

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОГО ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

*С. И. Анисимов, М. И. Трибельский, Я. Г. Эпельбаум*

Изучается устойчивость границы между конденсированным веществом и его паром в случае, когда испарение вызывается потоком лазерного излучения. Показано, что при достаточно высоких интенсивностях излучения — для большинства металлов выше  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> — фронт испарения неустойчив. Максимальный инкремент неустойчивости имеют возмущения с длиной волны порядка глубины проникновения света в испаряемое вещество. Время нарастания этих возмущений много меньше времени установления квазистационарного режима испарения.

### 1. Введение

Результаты многочисленных экспериментов по испарению конденсированных веществ под действием лазерного излучения можно удовлетворительно объяснить, исходя из модели поверхностного испарения [1-3]. Согласно этой модели, испарение происходит из тонкого — порядка межатомных расстояний — поверхностного слоя конденсированной фазы, передача энергии к которому из области поглощения света осуществляется теплопроводностью. Так как глубина проникновения излучения в конденсированное вещество всегда много больше толщины слоя, из которого происходит испарение, температура вблизи границы фаз растет с увеличением расстояния от границы и на некоторой глубине достигает максимума. Легко показать, что в этом случае граница раздела фаз неустойчива. Действительно, при смещении некоторого участка границы в сторону более нагретой конденсированной фазы поток тепла к этому участку возрастает, что ведет к ускорению границы и дальнейшему росту начального возмущения. Понятно, что амплитуда смещения границы не может превышать толщины поверхностного слоя, в котором тепловой поток направлен от конденсированной фазы к фронту испарения. Этот поверхностный слой, как будет видно из дальнейшего, должен разрушаться коротковолновыми возмущениями за время, много меньшее времени установления стационарного режима испарения.

Описанное развитие процесса предполагает отсутствие объемного испарения, которое, в принципе, могло бы развиваться в слое жидкости или на границах зерен в поликристаллической твердой фазе. Существенно, однако, что в тех случаях, когда парообразование имеет объемный характер, оно приводит фактически к тому же результату, что и рассматриваемая неустойчивость поверхностного испарения: к разрушению перегретого поверхностного слоя и диспергированию жидкой фазы. Поэтому образование метастабильных состояний конденсированной фазы в опытах по лазерному испарению представляется маловероятным и обсуждение этого вопроса в значительной мере теряет актуальность.

Рассматриваемый механизм возникновения неустойчивости не является, конечно, особенностью лазерного (или любого другого) процесса испарения. Необходимое условие неустойчивости состоит в том, что при объемном энерговыделении (например, под действием ударной волны или электронного пучка) фазовый переход с поглощением энергии происходит не в объеме, а на некоторой поверхности. Такая ситуация характерна для плавления и испарения твердых тел, где образование зародышей новой фазы требует заметных дополнительных затрат энергии [4, 5]. Увеличение площади поверхности, на которой происходит фазовый переход, ведет к уменьшению свободной энергии системы в целом. По этой причине плоская граница фаз оказывается неустойчивой. Заметим, что наиболее коротковолновые возмущения границы должны затухать из-за роста поверхностной энергии.

Таким образом, обсуждаемое явление имеет достаточно общий характер. Можно ожидать проявлений рассматриваемой неустойчивости в широком круге экспериментов. Мы останавливаемся в настоящей статье на экспериментах по лазерному испарению твердых тел, поскольку этот вопрос хорошо изучен экспериментально и теоретически, что позволяет, в частности, дать корректную постановку обсуждаемой задачи устойчивости. Нам представляется, кроме того, что наиболее подходящие условия для наблюдения неустойчивости испарения осуществляются в опытах и технологических процессах с применением лазеров.

