

01;03

## Термокапиллярная конвекция в мишени, облучаемой интенсивным пучком заряженных частиц

© Н.Б. Волков,<sup>2</sup> А.Я. Лейви,<sup>1,2</sup> К.А. Талала,<sup>1</sup> А.П. Яловец<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Южно-Уральский государственный университет,  
454080 Челябинск, Россия<sup>2</sup> Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия  
e-mail: nbv@ami.uran.ru

(Поступило в Редакцию 30 июля 2008 г. В окончательной редакции 23 июня 2009 г.)

Предложена математическая модель теплопереноса в облучаемой интенсивным пучком заряженных частиц мишени, включающая в себя уравнения механики сплошных сред (МСС), кинетическое уравнение для быстрых частиц, замыкаемые широкодиапазонным уравнением состояния. Предложен метод решения уравнений модели, основанный на разделении движения на вихревое и потенциальное течение, и проведен вычислительный эксперимент. Показано, что основным механизмом жидкофазного перемешивания в мишени является термокапиллярная конвекция. Установлено, что конвективное перемешивание реализуется, когда длительность импульса много меньше характерного времени теплопроводности. Показано, что в зависимости от режима облучения, термокапиллярная конвекция обеспечивает перемешивание на масштабах порядка  $1-20 \mu\text{m}$ .

### Введение

В настоящее время обработка твердотельных мишеней мощными потоками ускоренных заряженных частиц (электронами или ионами) с плотностью мощности  $\geq 10^6 \text{ W/cm}^2$  широко используется для улучшения свойств материала мишени [1]. Такая обработка способствует повышению механической прочности, износостойкости и коррозионной стойкости. Важным фактором в формировании свойств материала являются процессы теплопереноса, протекающие в облучаемой мишени. В экспериментах [2–4] показано, что под действием облучения наблюдается перемешивание поверхностных слоев.

Можно выделить несколько механизмов теплопереноса: термодиффузия, неустойчивость Рихтмайера–Мешкова (НРМ) [5,6] и конвекция [7,8].

Простая оценка роли термодиффузии показывает, что за время существования расплава металла (несколько десятков микросекунд) глубина диффузионного слоя не превышает  $1 \mu\text{m}$ , что много меньше глубины перемешивания ( $10-20 \mu\text{m}$ ), наблюдаемой в экспериментах [2–4].

В работе [9] было показано, что развитие НРМ контактной границы может приводить к перемешиванию приповерхностных слоев мишени только в случае возмущений поверхности мишени, соответствующих определенному диапазону волновых чисел, который, в свою очередь, определяется режимом облучения, например, для пары Al и Fe и плотности вложенной энергии  $W = 80 \text{ J/cm}^2$  этот диапазон составляет от 19 до  $20 \mu\text{m}$ . Поэтому для реализации данного механизма перемешивания требуется специальная подготовка поверхности, что является задачей сложной в технологическом смысле и не всегда оправданной.

При неоднородном нагреве мишени по глубине возможно возникновение конвективного течения. В про-

водящем материале возможны два типа конвекции: термокапиллярная и термогравитационная, обусловленная ускорением облучаемой среды.

В работе [10] в рамках модели несжимаемой жидкости было проведено исследование развития термокапиллярной конвекции при облучении мишени потоком быстрых электронов. Результаты работы [10] показали возможность реализации данного механизма теплопереноса в расплаве. Однако приближение несжимаемой жидкости не позволяет корректно описать все процессы (плавление, гидродинамический разлет с изменением плотности и т.д.), протекающие в мишени при облучении, и полученные результаты отражают лишь качественные закономерности явления.

Целью настоящей работы является разработка количественной математической модели течения среды при воздействии интенсивных пучков заряженных частиц, основанной на совместном решении системы уравнений МСС, широкодиапазонного уравнения состояния, кинетического уравнения для быстрых заряженных частиц, и проведение численных исследований теплопереноса в объеме мишени, вызванного в том числе конвекцией.

Структура предлагаемой работы следующая: в разд. 1 формулируются физико-математическая модель, граничные условия и кратко обсуждаются метод решения, а также результаты тестовых расчетов. В разд. 2 представлены результаты численного исследования термокапиллярной конвекции в мишени, облучаемой мощным электронным пучком.

### 1. Физико-математическая модель

Прохождение быстрых заряженных частиц в веществе сопровождается трансформацией кинетической энергии

частиц во внутреннюю энергию облучаемой среды, что вызывает разогрев со скоростью  $10^8$ – $10^{11}$  K/s и градиентой температуры  $10^9$  K/m [1]. Если плотность введенной в мишень на единицу ее площади энергии превышает некоторое значение критической плотности, вещество мишени плавится, испаряется и происходит разлет образовавшегося плазменного факела со скоростью  $\sim 10^3$  m/s. Такой режим называется закритическим [11]. Если плотность введенной энергии меньше критического значения, то в данном (докритическом) режиме образуется расплав, массовая скорость которого составляет 1–10 m/s. Как было показано в нашей работе [11], переход от докритического режима облучения к закритическому носит пороговый характер. При этом критическая плотность энергии для каждого конкретного вещества своя и зависит как от энергии падающих частиц, так и от длительности импульса облучения (ее конкретные значения приводятся ниже). Для исследования указанных выше процессов будем использовать механику сплошных сред.

