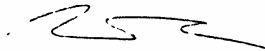


На правах рукописи



ЛОБОК Максим Геннадьевич

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО
ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МЕТАЛЛЫ**

Специальность 05.13.18 – Математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении науки
«Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий сектором
Мажукин Владимир Иванович

Официальные оппоненты: **Галанин Михаил Павлович**, доктор физико-математических наук, профессор, федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН», заведующий отделом

Капительный Александр Григорьевич, кандидат физико-математических наук, федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур РАН, старший научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ»

Защита диссертации состоится «26» ноября 2013 г. В 11-00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.141.15 при Московском государственном техническом университете имени Н.Э. Баумана по адресу: Москва, Рубцовская наб., д. 2/18, ауд. 1006 л.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Мос государственного технического университета имени Н.Э. Баумана.

Автореферат разослан «__» _____ 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат технических наук, доцент



А.В. Аттетков



Общая характеристика работы

Актуальность работы. Большинство технологических приложений импульсной лазерной обработки материалов связано с началом фазовых превращений I-го рода: плавления-затвердевания и испарения-конденсации. Соотношение глубин расплава и испаренного слоя играет важную роль в процессе микрообработки материалов.

Основными параметрами лазерного воздействия на материалы являются длительность, пространственно-временное распределение интенсивности импульса и длина волны излучения. Результаты обработки зависят как от режима воздействия, так и от теплофизических и оптических свойств обрабатываемого материала. При разработке конкретного технологического приложения влияние каждого из факторов должно быть исследовано и охарактеризовано. Импульсное лазерное воздействие отличается большим разнообразием физических процессов. При воздействии длинных импульсов (субмиллисекундных) большую роль играет временная форма импульсов, в коротких и ультракоротких (нано- и фемтосекундных) велика роль неравновесных эффектов. Определение их роли связано с моделированием пространственно-временных распределений температурных полей и динамики фазовых переходов. Для этих целей использовался ряд математических моделей, часть которых допускает аналитические решения, но большинство имеет только численное решение. Математическое моделирование указанных процессов позволяет дополнить, детализировать и расширить возможности физического эксперимента и, в частности, применительно к ультракоротким воздействиям лазерного излучения с веществом, математическое моделирование становится основным инструментом.

Целью работы является теоретическое исследование методами математического моделирования и вычислительного эксперимента различных аспектов импульсного лазерного воздействия на металлы.

Задачи, подлежащие исследованию:

1. Исследование с помощью метода динамической адаптации влияния временной формы лазерного импульса милли- и микросекундной длительности на динамику и взаимодействие фазовых переходов в металлических мишенях.
2. Разработка вычислительного алгоритма для численного решения задач Стефана, сопряженных с задачами радиационной газовой динамики (РГД), с явным выделением подвижных межфазных границ и фронтов ударных волн.

3. Исследование методами математического моделирования и вычислительного эксперимента динамики быстрых фазовых переходов в металлических мишенях, возникающих под воздействием ультракоротких сверхмощных лазерных импульсов.

Методы исследования. При решении задач, возникших в ходе выполнения диссертационной работы, использовались различные классы математических методов вычислительной математики и радиационной газовой динамики.

Достоверность и обоснованность научных результатов и выводов гарантируется строгостью используемого математического аппарата и подтверждается сравнением результатов, полученных с использованием различных методов и вычислительных экспериментов. Сформулированные в работе допущения обоснованы как путем их содержательного анализа, так и методами математического моделирования.

Научная новизна. В диссертации получены следующие новые научные результаты, выносимые на защиту:

1. Методами математического моделирования исследовано нелинейное взаимодействие фазовых фронтов плавления и испарения, оказывающего количественное и качественное влияние на процессы в зоне облучения.

2. Разработан метод динамической адаптации для задач радиационной газовой динамики, определена оптимальная функция преобразования координат и построен вычислительный алгоритм для решения сопряженных задач.

3. Исследованы основные механизмы превращения энергии лазерных импульсов различной длительности при одинаковой плотности энергии J . Энергия длинных наносекундных лазерных импульсов в основном расходуется на процессы плавления и испарения. При воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлы превращение энергии связано с возникновением быстрых фазовых переходов и перегретых метастабильных состояний в конденсированной среде, возникновением плазмы и ударных волн в газовой среде.

Практическая ценность. Полученные результаты могут быть использованы для объяснения ряда явлений, сопровождающих импульсное лазерное воздействие на металлы, и оптимизации режимов воздействия в лазерных технологических приложениях.