Отметим, что механизм возникновения тепловой неустойчивости рассматривался ранее в [6] в связи с изучением фазовых переходов при электрическом взрыве проводников. Однако рассмотрение в [6] касалось в основном модели стефановского типа с заданной температурой перехода. Эта модель не является адекватной для описания лазерного испарения [2], поскольку она не учитывает реальной кинетики фазового перехода. Хотя обсуждаемая неустойчивость имеет тепловую природу, возмущения фронта испарения в конечном счете определяются зависимостью скорости испарения от температуры испаряющейся поверхности. Поэтому такая зависимость должна в явном виде учитываться при постановке задачи устойчивости. Из дальнейшего будет видно, что в рамках задачи Стефана нельзя обеспечить качественно правильное поведение инкремента неустойчивости в коротковолновой области. Коротковолновые возмущения температуры и формы фронта в стефановской задаче имеют неограниченно большой инкремент, т. е. исходное квазистационарное решение вообще не может существовать в течение любого конечного промежутка времени. Такая ситуация, разумеется, неудовлетворительна, и возникает необходимость в более адекватной постановке.

Имеется и еще ряд характерных особенностей лазерного испарения, подробно изученных при рассмотрении квазистационарных волн испарения [1-3, 7]; из-за этих особенностей задача об устойчивости лазерного испарения требует специального рассмотрения. Этому вопросу и посвящена настоящая статья.

Изложение построено следующим образом. В разделе 2 описана постановка задачи об испарении под действием лазерного излучения. В разделе 3 получено стационарное решение этой задачи и найдена его асимптотика в случае, когда температура на границе фаз много меньше теплоты испарения. Раздел 4 посвящен линеаризованной задаче для малых возмущений температурного поля и фронта испарения. Там же кратко описана задача неустойчивости в стефановской постановке. Раздел 5 содержит обсуждение результатов.

## 2. Основные уравнения

Известно [8, 7], что в достаточно широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения процессы, происходящие в газовой фазе, не оказывают заметного влияния на движение фронта испарения. В этом случае скорость фронта и температура конденсированной фазы определяются из решения задачи теплопроводности с соответствующими граничными условиями [2, 3, 8]. Предполагая, что пар не поглощает излучение, запишем уравнение теплопроводности в виде

$$c\rho\partial T/\partial t = \kappa\Delta T + Q,$$

$$Q = (1-R)q_0\mu \exp\{-\mu[x - X(y, t)]\}, \quad x > X(y, t). \quad (1)$$

В (1) предполагается, что коэффициент теплопроводности  $\kappa$  и коэффициент поглощения света  $\mu$  не зависят от температуры. Это предположение хорошо выполняется для металлов. В общем случае учет температурной зависимости  $\kappa$  и  $\mu$ , как правило, не ведет к новым качественным результатам. Будем считать, что интенсивность лазерного излучения мало меняется за время порядка  $\chi/v_0^2$ , где  $\chi = \kappa/c\rho$  — температуропроводность, а  $v_0$  — скорость фронта испарения в квазистационарном режиме. Форма границы раздела фаз  $X(y, t)$  заранее не известна и должна быть определена из решения задачи (1) с соответствующими граничными условиями. Следуя работам [7-9], запишем их в виде<sup>1)</sup>

$$\begin{aligned} \kappa|\nabla T| &= \dot{X}(y, t)\rho\Delta w \quad \text{при } x = X(y, t), \\ \Delta w &= L - (c - 0,67c_{pg})T(X, y, t) + v_g^2/2; \\ T &\rightarrow T_\infty \quad \text{при } x \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\dot{X}(y, t)$  — скорость перемещения границы фаз за счет испарения,  $\Delta w$  — скачок энтальпии на границе фаз, включающий теплоту перехода  $L$  и кинетическую энергию расширяющегося пара  $v_g^2/2$ . При вычислении  $\Delta w$  учтен температурный скачок в Кнудсеневском слое, найденный в [8]. В дальнейшем для простоты мы будем полагать  $T_\infty = 0$ .

Скорость испарения  $\dot{X}(y, t)$  связана с температурой поверхности конденсированной фазы уравнением кинетики испарения, которое обычно записывается в виде

$$\dot{X}(y, t) = c_0 \exp[-U/T(X, y, t)]. \quad (3)$$

В формуле (3) энергия активации зависит, вообще говоря, от локальной кривизны поверхности. Постоянные  $U$  и  $c_0$  можно найти из экспериментальных данных о давлении насыщенного пара. Для оценок можно считать  $c_0$  равным скорости звука в конденсированной фазе, а  $U$  равным теплоте испарения на один атом.