Пусть мишень подвергается электронному или ионному воздействию. Для твердотельной части мишени используется модель упруго-пластического течения [12], для расплава и газа модуль сдвига равен нулю. Запишем систему уравнений (МСС), описывающую течение вещества в облучаемой мишени:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial (\sigma_{ik} + 2\eta v_{ik})}{\partial x_k} + f_i, \quad (2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial U}{\partial t} + v_k \frac{\partial U}{\partial x_k} \right) = \sigma_{ik} v_{ik} + 2\eta v_{ik}^2 + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + D, \quad (3)$$

где

$$\sigma_{ik} = (-P + \delta\sigma)\delta_{ik} + S_{ik}, \quad (4)$$

давление определяется широкодиапазонным уравнением состояния

$$P = P(\rho, T), \quad (5)$$

девиатор тензора напряжений  $S_{ik}$  определяется уравнением

$$\frac{\partial S_{ik}}{\partial t} + v_k \frac{\partial S_{ik}}{\partial x_k} = 2\mu \left( v_{ik} - \frac{1}{3} v_{ll} \delta_{ik} \right). \quad (6)$$

Здесь приняты следующие обозначения:  $\rho$  — массовая плотность;  $v_i$  — компоненты массовой скорости течения среды;  $f_i$  — компоненты внешней силы;  $U$  — внутренняя энергия;  $\sigma_{ik}$  — тензор неравновесных напряжений;  $v_{ik}$  — тензор скорости деформации;  $\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$  — поток тепла;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $T$  — температура;  $\delta_{ik}$  — символ Кронекера;  $\mu$  — модуль сдвига;  $\eta$  — сдвиговая вязкость;  $D$  — функция энерговыделения. Под неравновесными напряжениями здесь имеются в виду те напряжения, которые возникают в быстро деформируемой среде. Неравновесная добавка  $\delta\sigma$  в (4) обусловлена скоростью локального изменения массовой

плотности среды при сжатии. Следуя [13], можно найти ее явный вид:

$$\delta\sigma = \begin{cases} 0, & \dot{V} \geq 0 \\ c_l \rho \dot{\xi}, & \dot{V} < 0 \end{cases},$$

где  $\dot{V}$  — скорость изменения элементарного объема,  $\dot{\xi} = \xi \frac{\dot{V}}{V}$ ,  $\xi$  — характерный линейный масштаб объема,

$$c_l = \sqrt{\left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s + \frac{4\mu}{3\rho}}$$

— продольная скорость звука.

Систему (1)–(6) следует дополнить условием текучести Мизеса для девиатора напряжений, а также кинетическим уравнением для быстрых частиц, решение которого позволяет найти функцию энерговыделения [14].

Для решения задач, связанных с нахождением распределения примесей в объеме облучаемой мишени, к системе (1)–(6) необходимо добавить уравнение для примесей:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v_k \frac{\partial n}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} D_n \frac{\partial n}{\partial x_k}, \quad (7)$$

где  $n$  — концентрация примеси,  $D_n$  — коэффициент диффузии.

Если облучаемый объем мишени переходит в жидкое состояние, а температурный градиент направлен от облучаемой поверхности в глубь мишени, то возможно развитие термокапиллярной неустойчивости [8]. Если температура облучаемой поверхности неоднородна, то более горячие области расплава за счет термокапиллярных сил растекаются вдоль поверхности. Это вызывает вследствие неразрывности жидкости приток из глубины мишени новых более нагретых элементов жидкости. Таким образом, термокапиллярные силы при наличии температурного градиента, направленного в глубь мишени, могут вызвать развитие температурного возмущения вдоль поверхности.

Хорошо известно, что при облучении вещества потоком быстрых электронов функция энерговыделения имеет максимум на глубине, равной примерно 0.3–0.5 максимальной глубины проникновения частиц в вещество [14]. Такой характер функции энерговыделения обеспечивает в некотором объеме мишени требуемый температурный градиент. Созданию направленного в глубь мишени градиента способствует также поток тепла с поверхности мишени, обусловленный потерями на излучение, уносом атомов с поверхности расплава за счет испарения.

Температурные возмущения на облучаемой поверхности будут иметь место всегда, даже при идеально однородной плотности тока пучка, из-за микрорельефа поверхности мишени. Наличие микровыступов и микровпадин на поверхности облучаемой мишени приводит к неоднородному нагреву поверхности и вследствие геометрического фактора, и вследствие того, что отражение быстрых частиц от мишени зависит от их угла

падения. Естественно, что теплопроводность сглаживает поверхностную неоднородность температуры, однако конечная скорость данного процесса, как будет показано ниже, не обеспечивает выравнивания температуры за рассматриваемое время на масштабах в единицы микрометров и более.