В милли - микросекундном диапазоне длительности перераспределение

плотности энергии излучения в импульсе, достигаемое за счет использования различных временных профилей, может быть использовано в различных технологических приложениях. Так, в операциях сварки и резки деталей, где важно глубинное проникновение лазерного излучения, предпочтительнее использовать импульсы ниспадающей треугольной и гауссовой форм, а в операциях сверления, где наличие жидкой фазы нежелательно – импульсы прямоугольной и возрастающей треугольной форм. Рассмотренные режимы ультракороткого лазерного воздействия на металлы могут быть использованы для генерации наночастиц и наноструктур.

Апробация результатов работы. Основные результаты диссертационной работы обсуждались и докладывались на следующих 10-и конференциях: Международная научная конференция «Ломоносов – 2004» (Москва, 2004), I European Summer School (Saint – Etienne, 2004), III European Summer School (Saint – Etienne, 2006), E-MRS 2006 Spring Meeting, (Nice, 2006), IV Международный научный семинар «Математические модели и моделирование в лазерно-плазменных процессах» (Москва, 2007), Third International Conference Computational methods in applied mathematics (Minsk, 2007), III International Conference on Adaptive Modeling and Simulation ADMOS 2007 (Göteborg, 2007), E-MRS 2008 Spring Meeting (Strasbourg, 2008), VI International Conference on Photo-Excited Processes and Applications (Sapporo, 2008), International Conference «Advanced Laser Technologies» (Siofok, 2008).

Публикации. Основные результаты научные результаты диссертации изложены в 16 научных публикациях, в том числе в 5 статьях из Перечня российских рецензируемых научных журналов и изданий.

Личный вклад соискателя. Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены соискателем лично, либо при его непосредственном участии. Из совместных публикаций в диссертацию включен лишь тот материал, который непосредственно принадлежит соискателю; заимствованный материал обозначен в работе ссылками.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения и трех глав, заключения и списка литературы. Диссертация изложена на 113 страницах, включает библиографический список из 146 наименований работ, иллюстрирована 20 рисунками.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность работы, обсуждаются различные варианты задачи Стефана, на основе обзора литературы указывается цель и новизна исследования, дается общая характеристика работы.

В **первой главе** моделируется влияние временной формы лазерного импульса больших длительностей и теплофизических характеристик среды на динамику фазовых переходов.

Математическое описание процессов лазерного нагрева, плавления и испарения металлов производится в рамках совмещенного варианта задачи Стефана (V.I. Mazhukin, A.A. Samarskii; 1994), объединяющего классическую и однофазную постановки

$$\left[\frac{\partial H(T)}{\partial t} - \frac{\partial W}{\partial x} \right]_k, \quad W = -\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad H(T) = \rho C_p(T)T, \quad k = \{s, l\}; \quad (1)$$

$$x_0 < x < \Gamma_{sl}(t) \cup \Gamma_{sl}(t) < x < \Gamma_{lv}(t), \quad t > 0; \quad T(x, 0) = T_0,$$

здесь x, t - пространственная и временная переменные, T - температура, W - тепловой поток, $H(T), C_p(T), \lambda(T)$ - энтальпия, теплоемкость и теплопроводность конденсированной среды, $k = \{s, l\}$ - индексы, означающие принадлежность величин к твердой и жидкой фазам соответственно. Левая граница $x = x_0$ мишени полагалась теплоизолированной $W(t, x_0) = 0$. На границе раздела $x = \Gamma_{sl}$, твёрдой и жидкой фаз в классическом варианте задачи Стефана предполагается выполнение эмпирического условия равенства температуры раздела фаз T_{sl} равновесной температуре плавления T_m и так называемого дифференциального условия:

$$x = \Gamma_{sl}(t): \quad W_{sl} = W_l - W_s = L_m \rho_s v_{sl}; \quad T_s = T_l = T_m. \quad (2)$$

Процесс поверхностного испарения описывается в приближении однофазного варианта задачи Стефана с учетом кинетики испарения на кнудсеновском слое. На границе раздела фаз Γ_{lv} выписываются три закона сохранения и два соотношения на кнудсеновском слое:

$$\begin{aligned} x = \Gamma_{lv}(t): \quad W_k &= L_v \rho_k v_{kv} - G_{sur} + \sigma T_{sur}^4; \\ \rho_k v_{kv} &= \rho_v (v_{kv} - u); \\ P_{sur} + \rho_k v_{kv}^2 &= P_v + \rho_v (v_{kv} - u)^2; \\ T_v &= T_v(T_{kv}, M); \rho_v = \rho_v(\rho_H, M). \end{aligned} \quad (3)$$

Число Маха M в общем случае определяется из решения уравнений газовой динамики при $M = 1$ (D. Crout; 1936)

$$T_v = C_1 * T_{kv}, \quad \rho_v = C_2 * \rho_H, \quad C_1 = 0.633, C_2 = 0.326.$$

Математической особенностью рассматриваемой модели является наличие двух подвижных фазовых границ $\Gamma_u(t)$ и $\Gamma_h(t)$, которые соответствуют поверхностям раздела фаз. Положение фазовых границ заранее неизвестно и определяется в ходе численного решения задачи с помощью соответствующих граничных условий.