В работе [1] вместо условий (2) и (3) было использовано стефановское условие с заданной температурой перехода, равной температуре кипения при нормальном давлении. Вычисленные в такой постановке параметры квазистационарного состояния в широком диапазоне условий не очень сильно отличаются от полученных из решения задачи (1)–(3). Однако характер развития неустойчивости испарения в обоих случаях оказывается качественно различным, особенно в области коротковолновых возмущений.

<sup>1)</sup> Рядом авторов при решении задач теплопроводности с фазовыми переходами предлагались и другие варианты граничных условий. Для одномерной задачи, рассматриваемой в разделе 3, и линейной задачи устойчивости из раздела 4 все они оказываются эквивалентными условиям (2).

### 3. Стационарная задача

Сформулированная выше задача теплопроводности (1)–(3) имеет квазистационарное решение в виде плоской волны испарения, распространяющейся с постоянной скоростью  $v_0$ . Время установления квазистационарного режима равно по порядку величины  $[\text{см. } 2, 3] \chi/v_0^2$ .

Для построения решения преобразуем (1)–(3) к движущейся системе координат, имеющей постоянную скорость  $v_0$ , направленную вдоль оси  $x$ . Введем безразмерные переменные соотношениями

$$\begin{aligned} \xi &= \mu(x - v_0 t), \quad \eta = \mu y, \quad \tau = \mu v_0 t, \quad \lambda = aL/c, \\ u(\xi, \eta, \tau) &= aT(x, y, t), \quad \delta(\eta, \tau) = -\tau + \mu X(y, t), \\ a &= \mu\kappa/(1-R)q_0, \quad b = v_0/\mu\chi. \end{aligned}$$

После преобразований получим уравнение

$$b \left( \frac{\partial u}{\partial \tau} - \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \exp(\delta - \xi) \quad (4)$$

с граничным условием при  $\xi = \delta$

$$b \left( 1 + \frac{\partial \delta}{\partial \tau} \right) (\lambda - 0,26u) = |\nabla u|. \quad (5)$$

Задача (4)–(5) имеет стационарное решение

$$\begin{aligned} u_s(\xi) &= Ae^{-\xi} + Be^{-b\xi}, \quad \delta(\eta, \tau) = 0; \\ A &= (b-1)^{-1}, \quad B = 1,35A(0,26 + \lambda(1-b) - b^{-1}). \end{aligned} \quad (6)$$

Из (6) и (3) получаем уравнение для  $z = \lambda b$ :

$$z = v \exp \left( -\frac{mz}{1-z} \right), \quad (7)$$

где  $v = \rho c_0 L / (1-R)q_0$  и  $m = 0,74cU/L$ . Решая уравнение (7), можно найти стационарную скорость фронта испарения и температуру конденсированной фазы на границе. Полученные в результате расчета величины  $v_0/c_0$  и  $T_0/U$  приведены на рис. 1. При заданном  $m$  температура и скорость зависят от единственного безразмерного параметра  $q_0/q^* \equiv v^{-1}$ . Кривые на рис. 1 вычислены для значения  $m = 2,22$ , что соответствует теплоемкости конденсированной фазы  $3k_B$  на атом ( $k_B$  — постоянная Больцмана).

Отметим, что во всех практически интересных случаях параметр  $m \sim 1$ , а  $v$  велико по сравнению с единицей. Это позволяет получить простое приближенное решение уравнения (7):

$$z = 1 + l - (m + l^2)^{1/2}, \quad l = 0,5(m + \ln v),$$

из которого можно найти скорость фронта и температуру при любых значениях  $m$ .