Для учета термокапиллярных сил включим в поле внешних сил выражение

$$\mathbf{f}_\alpha = -\gamma(T) \frac{\partial T}{\partial l} \boldsymbol{\tau} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_r), \quad (8)$$

где  $\gamma(T) = \frac{\partial \alpha}{\partial T}$  — температурный коэффициент поверхностного натяжения,  $\boldsymbol{\tau}$  — орт, направленный вдоль поверхностного градиента температуры,  $\mathbf{r}_r$  — координаты точек облучаемой поверхности.

Система уравнений (1)–(8) записана в эйлеровых переменных. Наличие в данной задаче свободной поверхности, которая, в общем случае, может иметь произвольную конфигурацию, существенно затрудняет применение эйлеровых переменных для решения. Свободные поверхности наиболее удобно описывать в лагранжевых переменных. Но поскольку течение среды является сложным (имеется вихревая составляющая), то численное решение уравнений, записанных в лагранжевых переменных, приводит к сильному искажению расчетной сетки и соответственно к возникновению численной ошибки. Если разделить вектор скорости на потенциальную и вихревую части ( $\mathbf{v} = \mathbf{v}^w + \mathbf{v}^p$ ) и ввести подвижную систему отсчета, движущуюся со скоростью потенциального течения  $\mathbf{v}^p$ , то расчетная сетка сохранит свою регулярность даже в случае сильно деформированной свободной границы. Такой подход позволит нам сочетать одновременно достоинства и лагранжевых, и эйлеровых переменных.

Представив скорости потенциального и вихревого течений в виде  $\mathbf{v}^p = \nabla \varphi$  и  $\mathbf{v}^w = [\nabla \Psi]$ , запишем уравнения Пуассона для скалярного и векторного потенциалов массовой скорости:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= (\nabla \mathbf{v}), \\ -\nabla^2 \Psi &= [\nabla \mathbf{v}], \quad (\nabla \Psi) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Поскольку вихревое течение не меняет объема среды, то на ее поверхности можно записать:

$$(\mathbf{v}^w \mathbf{n}) = 0, \quad (10)$$

где  $\mathbf{n}$  — вектор нормали к поверхности.

В двумерной декартовой системе координат для описания течения достаточно одной ненулевой компоненты векторного потенциала  $\Psi = (0, 0, \Psi(x, y, t))$ , которую будем называть функцией тока. Из условия (10) вытекает, что на поверхности мишени функция тока — постоянная величина, которую можно положить равной нулю. Для разделения вектора скорости на потенциальную и вихревую составляющие здесь решается уравнение Пуассона для функции тока с нулевыми граничными

условиями. Потенциальную составляющую скорости находим как  $\mathbf{v}^p = \mathbf{v} - \mathbf{v}^w$ .

Запишем уравнения МСС в подвижной системе координат, замороженной в „потенциальную“ жидкость, для случая декартовой двумерной геометрии. Введем полную (субстанциональную) производную по времени

$$\dot{U} = \frac{DU}{Dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + (\mathbf{v}^p \nabla U).$$

Тогда законы сохранения в интегральной форме для некоторого конечного объема с массой  $m = \rho V$  можно записать как

$$\dot{m} = - \oint \rho d\Psi, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(mv_x) &= \oint (\Sigma_{xx} dy - \Sigma_{xy} dv) - \oint \rho v_x d\Psi + F_x, \\ \frac{d}{dt}(mv_y) &= \oint (\Sigma_{yx} dy - \Sigma_{yy} dv) - \oint \rho v_y d\Psi + F_y, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\Sigma_{ik} = \sigma_{ik} + \eta \frac{\partial v_i}{\partial x_k};$$

$$m\dot{U} = V(\sigma_{ik} v_{ik} + 2\eta v_{ik}^2) + V \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + VD - \oint U d\Psi, \quad (13)$$

где

$$d\Psi = v_x^w dy - v_y^w dx, \quad F_i = \int_V f_i dV.$$

В уравнениях (11)–(13) появились конвективные слагаемые, обусловленные переходом в подвижную систему координат.

Для решения уравнений (11)–(13) воспользуемся методом, описанным в [15]. Уравнение Пуассона (9) для функции тока посредством интегральных теорем сводилось к системе линейных алгебраических уравнений, которая решалась методом векторной прогонки.

Программа была протестирована на задачах термогравитационной и термокапиллярной конвекции в несжимаемой жидкости [8,16,17].

Для сравнения с результатами работ [8,16] нами использовалось двухчленное уравнение состояния для воды. Начальное возмущение задавалось в виде точечного вихря в центре области. Расчеты были выполнены в квадратной области размером  $h \times h$ , на границах которой скорость частиц среды была равна нулю (условие прилипания). Ускорение свободного падения  $\mathbf{g} = -g \mathbf{e}_y$ , где  $\mathbf{e}_y$  — единичный вектор, направленный вдоль оси  $Y$ . Во всех расчетах число Прандтля  $Pr = 1$  ( $Pr = \nu/\chi$ ,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $\chi$  — температуропроводность). Согласно теоретическому анализу [8], при заданных начальных и граничных условиях формируется стационарное течение. Результаты наших расчетов полностью согласуются с результатами работы [8].