Для численного решения задачи (1) – (3) использовался метод динамической адаптации (Н.А. Дарьин, В.И. Мажукин; 1987). В основу метода положен переход к произвольной нестационарной системе координат с переменными (q, τ) , принадлежащей некоторому расчетному пространству $\Omega_{q,\tau}$. В произвольной нестационарной системе координат неизвестными являются не только сеточные функции T'_i , но и координаты узлов сетки x'_i . Для их определения используется уравнение обратного преобразования, представляющее собой дифференциальное уравнение в частных производных. Уравнение обратного преобразования составляется таким образом, чтобы скорость движения узлов расчетной сетки зависела от динамики решения уравнений, описывающих физические процессы. В произвольной нестационарной системе координат уравнение (1) принимает вид:

$$\left[\frac{\partial(\psi H)}{\partial \tau} = - \frac{\partial(HQ)}{\partial q} - \frac{\partial W}{\partial q} \right]_k, \quad H = C_p T, \quad W = - \frac{\lambda(T) \rho}{\psi} \frac{\partial T}{\partial q}; \quad (4)$$

$$\left[\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = - \frac{\partial Q}{\partial q} \right]_k; \quad (5)$$

$$\left[\frac{\partial x}{\partial q} = \frac{\psi}{\rho} \right]_k, \quad q_0 < q < \Gamma_{kv}, \quad \tau \geq 0, \quad k = s, \ell,$$

где (5) – уравнение обратного преобразования, функция – Q заранее неизвестна и подлежит определению. В качестве функции преобразования использовалась функция

$Q = -D \frac{\partial \psi}{\partial q}$, обеспечивающая квазиравномерное распределение узлов в каждый момент

времени, где D – коэффициент, определяемый через параметры задачи: геометрические

