

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

532.70+535.211

## НЕРЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЖИДКОСТЬЮ

Ф. В. Бункин, М. И. Трибельский

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	193
а) Цель обзора (193). б) Основные обозначения (194).	
2. Опотермодинамические явления в жидкости . . . . .	194
3. Фазовый переход жидкость — пар под действием лазерного излучения . .	204
а) Метастабильная жидкость (204). б) Неустойчивость фронта испарения (207). в) Объемное и поверхностное парообразование (211).	
4. Оптоакустические явления в поглощающей жидкости . . . . .	212
а) Тепловой и стрикционный механизмы возбуждения звука (213). б) Распространение звука. Ближняя и дальняя волновые зоны (216).	
5. Кинжальное проплавление металлов . . . . .	221
6. Переход металл — диэлектрик под действием лазерного излучения . . . .	228
7. Некоторые проблемы. Заключение . . . . .	235
Цитированная литература . . . . .	236

— Я сделал в бассейне очень важное открытие, —  
сказал мистер Моркоу, несколько не смущаясь.

— О-очень, о-очень важное! — поддакнула собака, —  
мы с вами открыли, что вода о-очень, о-очень мокрая.

*Джанни Родари, «Приключения Чиполлино»*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

#### а) Цель обзора

Практически сразу после создания первых лазеров, когда в руках экспериментаторов появились приборы, способные генерировать электромагнитное излучение невиданной до тех пор степени когерентности и фокусировать его в малые объемы, создавая огромные плотности потока, наметились и основные направления развития физики взаимодействия лазерного излучения с веществом. При этом значительная часть исследований, посвященных нерезонансному взаимодействию, свелась к использованию полученных рекордных плотностей потока излучения для воздействия на вещество. Позднее, с созданием пикосекундных лазеров, сюда влился поток исследований по реакции вещества на ультракороткие воздействия мощных импульсов излучения. Нет нужды перечислять здесь все принципиально новые эффекты, которые были при этом обнаружены. Достаточно упомянуть такие, как явление самофокусировки, оптический пробой диэлектриков, нелинейный фотоэлектрический эффект в металлах, многоквантовая ионизация газов и т. п.

При всем этом мы, «нисколько не смущаясь», берем на себя смелость утверждать, что целый ряд явлений, обусловленных нерезонансным взаимодействием лазерного излучения с веществом, для изучения которых не требуются ни рекордно большие интенсивности излучения, ни рекордно малые длительности, исследованы либо явно недостаточно, либо не изучались вовсе. По-видимому, это можно объяснить тем, что каждое очередное достижение в лазерной технике (создание нового типа лазеров, повышение выходной мощности существующих типов и т. п.) предоставляло столь широкие возможности для проведения принципиально новых исследований, что неизбежно приводило к некоторой переориентации специалистов, возможно, и в ущерб исследованиям, успевшим стать традиционными.

К таким вопросам, незаслуженно обойденным вниманием специалистов, в первую очередь относятся различные явления, обусловленные воздействием мощных световых потоков на жидкость. Явления эти, как правило, не имеют аналогов при взаимодействии излучения с веществом, находящемся в других агрегатных состояниях, что делает их изучение особенно важным. Обсуждению некоторых проблем из указанного круга и посвящен настоящий обзор. При этом мы по возможности старались не останавливаться на вопросах, так или иначе освещавшихся ранее. Исключение (ввиду важности проблемы и большого числа новых результатов, полученных в последнее время) составляет гл. 4, посвященная генерации звука лазерным излучением и сопутствующим явлениям.

#### б) Основные обозначения

Все содержание обзора объединено общей тематикой, однако, изложение мы старались строить так, чтобы каждую из глав, в случае необходимости, можно было прочесть, не пользуясь материалами остальной части обзора. При этом мы сочли целесообразным привести здесь список основных обозначений, используемых на протяжении всего обзора. Всюду ниже:

$A$  — есть поглощательная способность поверхности жидкости ( $0 \leq A \leq 1$ ),  $A_m$  — атомный вес,  $C$  — удельная теплоемкость,  $c$  — скорость света в пустоте,  $K$  — коэффициент поглощения излучения ( $\text{см}^{-1}$ ),  $N_A$  — число Авогадро,  $p$  — давление,  $q$  — плотность потока оптического излучения,  $r_0$  — радиус фокального пятна,  $T$  — температура, которая всюду измеряется в энергетических единицах,  $u$  — скорость звука,  $v$  — удельный объем,  $\alpha = (1/v) (\partial v / \partial T)_p$  — коэффициент объемного расширения,  $\beta = - (1/v) (\partial v / \partial p)_T$  — изотермическая сжимаемость,  $\kappa$  и  $\chi$  — коэффициенты тепло- и температуропроводности соответственно ( $\chi = \kappa v / C_p$ ),  $\lambda$  — удельная теплота испарения,  $\rho = 1/v$  — плотность,  $\tau$  — длительность лазерного импульса.