В расчетах авторов работы [16] принималось, что боковые границы  $x = 0$ ,  $x = 1$  изотермические, а на горизонтальных границах  $y = 0$ ,  $y = 1$  задано линейное изменение температуры. Нами проведено сравнение для

двух значений чисел Рэлея:  $Ra = 2000$  и  $Ra = 400\,000$  ( $Ra = \beta g \Delta T h^3 / \nu \chi$ , где  $\beta$  — коэффициент объемного расширения,  $g$  — ускорение свободного падения,  $h$  — характерный линейный размер области,  $\Delta T$  — характерный перепад температур). В случае  $Ra = 2000$  наблюдается полное совпадение результатов наших расчетов и данных [16]. Независимо от формы начального возмущения формируется стационарная картина течения, в первом случае в виде одного вихря, во втором — в виде двух симметричных вихрей, вращающихся в противоположных направлениях. Направление вращения определяется начальными условиями.

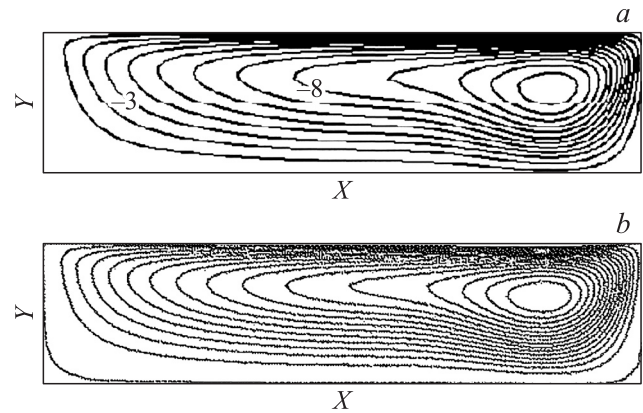
В случае  $Ra = 400\,000$  (рис. 1) наблюдается некоторое различие в форме линий тока в области интенсивного течения (вблизи центров вихрей), которое связано с учетом сжимаемости среды в нашей модели. Применение приближения несжимаемой среды ограничено большими числами Рэлея. В наших расчетах при  $Ra = 60\,000$  наблюдаются пульсации всех величин около некоторого среднего значения, о наличии которых говорилось в [8].

Как было показано в [8], количественной характеристикой развития термокапиллярной конвективной неустойчивости является безразмерный параметр  $Ma$  (число Марангони):

$$Ma = \gamma \Delta T h / \eta \chi, \quad (14)$$

характеризующий отношение термокапиллярной силы к вязкой. Здесь  $h$  — характерный пространственный масштаб системы.

Численное моделирование термокапиллярной конвекции в рамках приближения несжимаемой жидкости проведено в работе [17], где рассматривалось течение в ограниченной области размером  $h \times 4h$ . На границах



**Рис. 2.** Поле функции тока (линии тока) для  $Ma = 20$  и  $\Delta T = 1000$  К: *a* — расчет настоящей статьи; *b* — расчет авторов [17].

$x = 0, x = 1, y = 0$  действует условие прилипания. Было принято, что горизонтальные границы  $y = 0, y = 1$  адиабатические, а боковые  $x = 0, x = 1$  — изотермические, при этом температура на левой границе больше  $T(x = 0) > T(x = 1)$ ; число Марангони  $Ma = 20$ . Уменьшение поверхностного натяжения с ростом температуры приводит к формированию вихря вблизи более холодной поверхности. Как показывает рис. 2, рассчитанная нами структура течения совпадает с результатами авторов работы [17].

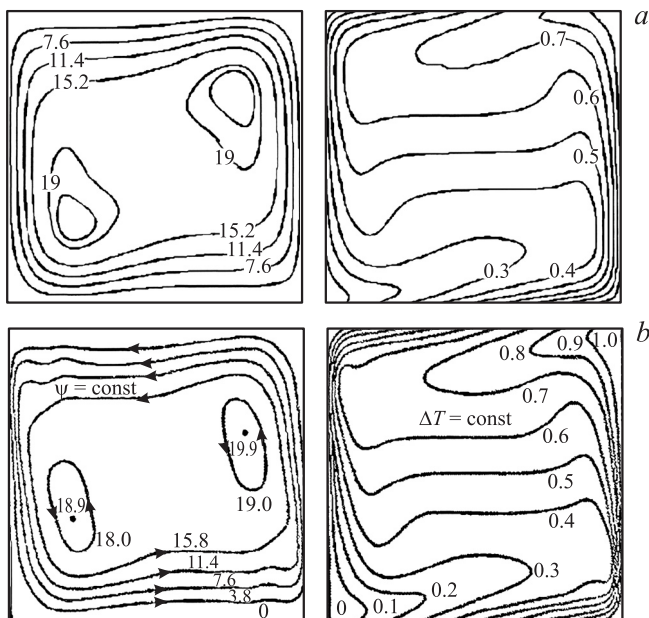
Заметим, что во всех наших расчетах законы сохранения выполнялись с погрешностью не более 0.1% на различных расчетных сетках (от  $30 \times 30$  до  $100 \times 100$ ).