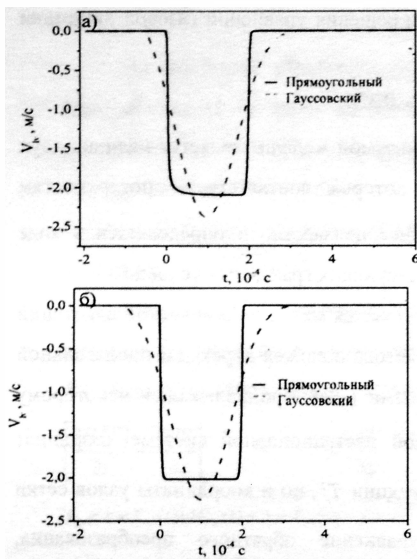


Рис. 1. Скорости фронта испарения $v_{\text{н}}(t)$, м/с

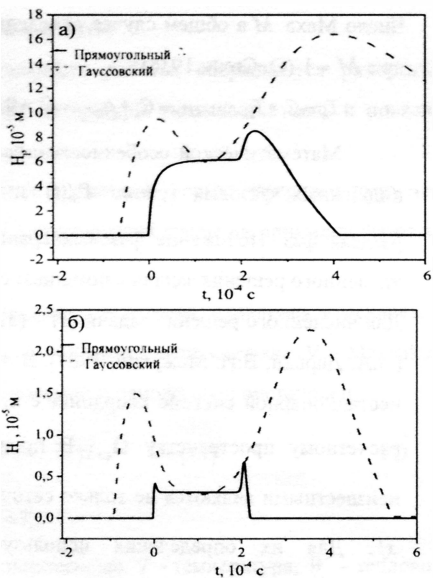


Рис. 2. Толщина расплава H_r , 10^{-5} м

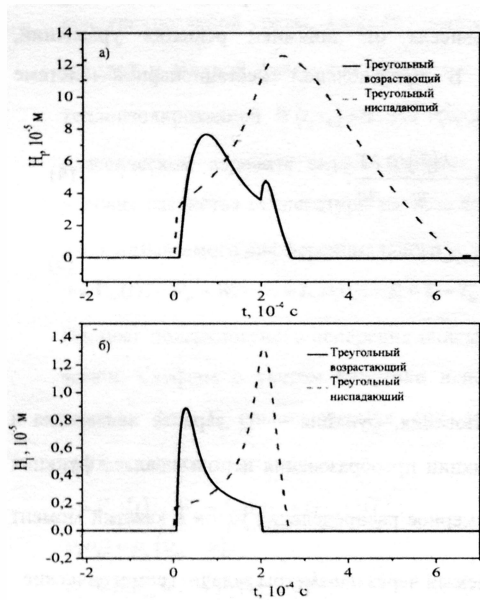


Рис. 3. Толщина расплава H_r , 10^{-5} м

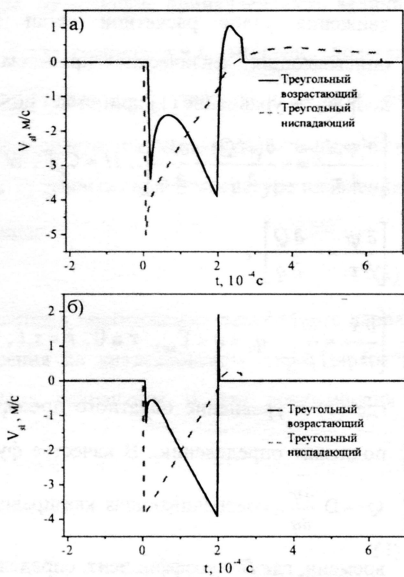


Рис.4. Скорости плавления $v_{\text{ст}}(t)$, м/с

размеры области и скорость движения границ $D = \frac{\rho L |v_{st} - v_{lv}|}{\psi}$, где $L(t)$ - длина области в момент времени t ; v_{st}, v_{lv} - скорости движения фронта плавления и испарения соответственно.

Для численного решения системы разностных уравнений были использованы вложенные итерационные циклы, вычислительный алгоритм был разработан на основе метода динамической адаптации для математического моделирования воздействия на металлы лазерных импульсов различной временной формы: прямоугольной, гауссовской, восходящего и ниспадающего треугольников, при сохранении постоянной энергии и длительности.

В качестве мишени рассматривались два металла с сильно отличающимися теплофизическими параметрами: медь и титан. Прямоугольная форма импульса выбиралась в качестве основополагающей. С ней сравнивались все остальные. При этом поглощенная мишенью интенсивность лазерного излучения составляла $G_{\text{из}} = 10^{11}$ Вт/м², а длительность - $\tau_L = 2 \cdot 10^{-4}$ с. Значения интенсивности $G(t)$ и длительности импульса τ_L выбирались такими, чтобы физически система успевала перейти в стационарное состояние как по температуре поверхности $T_{\text{ис}}$, так и по скоростям распространения межфазных границ v_{st}, v_{lv} . Особенностью воздействия прямоугольных импульсов является наличие двух участков нестационарности, связанных с мгновенным изменением интенсивности – передний и задний фронты, соответствующие моментам включения и выключения импульса. Скачкообразное изменение интенсивности при включении приводит к формированию вблизи поверхности области с максимальными градиентами температуры, определяющими процесс плавления с максимальной скоростью на переднем фронте импульса и высокой скоростью затвердевания. Почти мгновенное прекращение испарения при медленно убывающем процессе плавления приводит к значительному, в 1,5 раза у меди и в 2 раза у титана, увеличению толщины жидкой фазы $H_{l,\text{max}} \approx 85 \cdot 10^{-6}$ м (Cu), $H_{l,\text{max}} \approx 7,5 \cdot 10^{-6}$ м (Ti) (рис. 2). Сравнение толщин испаренного слоя $H_v \approx 410 \cdot 10^{-6}$ м и расплава $H_v/H_l \approx 5$ для меди и $H_v/H_l \approx 53$ для титана свидетельствует о том, что при использовании прямоугольных импульсов основная доля энергии импульса вкладывается в процесс испарения. Расчеты

показали, что использование двух форм прямоугольных треугольников: ниспадающая (левосторонний треугольник) и возрастающая (правосторонний треугольник), характеризуются рядом нестационарных эффектов (рис. 1 - 4). Среди них: нелинейное взаимодействие фазовых фронтов плавления и испарения, проявляющееся в значительном превышении скорости испарения над скоростью плавления и немонотонном характере скоростей плавления и испарения. В конечном итоге нестационарность приводит к значительному увеличению (по сравнению с прямоугольным импульсом) толщины жидкой фазы (рис. 2, 4).

Таким образом, с помощью временного перераспределения плотности энергии излучения в импульсе можно усилить или ослабить влияние того или иного процесса, что может быть использовано в различных технологических приложениях.

Вторая глава посвящена разработке математической модели лазерного разрушения мишени в среде с противодавлением и построению вычислительного алгоритма решения задач радиационной газовой динамики (РГД), объединенной с гидродинамическим вариантом задачи Стефана. Постановка задачи осуществляется в рамках одномерной многофронтной гидродинамической задачи Стефана, записанной для трёх фаз (твёрдая, жидкая, газообразная (пар, воздух)). Вычислительные особенности рассматриваемой задачи состоят в наличии многочисленных подвижных границ, среди которых межфазные и контактные границы, ударные волны и свободная граница. В основу вычислительного алгоритма положен конечноразностный метод динамической адаптации. Пространственное положение межфазных границ $\Gamma_s(t)$, ударных волн $\Gamma_{sh,s}(t)$, $\Gamma_{sh,g}(t)$ контактной $\Gamma_{v,x}(t)$ и свободной $\Gamma_g(t)$ границ изображено на рис. 5.



