for interpretation of time-of-flight distributions for neutral particles under pulsed laser evaporation in vacuum // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. V. 48, N 19. 195501.
19. **Sibold D., Urbassek H. M.** Effect of gas-phase collisions in pulsed-laser desorption: a three-dimensional Monte Carlo simulation study // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 73, N 12. P. 8544–8551.
20. **Itina T. E., Tokarev V. N., Marine W., Autric M.** Monte Carlo simulation study of the effects of nonequilibrium chemical reactions during pulsed laser desorption // *J. Chem. Phys.* 1997. V. 106, N 21. P. 8905–8912.
21. **Булгакова Н. М., Плотников М. Ю., Ребров А. К.** Исследование разлета продуктов лазерного испарения методом прямого статистического моделирования // *Теплофизика и аэромеханика.* 1998. Т. 5, № 3. С. 421–429.
22. **Быков Н. Ю., Лукьянов Г. А.** Истечение пара в вакуум от источника умеренной интенсивности в режиме короткого импульса // *Теплофизика и аэромеханика.* 2002. Т. 9, № 2. С. 247–257.
23. **Morozov A. A., Evtushenko A. B., Bulgakov A. V.** Gas-dynamic acceleration of laser-ablation plumes: hyperthermal particle energies under thermal vaporization // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106, N 5. 054107.
24. **Bykov N. Y., Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Loukianov G. A.** Pulsed laser ablation of metals in vacuum: DSMC study versus experiment // *Appl. Phys. A.* 2004. V. 79. P. 1097–1100.
25. **Bulgakova N. M., Bulgakov A. V., Babich L. P.** Energy balance of pulsed laser ablation: thermal model revised // *Appl. Phys. A.* 2004. V. 79. P. 1323–1326.
26. **Кириллин А. В., Коваленко М. Д., Шейндлин М. А., Живописцев В. С.** Экспериментальное исследование давления пара углерода в области температур 5000–7000 К с использованием стационарного лазерного нагрева // *Теплофизика высоких температур.* 1985. Т. 23, № 4. С. 699–706.
27. **Boboridis K., Pottlacher G., Jager H.** Determination of the critical point of gold // *Intern. J. Thermophys.* 1999. V. 20. P. 1289–1297.
28. **Физические величины** / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
29. **Morel V., Bultel A., Chéron B. G.** The critical temperature of aluminum // *Intern. J. Thermophys.* 2009. V. 30. P. 1853–1863.
30. **Химическая энциклопедия** / Под ред. Н. С. Зефирова. М.: Большая рос. энцикл., 1995. Т. 4/5.