### 4. Задача устойчивости

Вводя возмущение температуры

$$u(\xi, \eta, \tau) = u_s(\xi) + f(\xi) \exp(ik\eta + \gamma\tau)$$

( $|f(\xi)| \ll |u_s(\xi)|$ ) и возмущение границы фаз

$$\delta(\eta, \tau) = \beta \exp(ik\eta + \gamma\tau),$$

получим из (4) и (5) в линейном по малым  $f$  и  $\beta$  приближении уравнение для  $f(\xi)$ :

$$f'' + bf' - (b\gamma + k^2)f = -\beta e^{-\xi} \quad (8)$$

с граничным условием при  $\xi=0$  ( $u_0 \equiv u_s(0)$ )

$$f'(0) + 0,26bf(0) = \beta[\gamma b(\lambda - 0,26u_0) - 0,26bu_0' - u_0'']. \quad (9)$$

Заметим, что исходное условие (5) поставлено на возмущенной границе  $\xi = \delta(\eta, \tau)$ . Чтобы перейти к условию (9) при  $\xi=0$ , необходимо разложить входящие в (5) функции в ряды по малому  $\delta$ .

Второе граничное условие следует из уравнения для скорости испарения, преобразованного к поверхности  $\xi=0$  и линеаризованного по  $f$ . Это условие требует некоторого дополнительного обсуждения. В экспериментах по лазерному испарению давление пара у облучаемой поверхности обычно много больше давления окружающей среды, поэтому адекватной моделью этого процесса является испарение в вакуум. В этом случае даже при учете конденсации [8] поток массы и скорость испарения пропорциональны давлению насыщенного пара, откуда и следует в случае плоского фронта формула (3). Когда граница фаз не является плоской, давление пара и скорость испарения зависят от ее кривизны, выпуклые участки поверхности испаряются скорее, чем вогнутые. Ясно, что это должно приводить к стабилизации возмущений с достаточно большими  $k$ . Этот эффект можно учесть [4], вводя в (3) эффективное значение  $U_{eff}$ , являющееся функцией локального радиуса кривизны. Для рассматриваемых возмущений, следуя [4], получаем

$$U_{eff} = U - pr^{-1}, \quad p = \sigma M / \rho k_B,$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $M$  — масса атома,  $\rho$  — плотность твердого тела и  $r$  — радиус кривизны границы. В линейном по амплитуде возмущений приближении следует положить  $r^{-1} = \partial^2 X / \partial y^2$ . Тогда кинетическое граничное условие записывается в виде

$$f(0) = \beta[\gamma u_0^2 / aU + \Lambda u_0 k^2 - u_0''], \quad (10)$$

где  $\Lambda = \mu p / U$ . Для грубой оценки величины  $\Lambda$  заметим, что оба слагаемых в  $U_{eff}$  становятся одного порядка, когда  $r$  имеет порядок межатомных расстояний  $d$ . Отсюда следует оценка  $\Lambda \sim \mu d \ll 1$ .

Интегрируя уравнение (8) с граничными условиями (9) и (10), получаем обычным путем дисперсионное уравнение для неустойчивых мод в параметрической форме с параметром  $\alpha$ :

$$k^2 = \alpha(\alpha - b) - b\gamma,$$

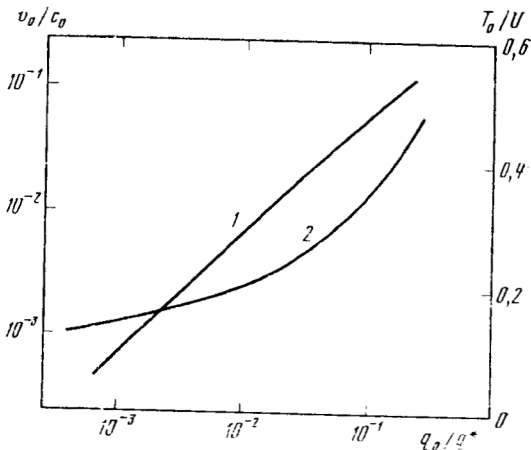


Рис. 1. Скорость фронта (1) и температура на границе фаз (2) при стационарном испарении

$$\gamma = \frac{(\alpha - b) [h - (\alpha - b + 1)^{-1} - \alpha(\alpha - 0,26b) \Lambda u_0]}{h + (\alpha - 0,26b)(s - \Lambda b u_0)}, \quad (11)$$

где  $h = 1 - b u_0 = u_0'$  и  $s = u_0^2 / aU$ .