Рис. 5. Пространственное положение межфазных границ

Математическое описание газодинамического расширения и структуры плазменного факела, образующегося в результате воздействия мощных лазерных импульсов на металлические поверхности, в одномерном по пространству приближении

осуществляется следующей системой дифференциальных уравнений в частных производных (В. И. Мажукин, Г. А. Пестрякова; 1985):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} &= 0; \\
 \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial x} &= 0; \\
 \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u \varepsilon)}{\partial x} &= - \left(P \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial W_r}{\partial x} + \frac{\partial W_l}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial x} \right); \\
 \mu \frac{\partial I_v^{\pm}}{\partial x} + \kappa(h\nu, \rho, T) I_v^{\pm} &= \kappa(h\nu, \rho, T) I_{v,eq}; \\
 W_i^+ &= \int_0^1 \int_{-1}^1 \mu I_v^{\pm} dv d\mu, \quad W_i = W_i^+ + W_i^-; \\
 \frac{\partial G^{\pm}}{\partial x} \mp \kappa_L(\rho, T) G^{\pm} &= 0, \quad G = G^+ + G^-; \\
 W_r &= -\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad P = P(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T), \\
 k &= s, l, v, g.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Здесь ρ , u , ε , T , P – плотность, газодинамическая скорость, внутренняя энергия, температура и давление материала соответственно; κ и $I_{\dots}$ – коэффициент поглощения и спектральная плотность излучения плазмы; I_{eq} – плотность равновесного излучения; κ_L и G – коэффициент поглощения и плотность лазерного излучения; W_r , W_i – тепловой и радиационный потоки; G^+ , W_i^+ – падающие на поверхность мишени лазерный и радиационные потоки; G^- , W_i^- – отраженные лазерный и радиационные потоки; λ – коэффициент теплопроводности; $\mu = \cos\theta$ – косинус угла вылета фотона. Индексы s , l , v , g обозначают принадлежность величин соответственно к твердой, жидкой, парообразной и воздушной фазам.

Для определения зарядового состава плазмы и коэффициента поглощения лазерного излучения использовалась нелинейная система уравнений Саха. Система (6) была дополнена начальными и граничными условиями, наиболее важными из которых являются граничные условия на подвижных границах, описывающие механизмы поверхностного плавления, испарения. Подвижные фазовые границы $x = \Gamma_s(t)$, $x = \Gamma_l(t)$, контактная граница $x = \Gamma_{c,x}(t)$ и фронт ударной волны $x = \Gamma_{sh,x}(t)$ выделялись явным образом с помощью соответствующих граничных условий.

В новых переменных (q, τ) система (6) примет вид:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(\psi\rho)}{\partial\tau} + \frac{\partial[\rho(u+Q)]}{\partial q} = 0; \\
 & \frac{\partial(\psi\rho u)}{\partial\tau} + \frac{\partial[\rho u(u+Q)]}{\partial q} + \frac{\partial P}{\partial q} = 0; \\
 & \frac{\partial(\psi\rho\varepsilon)}{\partial\tau} + \frac{\partial[\rho\varepsilon(u+Q)]}{\partial q} = - \left(P \frac{\partial u}{\partial q} + \frac{\partial W_l}{\partial q} + \frac{\partial G}{\partial q} \right); \\
 & \mu \frac{\partial I_v^*}{\partial q} + \psi \kappa(h\nu, \rho, T) I_v = \psi \kappa(h\nu, \rho, T) I_{v,eq}^*; \\
 & W_l^* = \int_{-1}^1 \mu I_v d\nu d\mu, \quad W_l = - \frac{\lambda(T)}{\psi} \frac{\partial T}{\partial q}; \\
 & \frac{\partial G^*}{\partial q} + \psi \kappa_L(\rho, T) G^* = 0; \\
 & \frac{\partial \psi}{\partial q} = - \frac{\partial Q}{\partial \tau}; \\
 & P = P(\rho, T), \varepsilon = \varepsilon(\rho, T),
 \end{aligned} \tag{7}$$

$k = s, l, v, g$

где $G = G^+ + G^-$, ψ - якобиан обратного преобразования.

Функция преобразования Q для адаптации под большие градиенты решения определяется из принципа квазистационарности (В.И. Мажукин; 1993).

$$\begin{aligned}
 Q = & - \left[u + (\gamma - 1) T \frac{\partial u}{\partial q} / \left(\frac{\partial T}{\partial q} + re \right) \right] + \left[\frac{\gamma - 1}{\rho \cdot \psi \cdot R} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial q} + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial q} + \lambda(\rho, T) \frac{\partial^2 T}{\partial q^2} / \left(\frac{\partial T}{\partial q} + re \right) \right) \right] + \\
 & + \left[\frac{(\gamma - 1)}{R} \cdot \frac{\lambda(\rho, T)}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{1}{\psi} \right) \right] - \left[\frac{\partial W_l}{\partial q} + \frac{\partial G}{\partial q} \right],
 \end{aligned}$$

где re - регуляризующая константа, ограничивающая снизу значение производной при её стремлении к нулю.