## 2. Обсуждение результатов вычислительного эксперимента

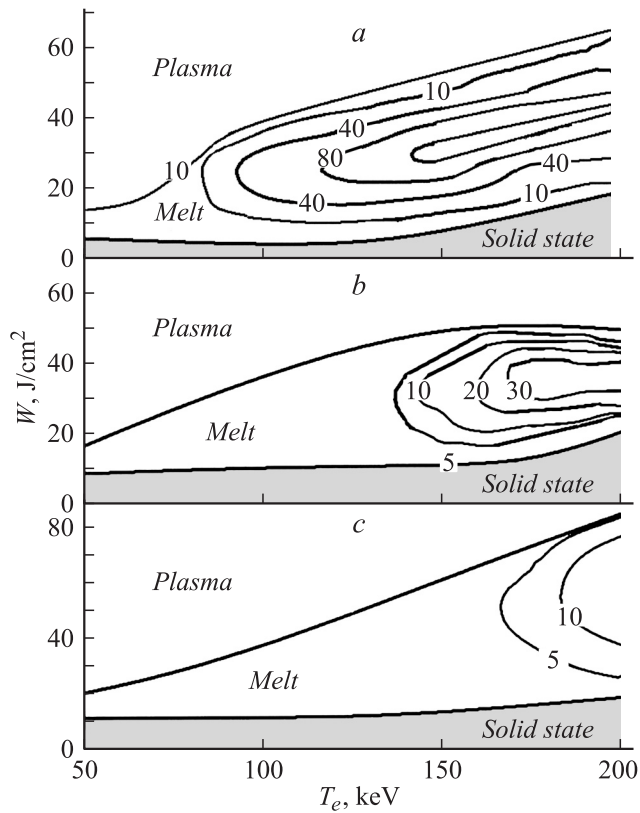
Согласно линейной теории [8], рост малых возмущений происходит, когда число Марангони  $Ma > 80$ . Поэтому в первую очередь необходимо установить параметры облучения, при которых возможно развитие термокапиллярной конвекции в приповерхностных слоях облучаемой мишени. Для этой цели была использована одномерная программа BETAIN1 [18], которая позволяет рассчитать течение среды при облучении пучками заряженных частиц, определить температурное поле и толщину расплава, необходимые для оценки чисел Марангони.

На рис. 3 приведены изолинии числа Марангони для различных значений плотности введенной в мишень энергии  $W$  и начальной энергии частиц  $T_e$  при различной длительности электронного облучения в железе. При оценке чисел Марангони были использованы табличные значения параметров для железа:  $\gamma = 1.6 \cdot 10^{-3}$  Н/м · К,  $\eta = 4.6 \cdot 10^{-3}$  Па · с,  $\chi = 2.1 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с.

Согласно рис. 3, плоскость  $W - T_e$  можно разделить на три области. При режимах облучения, соответствующих первой области, вещество мишени остается в твердом



**Рис. 1.** Поля функции тока (линии тока) и температуры для  $Ra = 400\,000$  и  $\Delta T = 1000$  К: *a* — расчет настоящей статьи; *b* — расчет авторов [16].



**Рис. 3.** Изолинии чисел Марангони для железной мишени, облучаемой пучком монохроматических электронов энергии на плоскости „плотность энергии пучка  $W$ –энергия электронов  $T_e$ “ для трех значений длительности облучения:  $a$  —  $1 \mu\text{s}$ ,  $b$  —  $10$ ,  $c$  —  $30$ .

состоянии. При режимах облучения, соответствующих второй области, происходит плавление приповерхностных слоев, третьей соответствует наличие трех фаз: твердой, жидкой (расплав) и плазменной. Режимы облучения, соответствующие первым двум областям, являются докритическими, третьей — закритическими. Развитие термокапиллярной конвекции возможно только во второй области. При закритическом режиме облучения (третья область) развитие термокапиллярной неустойчивости невозможно из-за малых значений капиллярных сил на поверхности плазмы и на контактной границе плазма–расплав, а также большой скорости разлета среды.

Условием развития термокапиллярной неустойчивости является неравенство:

$$\tau \ll t_\chi, \quad (15)$$

где  $\tau$  — длительность импульса облучения,  $t_\chi = H^2/\chi$  — характерное время теплопроводности,  $H$  — толщина расплавленного слоя. Только в этом случае формируется температурное поле, возрастающее с глубиной, и возможна термокапиллярная конвекция, способствующая более быстрому выравниванию температуры, чем в результате теплопроводности.