Легко видеть, что при больших и малых  $k$  инкремент  $\gamma < 0$ , т. е. соответствующие моды являются затухающими. При  $k \rightarrow 0$   $\gamma(k)$  обращается в нуль. Если интенсивность лазерного излучения достаточно велика, т. е. параметр  $\nu$  не слишком велик, функция  $\gamma(k)$  имеет еще два нуля:  $k_1$ , соответствующий  $\alpha_1 \approx b - 1 + h^{-1}$ , и  $k_2 \approx \alpha_2 \approx [bh/\Lambda(1-h)]^{1/2}$ . Возмущения с волновыми числами, заключенными между  $k_1$  и  $k_2$ , являются неустойчивыми. На рис. 2 приведены графики функции  $\gamma(k)$  для значений параметров  $\nu = \lambda = 20$ ,  $\Lambda = 10^{-3}$  (кривая 1) и  $\nu = \lambda = 100$ ,  $\Lambda = 10^{-5}$  (кривая 2).

Внутри интервала неустойчивости функция  $\gamma(k)$  имеет максимум. Максимальное значение инкремента  $\gamma_m$  и соответствующее ему волновое число  $k_m$  приведены на рис. 3 для  $\Lambda = 10^{-5}$  как функции безразмерной интенсивности лазерного излучения  $q_0/q^*$  ( $\nu = \lambda$ ).

Когда интенсивность лазерного излучения достаточно мала,  $\gamma(k)$  оказывается отрицательной при всех  $k \neq 0$ . Это соответствует устойчивому распространению плоского фронта испарения. Критическое значение интенсивности, соответствующее появлению неустойчивой моды, зависит от параметра  $\Lambda$ . Граница устойчивости показана на рис. 4 ( $\nu = \lambda$ ).

При очень малых  $\Lambda$  максимальное значение инкремента можно вычислить простым путем, если заметить, что максимум достигается при значениях  $k = k_m \gg 1$ , а возмущения температуры  $f$  имеют при больших  $k$  порядок  $\beta/k$ . Иными словами, при больших  $k$  возмущения фазовой границы развиваются на фоне невозмущенного температурного поля. Полагая в (10)  $f(0) = 0$  и выполняя несложные вычисления, получаем

$$\gamma_m \approx \frac{aU}{u_0^2} [h - 0,6(u_0\Lambda)^{1/2}].$$

Переходя к размерным переменным и опуская второе слагаемое в скобках, которое в несколько раз меньше первого, получаем приближенную оценку для максимального инкремента:

$$\bar{\gamma}_m \approx \nu_0 U T_s'(0) / T_s^2(0). \quad (12)$$

Из последнего выражения можно непосредственно видеть связь неустойчивости фазовой границы с направлением градиента температуры в ее окрестности: именно, неустойчивость имеет место, когда градиент температуры и скорость границы направлены в одну и ту же сторону. Формуле (12) можно дать и несколько иную интерпретацию, если заметить, что с помощью (3) она формально может быть переписана в виде

$$\bar{\gamma}_m \approx \frac{dv_0}{dT_0} T_0' = \frac{dv_0}{dx}.$$

Инкремент положителен, если смещение фронта вперед вызывает увеличение его скорости. Температурное поле при этом рассматривается как невозмущенное, что правильно в коротковолновом пределе.

Из вывода формулы (12) понятно, что оценка для инкремента неустойчивости остается справедливой при слабонестационарном испарении, если  $\nu_0$  и  $T_0$  рассматривать как медленно меняющиеся функции времени.

Остановимся теперь кратко на модели фазового перехода с заданной температурой. Такая модель соответствует классической задаче Стефана

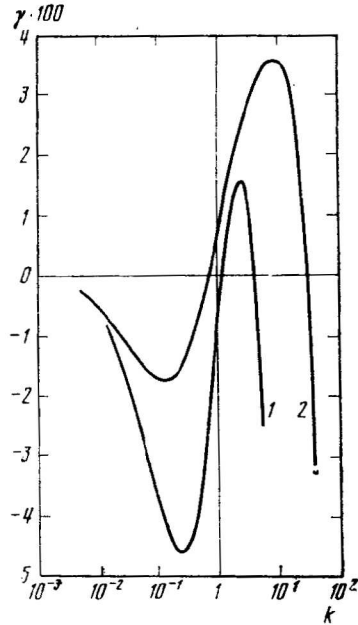


Рис. 2

Рис. 2. Инкремент неустойчивости как функция волнового числа: 1 -  $\nu = \lambda = 20$ ,  $\Lambda = 10^{-3}$ ; 2 -  $\nu = \lambda = 100$ ,  $\Lambda = 10^{-5}$