Кроме того, везде, где это не оговорено особо, индексом «0» обозначены начальные (равновесные), индексом «С» — критические (по отношению к переходу жидкость — пар) значения соответствующих величин, а штрихом помечены их отклонения от начальных или равновесных значений. Остальные обозначения вводятся в каждой главе независимо и используются только внутри этой главы.

## 2. ОПТОТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ

По-видимому, одной из важнейших с практической точки зрения задач оптотермодинамики является задача о сильном сжатии и нагреве мишени под действием лазерного импульса с программированной формой, поставленная и исследуемая в проблеме лазерного термоядерного синтеза

(см. обзор <sup>1</sup> и цитируемые в нем работы). Однако это далеко не единственная задача, в которой макроскопическая система в результате действия на нее мощного оптического излучения переводится из данного начального состояния по заданному пути в данное конечное (так кратко можно охарактеризовать круг вопросов, составляющий предмет оплотермодинамики <sup>2</sup>).

В частности, значительный интерес представляют оплотермодинамические проблемы взаимодействия излучения с жидкостью. Вопросы, связанные с различного типа фазовыми переходами, ввиду их особой важности будут рассмотрены отдельно (см. гл. 3, 6). Здесь же мы остановимся на исследовании таких случаев, когда кривая, ограничивающая фазовый объем (область допустимых значений термодинамических переменных) системы, подверженной действию излучения, целиком находится в однофазной области.

Одной из первых в этом круге вопросов является задача о переходе из нормального состояния  $(p_0, \rho_0)$  в окрестность критической точки  $(p_1, \rho_1)$ , рассмотренная в работе <sup>2</sup>. Наиболее просто этот вопрос решается в случае, когда переход осуществляется по отрезкам изобары и изохоры. Пусть лазерное излучение фокусируется на свободную поверхность жидкости и при этом выполняются неравенства  $r_0 \ll L$ ,  $r_0 \ll K^{-1}$ , где  $L$  — длина перетяжки каустики. Тогда для того чтобы давление не успевало «сбрасываться» из фокального объема, длительность лазерного импульса  $\tau_1$  должна удовлетворять неравенству  $\tau_1 \ll r_0/u$  (в более общем случае вместо  $r_0$  в это неравенство должна входить минимальная из величин  $r_0, L, K^{-1}$ ).

Заметим, что технически самый простой случай, когда переход осуществляется по схеме  $(p_0, \rho_0) \rightarrow (p_0, \rho_1) \rightarrow (p_1, \rho_1)$  (при этом на участке  $(p_0, \rho_0) \rightarrow (p_0, \rho_1)$  форма лазерного импульса может быть любой, лишь бы его длительность удовлетворяла неравенству  $\tau \gg r_0/u$ ) не может быть реализован, так как на участке  $(p_0, \rho_0) \rightarrow (p_0, \rho_1)$  жидкость неизбежно попадает в метастабильную область и закипит. Эффекты, обусловленные такого рода явлениями, будут обсуждаться в гл. 3.

Одним из возможных вариантов фазовой траектории является переход  $(p_0, \rho_0) \rightarrow (p_1, \rho_0) \rightarrow (p_1, \rho_1)$ . Переход  $(p_0, \rho_0) \rightarrow (p_1, \rho_0)$  осуществляется коротким лазерным импульсом  $\tau_1 \ll r_0/u$  произвольной формы. Оценки показывают, что на этом участке жидкость обычно нагревается незначительно (характерная величина нагрева — несколько градусов). Переход же из состояния  $(p_1, \rho_0)$  в конечное состояние  $(p_1, \rho_1)$  происходит под действием профилированного лазерного импульса. Форма импульса подбирается так, чтобы спад давления, обусловленный «разгрузкой» фокального объема в невозмущенную жидкость, компенсировался ростом  $p$  за счет поглощения излучения. На этом участке происходит основной нагрев жидкости. При этом длительность импульса должна быть порядка  $r_0/u$ , а его интенсивность — монотонно возрастать ввиду увеличения теплоемкости  $C_p(p_1, \rho)$  и снижения плотности  $\rho$  <sup>3</sup>.

Примерная форма всего лазерного импульса изображена на рис. 1. Численные оценки для этилового спирта ( $T_c = 521$  К;  $p_c = 69$  бар;  $\rho_c = 0,27$  г/см<sup>3</sup>) при переходе из нормальных условий ( $p_0 = 1$  бар,  $\rho_0 = 0,815$  г/см<sup>3</sup>) в закритическую область  $p_1 = 70$  бар,  $\rho_1 = \rho_c$ ;  $T_1 = 525$  К при  $K = 0,5$  см<sup>-1</sup> и  $r_0/u = 4 \cdot 10^{-7}$  с дают приращение температуры на изохорном участке  $T' = 3,4$  К; энергию короткого лазерного импульса  $W_1 = 0,1$  Дж; полную энергию импульса  $W = 20$  Дж.