Третье слагаемое функции Q в правой части обладает разглаживающим действием и, в частности, предотвращает пересечение траекторий движения узлов сетки. Остальные слагаемые оказывают сжимающее воздействие на узлы сетки.

Система дифференциальных уравнений в частных производных аппроксимировалась разностными схемами, полученными интегро-интерполяционным методом (А.А. Самарский; 1977) на разнесенных сетках.

Третья глава посвящена математическому моделированию динамики фазовых переходов при нано-фемтосекундном лазерном воздействии на металлические мишени и

содержит сравнительный анализ основных характеристик лазерной абляции в нано- и пико- фемтосекундном диапазонах воздействия.

Высокая скорость нагрева конденсированной среды сопряжена с быстрыми фазовыми трансформациями вещества, характеризующимися переносом через фазовые границы мощных потоков массы и энергии. Вынос энергии потоком вещества в совокупности с объёмным механизмом выделения энергии лазерного излучения способствует нагреву поверхностей раздела фаз до температур, значительно превышающих равновесные значения температур плавления и испарения. В силу тех же причин вблизи облучаемых поверхностей в твёрдой и жидкой фазах формируются области температурных максимумов.

При постановке задачи предполагалось, что перегретые метастабильные состояния в течение рассмотрения ведут себя устойчиво.

В качестве исследуемого материала рассматривалась алюминиевая мишень толщиной ~ 30 мкм, находящаяся в воздухе с температурой $T_0=273$ К и давлением $P_0=10^5$ Па. В качестве теплофизических параметров были использованы значения, соответствующие твердой и жидкой фазам алюминия. В качестве уравнения состояния для конденсированной фазы были использованы данные, приведенные в (K.S.Holian; 1986), а в газовой среде уравнения состояния $P = P(\rho, T)$, $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T)$ в табличном виде (Н.Н.Калиткин, И.В.Ритус, А.М.Миронов; 1983). Расчет коэффициентов поглощения производился с использованием модели Хартри – Фока – Слейтера.

Моделирование режимов лазерного воздействия производилось с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм, с гауссовским по времени распределением интенсивности $G(t) = G_0 \exp\left(-\left(t/\tau\right)^2\right)$, $-\infty < t < \infty$ длительностью $\tau_L = 10^{-8} \div 10^{-15}$ с и пиковой интенсивностью $G_0 = 10^{12} \div 10^{20}$ Вт/м². В расчетах плотность энергии $J = G_0 \tau_L$ менялась в диапазоне $10^4 \leq J \leq 5 \cdot 10^5$ Дж/м², поглощательная способность поверхности $A = 10\%$. Результаты математического моделирования показали, что плазма в испаренном веществе образуется для $J > 3 \cdot 10^5$ Дж/м² (пороговое значение для плазмы $J_{max} = (3 \div 5) \cdot 10^5$ Дж/м²). Так как плазма замедляет процесс испарения, основное внимание уделялось доплазменным режимам.

Уменьшение длительности лазерного импульса при той же плотности энергии сопровождается ростом скорости нагрева и, соответственно, увеличением скорости U_s

и, как известно, при $t \rightarrow 0$ скорость фронта плавления $u_{st} \approx 5 \sim t^{-1/2} \rightarrow \infty$. Однако реальная скорость плавления всегда остается конечной величиной. Одним из эффективных механизмов ограничения скорости u_{st} является гидродинамика расплава. Её влияние проявляется, в частности, в зависимости температуры плавления $T_m = T_m(P_s)$ от давления P_s на плавящейся поверхности, величина которого определяется значением скорости u_{st} . В итоге рост скорости u_{st} приводит к росту давления P_s и температуры на межфазной границе $T_{st} = T_m(P_s)$, а увеличение температуры плавления $T_m = T_m(P_s)$ ограничивает рост скорости u_{st} . Типовой пример пространственной структуры решения при ультракоротком $\tau = 10$ фс, $J = 10^4$ Дж/м² воздействии на момент формирования ударных волн в твёрдой фазе и газовой среде $t = 80$ фс представлен на (рис.6). Объёмный механизм поглощения излучения и поток вещества через межфазную границу $x = \Gamma_{st}$ формируют в твёрдой фазе приповерхностный температурный максимум.