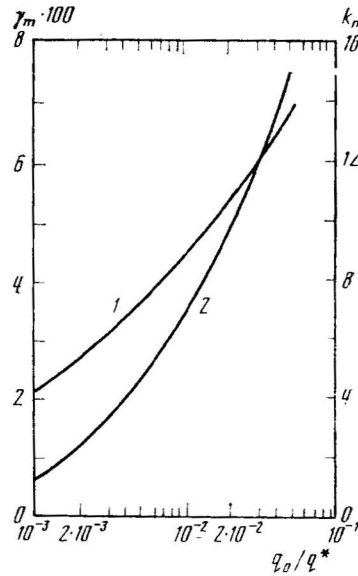


Рис. 3

Рис. 3. Максимальное значение инкремента неустойчивости (2) и соответствующее ему значение волнового числа (1) как функции интенсивности излучения

Рис. 4. Граница устойчивости. Заштрихованная область соответствует устойчивым режимам испарения

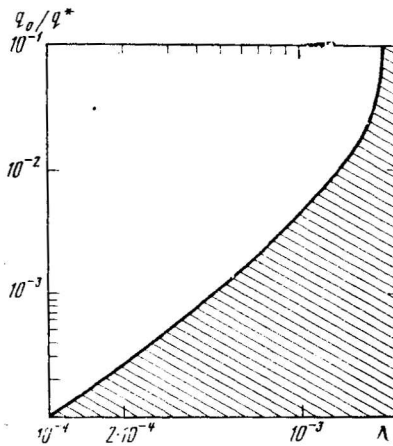


Рис. 4

и в связи с проблемой взаимодействия лазерного излучения с веществом рассматривалась в работе [1]. Устойчивость границы фаз в задаче Стефана другим методом изучалась в [6]. Вычисление инкремента, аналогичное описанному выше, приводит к дисперсионному уравнению

$$\gamma = (\alpha - b) \left[ 1 - \frac{1}{b\lambda(\alpha - b + 1)} \right],$$

из которого следует, что при больших волновых числах инкремент растет с ростом  $k$  по линейному закону. Для размерных величин имеет место асимптотическая формула  $\tilde{\gamma} = \nu_0 \tilde{k}$ . Ввиду неограниченного роста инкремента постановка задачи устойчивости для модели стефановского типа является

ся, строго говоря, некорректной. Нетрудно видеть, что это обстоятельство связано с фундаментальным недостатком стефановской модели: отсутствием ограничения сверху на скорость перемещения границы фаз. По этой причине модель становится некорректной при достаточно больших градиентах температуры.

### 5. Обсуждение результатов

Мы показали, что при определенных условиях плоский фронт испарения неустойчив. Максимальный инкремент неустойчивости по порядку величины равен

$$\tilde{\gamma}_m \sim v_0 U \frac{T_s'(0)}{T_s^2(0)} \sim \frac{v_0^2}{\chi} \left( \frac{U}{T_0} \right)^2.$$

Понятно, что время нарастания соответствующих возмущений много меньше времени установления стационарного режима испарения  $\chi/v_0^2$ . Длина волны наиболее быстрорастущих возмущений близка к характерному пространственному масштабу распределения температуры.

Приведенный выше анализ неустойчивости содержит ряд упрощающих предположений, введенных в основном для того, чтобы не усложнять изложение второстепенными деталями. Мы предполагали, во-первых, что оптические и теплофизические характеристики конденсированной фазы не зависят от температуры. Более подробное исследование показывает, что учет этой зависимости не меняет качественных результатов проведенного исследования и может оказаться существенным лишь в случае слабопоглощающих диэлектриков, коэффициент поглощения которых резко изменяется с температурой.