При энергии электронов менее  $100 \text{ keV}$  толщина расплавленного слоя не превышает  $20 \mu\text{m}$  ( $t_\chi < 20 \mu\text{s}$ ), и развитие термокапиллярной конвекции в приведенном на рис. 3 интервале значений длительности облучения невозможно, поскольку не выполняется условие (15). За время облучения благодаря теплопроводности (диффузии тепла) формируется температурное поле, убывающее в глубину расплава мишени.

В случае малой длительности облучения ( $1 \mu\text{s}$ ) существует достаточно узкая область с  $Ma > 80$  в диапазоне значений плотности энергии  $W = 25\text{--}50 \text{ J/cm}^2$ . При длительности облучения  $10$  и  $30 \mu\text{s}$  числа Марангони всюду меньше  $80$ , и следовательно, рост возмущений не происходит.

В соответствии с проведенной оценкой для числа Марангони ( $Ma > 80$ ) были выбраны следующие параметры облучения:  $\tau = 1 \mu\text{s}$ ,  $U = 200 \text{ keV}$ ,  $J = 220 \text{ A/cm}^2$ , и проведены численные исследования перемешивания в облучаемой мишени в двумерной декартовой геометрии. Для расчета функции энерговыделения применялся метод решения кинетического уравнения для быстрых частиц, описанный в [14].

Будем рассматривать полубесконечную мишень, облучаемую однородным пучком по всей ее поверхности. Необходимое для развития термокапиллярной конвекции температурное возмущение вдоль поверхности мишени, как отмечалось выше, возникает естественным образом при облучении мишени с геометрически возмущенной поверхностью. Зададим гармоническое возмущение ее рельефа с периодом  $2L$ . Как показывают наши расчеты, в рассматриваемых ниже случаях возмущение температурного поля вдоль поверхности на момент окончания облучения составляет около  $100 \text{ K}$  при температуре поверхности  $2300 \text{ K}$ .

После облучения глубина расплавленного слоя составляет порядка  $35 \mu\text{m}$ . Очевидно, что перемешивание приповерхностных слоев мишени будет происходить в области мишени, занимаемой ванной расплава, поэтому результаты представлены для глубины мишени  $H = 35 \mu\text{m}$ .

На рис. 4 представлено распределение температуры и плотности по глубине мишени на момент окончания облучения. Рис. 4 показывает, что максимум температуры располагается на глубине около  $H_T = 20 \mu\text{m}$ .

Вычислительный эксперимент, проведенный нами, показал, что наиболее интенсивно термокапиллярная конвекция развивается, если  $L/H_T \approx 1$ . В этом случае максимальная глубина перемешивания достигается за промежуток времени, предшествующий кристаллизации мишени. При других отношениях  $L/H_T$  развитие конвекции происходит менее интенсивно.

На рис. 5 представлены функции тока в различные моменты времени для  $L/H_T = 1$ . В результате развития возмущений образуются два вихря разного масштаба. Образование большого вихря обусловлено наличием силы поверхностного натяжения, зависящей от температуры, а образование малого вихря связано с тем, что

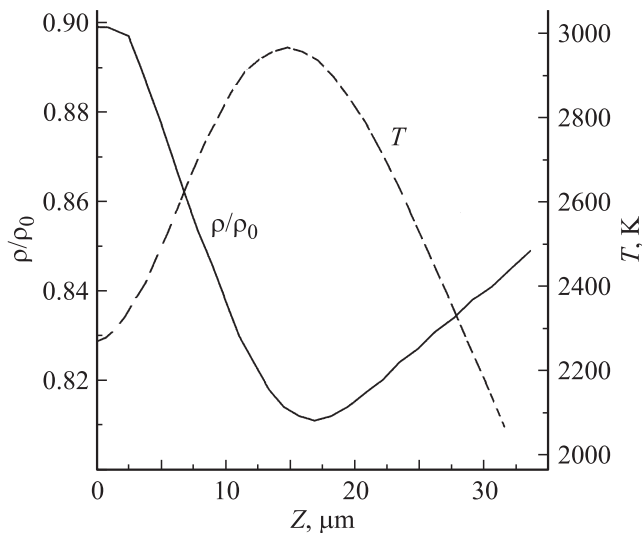


Рис. 4. Распределение температуры и плотности по глубине мишени на момент окончания облучения.