По мере дальнейшего нагрева поверхности мишени до температуры, при которой давление насыщенного пара на поверхности жидкости начинает превышать давление в воздухе, в рассмотрение вводится второй фазовый переход - поверхностное испарение. Интенсивное поверхностное испарение совместно с объёмным выделением энергии лазерного излучения формируют в жидкости на некотором расстоянии от фронта испарения второй приповерхностный максимум температуры. Положение максимумов температуры в твердой и жидкой фазе определяется соотношением скорости движения фазовых фронтов и коэффициентов температуропроводности и поглощения (D.Boschetto et al; 2008).

Так как между максимальными значениями скоростей u_{st} и u_{lv} выдерживается соотношение $u_{st} \gg u_{lv}$, то значение максимума температуры в твердом теле намного превосходит максимум температуры в жидкости.

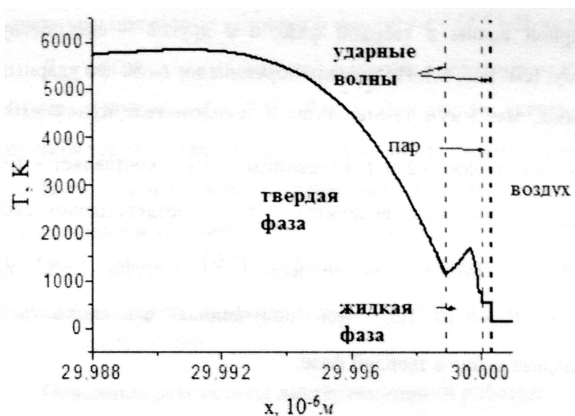


Рис. 6. Пространственный профиль температуры в момент $t = 78,5$ фс для режима воздействия $\tau = 10$ фс, $G_0 = 10^{18}$ Вт/м²

Основная особенность пороговых для абляции режимов $\tau, < 10^{-10}$ с и $10^3 < J < 10^4$ Дж/м² состоит в том, что толщина жидкой фазы не превышает $100 + 200$ А и она прозрачна для лазерного излучения. Энергия лазерного импульса почти полностью поглощается твердой фазой, вызывая её значительный перегрев ($T_{s,max} \sim 2000$ K). Запасенная энергия в основном затрачивается на нагрев и плавление твердой фазы. Поэтому процесс плавления протекает более эффективно, а роль испарения при низких плотностях энергии $10^3 < J < 10^4$ Дж/м² незначительна. Для усиления процесса абляции в пикосекундном диапазоне необходимо увеличение поглощаемой плотности энергии до $J > 10^4$ Дж/м².

В диапазоне ультракоротких импульсов ($10^{-12} < \tau \leq 10^{-15}$) секунды при $10^4 \leq J \leq 10^5$ Дж/м² быстрый нагрев мишени, высокая скорость плавления и относительно медленная передача энергии за счет теплопроводности приводят к существенно большему перегреву твердой фазы по сравнению с длинными наносекундными импульсами. Максимальная скорость фронта плавления при $\tau_L = 10^{-13} + 10^{-15}$ с достигает скорости звука в твёрдом теле, которая для алюминия составляет $\sim 6.26 \cdot 10^3$ м/с.

Приближение скорости v_{st} к скорости звука, с одной стороны, создаёт условия для возникновения ударной волны в твёрдой фазе, а с другой – способствует её максимальному перегреву, (см. рис. 6.). На момент образования $t = 80$ фс ударных волн в газовой и твёрдой фазах, максимум температуры в твердом теле при $\tau = 10$ фс и $J = 10^4$ Дж/м², находится на глубине ~ 200 А от границы $\Gamma_{st}(t)$ и составляет $\sim 6 \cdot 10^3$ К. Степень перегрева T_{max}/T_{m0} достигает величины ~ 6.5 . Соответственно скорость, температура и давление на границе раздела фаз $\Gamma_{st}(t)$ таковы: $v_{st} = 4 \cdot 10^3$ м/с, $T_{st} \gg T_{m0} = 1.5 \cdot 10^3$ К, и $P_s \sim 5 \cdot 10^{10}$ Па. При полученных значениях давления возбуждается сильная ударная волна в твердой фазе.