Во-вторых, мы ограничились в своем анализе случаем нормального падения света. В этом случае отражательная способность плоской поверхности изменяется при наложении возмущения  $\delta(\eta, \tau)$  на величину порядка  $\delta^2$ . В линейной задаче устойчивости это изменение не нужно учитывать.

В-третьих, мы не рассматривали нелинейные эффекты, в частности те из них, которые приводят к стабилизации возмущений, растущих в линейном приближении.

Все перечисленные вопросы нуждаются в дополнительном исследовании.

В экспериментах по лазерному испарению твердых тел установлен ряд закономерностей, которые можно было бы связать с проявлением рассматриваемой неустойчивости. Многими авторами отмечалось, например [1], что после начала интенсивного испарения металлической поверхности резко меняются величина ее отражательной способности и угловое распределение отраженного света. Известно далее, что значительную часть в продуктах разрушения металлов под действием лазерного излучения составляют капли жидкости, а средняя удельная энергия разрушения всегда оказывается ниже удельной теплоты испарения [1]. Было предложено несколько правдоподобных механизмов возникновения капель жидкости в продуктах разрушения. При этом нет оснований исключать рассматриваемую неустойчивость и связанное с нею диспергирование поверхностного слоя испаряемого тела из числа наиболее вероятных механизмов. Отметим, что наблюдаемый размер капель не противоречит предположению о том, что они образовались в результате развития рассматриваемой неустойчивости.

В качестве объектов для экспериментального изучения неустойчивости испарения под действием лазерного излучения представляют, по-видимому, интерес металлы и некоторые неметаллические сильнопоглощающие



вещества с высоким давлением пара при температуре плавления. Для таких веществ слой расплавленного материала имеет малую толщину и испарение происходит, по существу, из твердой фазы. На развитие неустойчивости может повлиять наличие поликристаллической структуры материала, так как границы монокристаллов могут явиться центрами «объемного» испарения. В металлах с размером монокристаллов порядка микрона и коэффициентом поглощения порядка  $10^5 \text{ см}^{-1}$  наличие поликристаллической структуры вообще никак не должно сказываться на развитии неустойчивости. Для веществ с меньшим коэффициентом поглощения такая структура могла бы играть роль начального возмущения, определяющего, по крайней мере на начальных стадиях, пространственный масштаб неустойчивости.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Я. Б. Зельдовича и Л. П. Питаевского за полезные дискуссии.

Институт теоретической физики  
им. Л. Д. Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
18 октября 1979 г.

#### Литература

- [1] J. F. Ready. *J. Appl. Phys.*, **36**, 462, 1965.
- [2] С. И. Анисимов, А. М. Бонч-Бруевич, М. А. Ельяшевич, Я. А. Имас, Н. А. Павленко, Г. С. Романов. *ЖТФ*, **36**, 1273, 1966.
- [3] С. И. Анисимов. *ТВТ*, **6**, 116, 1968.
- [4] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Статистическая физика*, М., «Наука», 1976.
- [5] И. М. Искольдский, Л. С. Гулида. *ДАН СССР*, **87**, 523, 1952.
- [6] А. М. Искольдский, В. К. Пинус, Я. Г. Эпельбаум. *Препринт № 59*, Института автоматизации и электротехники СО АН СССР, Новосибирск, 1977 г.
- [7] С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. *Действие излучения большой мощности на металлы*, М., «Наука», 1970.
- [8] С. И. Анисимов. *ЖЭТФ*, **54**, 338, 1968.
- [9] Г. Карслоу, Д. Егер. *Теплопроводность твердых тел*, М., «Наука», 1964.

---

#### INSTABILITY OF A PLANE EVAPORATION BOUNDARY IN THE INTERACTION BETWEEN LASER RADIATION AND MATTER

*S. I. Anisimov, M. I. Tribelsky, Ya. G. Epelbaum*

The instability of the boundary between condensed matter and its vapor is studied in the case when the evaporation is induced by laser irradiation. It is shown that at sufficiently high radiation intensities (for most metals above  $10^6 \text{ W/cm}^2$ ) the evaporation front is unstable. The maximal instability increment possesses perturbations with a wavelength of the order of the penetration depth of light in the evaporated matter. The build-up time of the perturbations is much smaller than the time of establishment of a quasistationary evaporation regime.

---