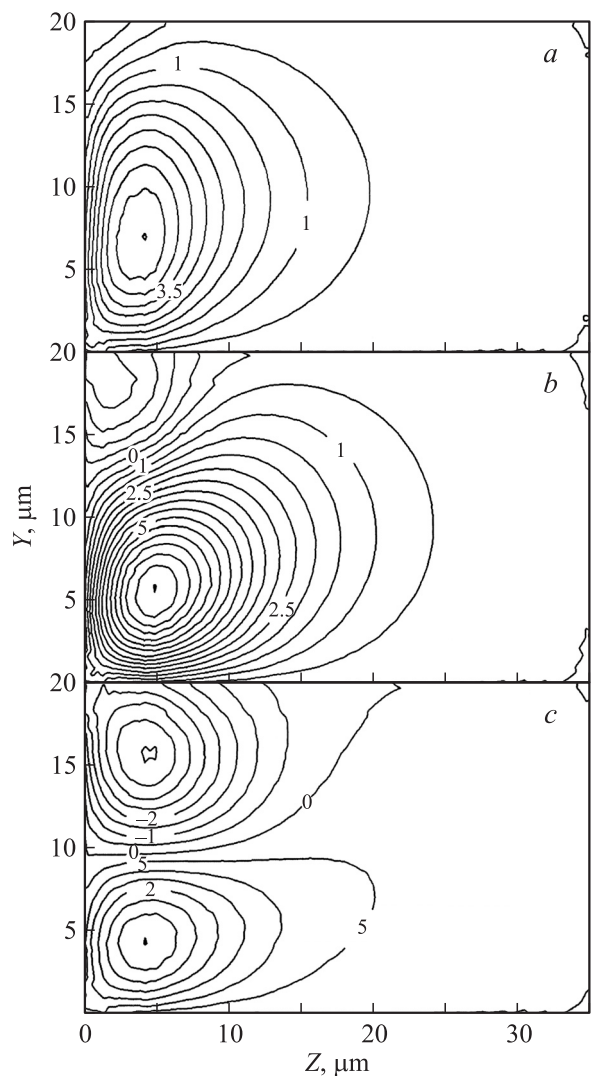


Рис. 5. Изолинии функций тока (в единицах  $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ ) в различные моменты времени для длины волны начального возмущения  $L = 20 \mu\text{m}$ : *a* —  $5 \mu\text{s}$ , *b* —  $20$ , *c* —  $70$ .

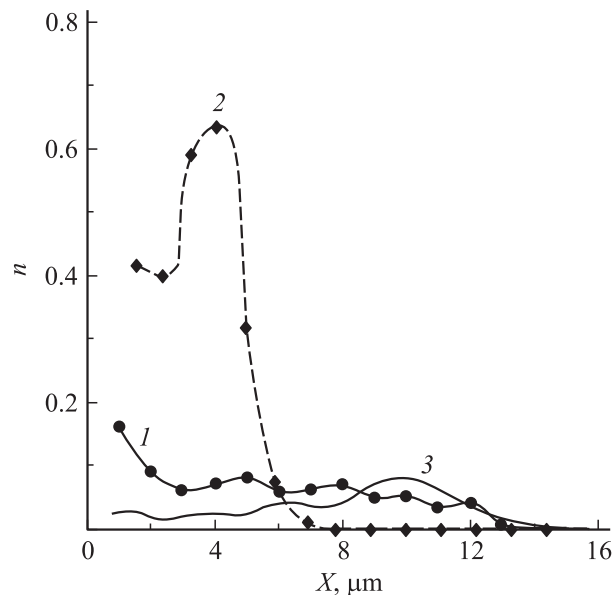


Рис. 6. Распределение концентрации примеси по глубине мишени на момент начала кристаллизации: 1 — эксперимент [2], 2 ( $L/H_T = 0.5$ ) и 3 ( $L/H_T = 3$ ) — расчеты настоящей статьи.

приток жидкости, вовлекаемой в движение большого вихря, больше, чем отток, и, как следствие, происходит образование застойной области и малого вихря. Согласно расчетам (рис. 5), изначально большой вихрь затухает, а маленький начинает расти. Это связано с тем, что малый вихрь образуется в области более высоких температур, имеющей меньшую вязкость.

Увеличение скорости течения происходит до момента времени  $t \approx 1/10t_\chi$ , пока вблизи поверхности существует плоский слой с растущей вглубь температурой. Рост происходит экспоненциально, согласно линейной теории. Формирующееся поле течений приводит к интенсивному перемешиванию слоев вещества, что способствует более быстрому установлению однородного поля температур.

На рис. 6 представлено распределение концентрации по глубине мишени Al/Fe в результате ее облучения электронным пучком [2]. Расчеты показывают, что вследствие облучения алюминиевая пленка испаряется и в перемешивание включается около 10% ее начального количества. Расчеты проведены для различных отношений  $L/H_T$ . Из рисунка видно, что профиль концентрации существенно зависит от соотношения  $L/H_T$ . Наиболее близко к эксперименту лежит кривая, соответствующая  $L/H_T = 3$  ( $L = 60 \mu\text{m}$ ). В целом расчетные значения толщины зоны проникновения алюминия в железо дают тот же порядок толщины зоны перемешивания, что и в эксперименте. Отличие формы распределения концентрации примеси от экспериментальной может объясняться тем, что реальное возмущение температуры поверхности мишени содержит набор различных мод ( $L$ ).

## Заключение

Разработана математическая модель, которая позволяет описывать сложные течения среды, возникающие в результате облучения интенсивными потоками энергии. Решение динамических уравнений модели основано на разделении поля скоростей на потенциальную и вихревую составляющие, что позволяет использовать достоинства как эйлеровых, так и лагранжевых переменных. В предложенной нами модели учтена как термоактивированная диффузия, так и термокапиллярная неустойчивость. Метод численного решения уравнений модели протестирован на классических задачах конвекции. Показано, что предложенная модель и метод численного решения качественно и количественно согласуются с известными решениями задачи термокапиллярной и термогравитационной конвекции в несжимаемой жидкости.