Таким образом, рассматриваемая энергетика лежит в пределах возможностей весьма скромной лазерной техники сегодняшнего дня, и в реальной постановке эксперимента критерием оптимальности должно быть не

условие минимальности энергии лазерного импульса, а возможность программирования данной его формы.

В качестве других возможных задач оптотермодинамики можно указать на генерацию мощных импульсов давления в жидкости, имеющих заданную форму, исследование вынужденной (т. е. обусловленной самим излучением, переводящим жидкость в окрестность критической точки) критической опалесценции и т. д.

Выше были приведены примеры оптотермодинамических задач, относящихся к тому случаю, когда за время действия импульса излучения зву-

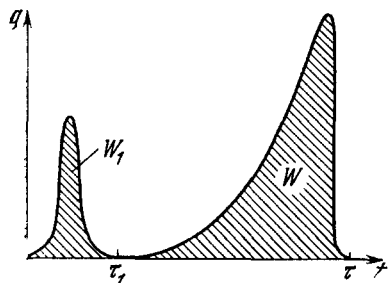


Рис. 1. Примерная форма лазерного импульса, переводящего при действии излучения на свободную поверхность жидкость в фокальном пятне в окрестность критической точки.

ковое возмущение успевает охватить только малую часть всей жидкости ( $ut \ll V^{1/3}$ , где  $V$  — полный объем, занимаемый жидкостью). В этом случае задачи оптотермодинамики могут быть решены, вообще говоря, только при использовании лазерных импульсов, имеющих определенную программированную форму, что налагает дополнительные трудности на реализацию соответствующих экспериментов.

Возможна, однако, другая постановка вопроса. Пусть жидкость полностью заполняет объем, ограниченный прозрачной для излучения теплоизолированной герметизированной твердой кюветой. В этом случае для достаточно длинных импульсов ( $ut \gg V^{1/3}$ ), вне зависимости от соотношения между  $V$  и величиной фокального объема, энергия лазерного импульса «разносится»

звуковыми волнами по всему объему  $V$ , причем дальнейшего сброса энергии не происходит в силу консервативности системы. Так как градиенты давления выравниваются со скоростью звука, то при условии  $ut \gg V^{1/3}$  давление будет иметь гладкую, зависящую только от времени составляющую, на которую будет накладываться слабая пространственно-временная «рябь», обусловленная интерференцией звуковых волн, генерируемых в жидкости за счет поглощения излучения и многократно отраженных от стенок кюветы. Пренебрегая этой «рябью», можно считать, что давление в рассматриваемом случае является только функцией времени, прошедшего от начала действия импульса излучения, и для любого фиксированного момента времени одинаково во всех точках внутри кюветы («квазистационарное приближение»).

Но тогда для многих задач оптотермодинамики полностью снимается вопрос о программировании формы импульса излучения, что существенно упрощает реализацию экспериментов.

Такого рода задачи, помимо самостоятельного общефизического интереса, весьма важны в приложениях; они, например, моделируют явления, происходящие в системах накачки твердотельных лазеров, где источником излучения являются мощные импульсные лампы, помещенные в охлаждающую жидкость<sup>4,5</sup>. Поэтому остановимся на этих явлениях несколько подробнее.

В качестве примера рассмотрим следующую одномерную задачу<sup>6</sup>. Пусть плоская электромагнитная волна облучает одну из граней прямоугольной кюветы, заполненной жидкостью (вектор Пойнтинга волны нормален к поверхности кюветы). Коэффициент поглощения излучения жидкости удовлетворяет условию  $K\delta \gg 1$ , где  $\delta$  — толщина слоя жидкости в направлении распространения излучения.

Условие применимости квазистационарного приближения теперь имеет вид  $ut \gg \delta$ . С другой стороны, сверху длительность лазерного импульса ограничим неравенством  $\chi t K^2 \ll 1$ , что позволяет пренебречь эффектами теплопроводности.

Величины давлений, которые могут быть достигнуты в жидкости при проведении экспериментов, соответствующих рассматриваемой задаче, ограничиваются прочностью кюветы и в реальных случаях не превосходят нескольких сотен бар, что лежит в пределах применимости линейной акустики. Поэтому в качестве одной из независимых термодинамических переменных удобно выбрать давление и провести линеаризацию задачи по этой переменной.