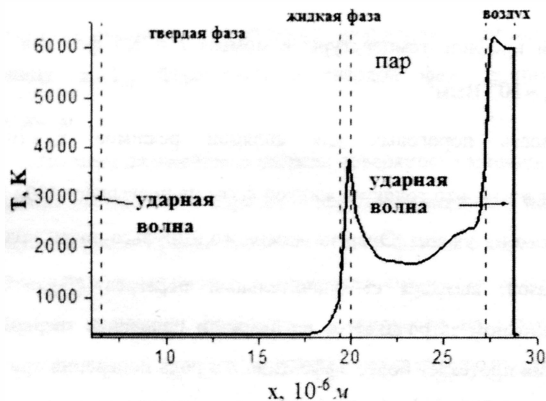


Рис. 7. Пространственный профиль температуры в момент $t = 2,5$ фс для режима воздействия $\tau = 1$ пс, $G_0 = 10^{17}$ Вт/м²

В пикосекундном диапазоне воздействия наблюдается примерно такая же картина процессов. За время действия лазерного импульса в рассматриваемом диапазоне длительности успевает появиться сравнительно небольшое количество жидкости. Поскольку перенос энергии из перегретой твёрдофазной области в жидкую фазу осуществляется относительно медленным механизмом теплопроводности, характерное время фазовых превращений для пико- и фемтосекундных импульсов оказывается

примерно одинаковым и равняется $t = (2.5 \div 3)$ нс. Приповерхностные максимумы температуры полностью исчезают к моменту $t \sim (2.5 \div 3)$ нс (рис. 7).

Для наносекундных импульсов плазма в испаренном веществе не образуется, если плотность излучения $J < 3 \cdot 10^5$ Дж/м². При тех же значениях J для фемтосекундных импульсов термическая плазма возникает после окончания воздействия.

Выполненный анализ позволяет сделать вывод о том, что короткие наносекундные и ультракороткие пико - фемтосекундные импульсы при одной и той же плотности энергии J существенно различаются между собой механизмами превращения энергии лазерных импульсов.

Основные результаты диссертационной работы:

1. Исследованы нестационарные режимы лазерного воздействия на металлы (медь и титан) в субмиллисекундном и микросекундном диапазоне длительности лазерного импульса. Временное перераспределение энергии в импульсе вызывает нелинейное взаимодействие лазерных фронтов плавления и испарения, что приводит к значительному изменению толщин расплава и испаренного вещества. Указанное свойство может играть существенную роль в микрообработке материалов длинными импульсами. В диапазоне более коротких длительностей (нано – и фемтосекундном) эффекты взаимодействия фронтов за счет временного перераспределения энергии существенного влияния не оказывают.

2. Разработан вычислительный алгоритм, основывающийся на методе динамической адаптации и предназначенный для численного решения сопряженной математической модели, учитывающей радиационный перенос в газовой среде и гидродинамические эффекты с фазовыми превращениями в конденсированной фазе. Из принципа квазистационарности определена оптимальная функция преобразования координат Q , не содержащей подгоночных коэффициентов.

3. Исследованы основные механизмы расходования энергии лазерных импульсов в наносекундном, пикосекундном и фемтосекундном диапазонах их длительности. В наносекундном диапазоне большая часть энергии расходуется на плавление и испарение. В пико- и фемтосекундном диапазонах большая доля энергии лазерных

импульсов расходуется на создание перегретых метастабильных состояний в конденсированной фазе и генерацию ударных волн в твёрдой фазе и газовой среде.

Установлены пороги плазмообразования в испаренном веществе и окружающей газовой среде. Для наносекундных импульсов плазма образуется в испаренном веществе для $J \geq 3 \cdot 10^5$ Дж/м². Для фемтосекундных импульсов плазма возникает в воздухе после окончания лазерного воздействия и носит термический характер.

Основные результаты диссертации отражены в работах:

1. Mazhukin V.I., Lobok M.G., Chichkov B.N. Modeling of fast phase transitions dynamics in metal target irradiated by pico and femto second pulsed laser // *Applied Surface Science*. 2009. № 255. P. 5112-5115.

2. Мажукин В.И., Мажукин А.В., Лобок М.Г. Математическое моделирование динамики фазовых переходов и перегретых метастабильных состояний при нано – фемтосекундном лазерном воздействии на металлические мишени // *Математическое моделирование*. 2009. Т. 21, № 11. С. 99-112.

3. Mazhukin V.I., Mazhukin A.V., Lobok M.G. Comparison of nano- and femtosecond laser ablation of aluminium // *Laser Physics*. 2009. V. 19, № 5. P. 1169 – 1178.

4. Mazhukin V.I., Lobok M.G., Smurov I. Transient effects in pulsed laser irradiation // *Applied Surface Science*. 2007. V. 253. P. 7744 – 7748.

5. Лобок М.Г., Мажукин В.И. Влияние временного профиля импульсов на процессы лазерного воздействия // *Математическое моделирование*. 2007. Т.19, № 9. С. 54 – 78.

6. Lobok M.G., Chuiko M.M. Dynamic adaptation method for the solution of Stefan problem // *Proceedings of the III International Conference on Adaptive Modeling and Simulation*. Göteborg, 2007. P. 150-153

7. Лобок М.Г. Математическое моделирование влияния теплофизических параметров и временной формы импульса на процессы лазерного плавления и испарения металлов // *Ломоносов-2004: Труды Международной научной конференции*, М., 2003. С. 283 – 284.