Определены параметры облучения металлической мишени электронным пучком, при которых в ней развивается термокапиллярная неустойчивость.

Проведенные исследования показывают, что основным механизмом жидкофазного перемешивания являются термокапиллярная конвекция и неустойчивость. Увеличение скорости течения происходит до момента времени  $t \approx 1/10t_\chi$ , пока вблизи поверхности существует плоский слой с растущей вглубь температурой. Рост происходит экспоненциально, как это следует из линейной теории. Формирующееся поле течений приводит к интенсивному перемешиванию слоев вещества, что способствует более быстрому установлению однородного поля температур.

Показано, что для осуществления конвективного течения необходимо, чтобы длительность импульса облучения  $\tau$  соответствовала условию:  $\tau \ll t_\chi$ . Только в этом случае формируется необходимый градиент температуры.

Расчитаны области существования термокапиллярной конвекции для параметров: энергия падающих на мишень электронов  $T_e$  и плотность энергии пучка  $W$ . Согласно расчетам, при длительности облучения  $1 \mu\text{s}$  эта область соответствует плотности энергии  $W = 25\text{--}50 \text{ J/cm}^2$  с  $T_e > 120 \text{ keV}$ .

Численные исследования показали, что:

1) в приповерхностных слоях облучаемой мишени происходит образование двух вихрей, вращающихся в противоположных направлениях;

2) ширина области перемешивания зависит от отношения  $L/H_T$ ;

3) однородность перемешивания также зависит от  $L/H_T$ .

Расчитанные значения толщины зоны перемешивания согласуются с экспериментом.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-08-00355а), РФФИ–Урал (проект № 07-08-96032) и президиума УрО РАН в рамках целевой поддержки междисциплинарных исследований, проводимых совместно учеными УрО, СО и

ДВО РАН, а также в рамках программы фундаментальных исследований президиума РАН „Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества“.

## Список литературы

- [1] Бойко В.И., Валеев А.Н., Погребняк А.Д. // УФН. 1999. Т. 169. № 11. С. 1243.
- [2] Mueller G., Bluhm H., Heinzl A., Schumacher G., Strauss D., Weisenburger A., Zimmermann F., Engelko V., Notchovnaya N. // Proc. 6<sup>th</sup> Int. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2002. P. 328.
- [3] Rotshtein V.P., Markov A.B., Ivanov Yu.F., Karlik K.V., Uglov B.V., Kuleshov A.K., Novitskaya M.V., Dub S.N., Pauleau Y., Thiery F., Shulepov I.A. // Proc. 7<sup>th</sup> Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2004. P. 258.
- [4] Yan S., Le X.Y., Zhao W.J., Shang Y.J., Wang Yugang, Xue Jianming // Изв. вузов. Физика. 2006. № 8. Приложение. С. 311.
- [5] Мешков Е.Е. // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. № 5. С. 151.
- [6] Richtmyer R.D. // Commun. Pur. Appl. Math. 1960. Vol. 13. P. 297.
- [7] Эйдельман Е.Д. // УФН. 1995. Т. 165. № 11. С. 1279.
- [8] Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. С. 285.
- [9] Волков Н.Б., Лейви А.Я., Майер А.Е., Талала К.А., Яловец А.П. Динамика поверхностных слоев многослойной мишени, облучаемых мощным электронным пучком. Физика экстремальных состояний вещества. Черногловка: ИПХФ РАН, 2007. С. 70.
- [10] Талала К.А. Динамические явления в приповерхностных слоях металлической мишени, облучаемой сильнотоковым электронным пучком. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Челябинск: Челябинский госуниверситет, 2006. С. 168.
- [11] Волков Н.Б., Майер А.Е., Талала К.А., Яловец А.П. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 10. С. 20.
- [12] Уилкинс М.Л. // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б. Олдер, С. Фернбах, М. Ротенберг. М.: Мир, 1967. С. 212. (Methods in Computational Physics Advances in Research and Applications // Ed. by B. Alder, S. Fernbach, M. Rotenberg. Vol. 3. Fundamental Methods in Hydrodynamics. NY–London: Academic Press, 1964).
- [13] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. С. 433.
- [14] Вальчук В.В., Халиков С.В., Яловец А.П. // Математическое моделирование. 1992. Т. 4. № 10. С. 111.
- [15] Яловец А.П. // ПМТФ. 1997. № 1. С. 151.
- [16] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. С. 420.
- [17] Елизарова Т.Г. // Подходы, основанные на системах квазигазодинамических и квазигидродинамических уравнений. М.: Изд-во физ. фак-т МГУ, 2005. С. 221.
- [18] Yalovets A.P., Mayer A.E. // Proc. Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2002. P. 297.