Однако в наиболее интересном случае сколько-нибудь значительных интенсивностей излучения, когда жидкость может переходить в закритическое состояние, выбрать вторую независимую переменную, по которой можно было бы линеаризовать задачу, нельзя. Это связано с тем, что та часть энергии лазерного импульса, которая идет на увеличение давления в жидкости, «размазывается» по всему объему, что приводит к «физическому усреднению» давления. Ни с какими другими переменными этого не происходит. Профили температуры, плотности и т. п. остаются «вмороженными» в жидкость, и хотя их средние значения невелики (среднее по объему изменение плотности вообще равно нулю) локальные изменения в области  $Kx \lesssim 1$  (где  $x$  — расстояние, отсчитываемое от внутренней поверхности кюветы в направлении распространения излучения; ниже эта область будет называться керном) могут быть весьма значительны. А так как именно в керне происходит основное энерговыделение, то даже малые ошибки в определении термодинамических переменных в этой области могут привести к существенному искажению реальной ситуации. Поэтому правильное описание явления возможно только на основе решения нелинейной гидродинамической задачи. Ниже будет кратко изложено такое решение и проведено его сопоставление с экспериментом.

Сделаем прежде несколько замечаний, касающихся постановки задачи. Если источником излучения является импульсная лампа, то в силу широкополосности ее излучения необходимо учитывать зависимость коэффициента поглощения излучения от длины волны. Можно, однако, ввести некоторый средний коэффициент поглощения, удовлетворительно описывающий диссипацию энергии излучения в жидкости<sup>5</sup>. Кроме того, импульсная лампа обычно помещается непосредственно внутрь кюветы, что меняет симметрию задачи. Однако, если выполняется условие  $KR \gg 1$ , где  $R$  — внешний радиус баллона лампы, что, как правило, имеет место в реальных условиях эксперимента (см. ниже), то задача, описывающая поглощение излучения в керне, является практически плоской. Что же касается жидкости, находящейся вне керна, то, как будет видно из дальнейшего, при наличии в системе трансляционной симметрии вдоль оси лампы (что делает задачу двумерной) форма внутренней поверхности кюветы вообще несущественна<sup>\*)</sup>.

В качестве независимых термодинамических переменных удобно выбрать удельную энтальпию  $w$ . Так как ниже мы будем пользоваться принципом соответственных состояний, то входящая в формулы энтальпия есть истинная энтальпия жидкости, отсчитываемая от абсолютного нуля и, как уже было сказано, давление  $p$ . При этом уравнение состояния жидкости имеет вид  $\rho = \rho(w, p)$ . Коэффициент поглощения излучения жидкости определяется состоянием жидкости, т. е.  $K = K(w, p)$ . При

\*) Если только минимальное расстояние от колбы лампы до поверхности кюветы велико по сравнению с  $K^{-1}$  (стенки кюветы не попадают в область керна).

сделанных предположениях уравнения гидродинамики принимают вид

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} = q(t) K \exp \left( - \int_0^x K dx' \right), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (2.2)$$

$$\rho = \rho(w, p), \quad (2.3)$$

$$K = K(w, p). \quad (2.4)$$

Эти уравнения необходимо дополнить начальными условиями

$$p(0, x) = p_0, \quad w(0, x) = w_0 \quad (2.5)$$

и законом сохранения массы

$$\int_0^\delta \rho dx = \rho_0 \delta = \text{const.} \quad (2.6)$$

Здесь  $q(t)$  — интенсивность излучения на входе в жидкость ( $g(t) = 0$  при  $t \leq 0$ ). Для решения задачи величину  $w' \equiv w - w_0$  удобно представить в виде  $w' = w_1' + w_2'$ , где слагаемые  $w_1$  и  $w_2$  удовлетворяют уравнениям

$$\rho \frac{\partial w_1}{\partial t} = q(t) K \exp \left( - \int_0^x K dx' \right), \quad (2.7)$$

$$\rho \frac{\partial w_2}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (2.8)$$

Тем самым мы выделяем два существенно различных механизма нагрева жидкости: за счет поглощения излучения и за счет роста давления. Оценки показывают, что в области ядра  $w_1' \gg w_2'$ , во всем же остальном объеме жидкости выполняется неравенство противоположного знака<sup>5</sup>. Физически это означает, что в ядре жидкость поглощает практически все излучение, сильно нагревается и расширяясь, давит, как поршень, на остальную массу жидкости, которая сжимается адиабатически и за счет этого нагревается.

Из сказанного ясно, что вне ядра величиной  $w_1'$  можно пренебречь в сравнении с  $w_2'$ , а задача (2.1) — (2.6) ввиду малой величины адиабатической сжимаемости реальных жидкостей может быть линеаризована по всем переменным. Отсюда сразу получаем, что  $w_2' = p'/\rho_0$ .

Уравнение состояния жидкости в области ядра может быть представлено в виде

$$\rho(w, p) \approx \rho(w, p_0) + \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_w p'. \quad (2.9)$$

Как будет видно из последующего,  $p'$  всегда обратно пропорционально  $\delta$ , в то время как все остальные величины в правой части (2.9) от  $\delta$  зависят слабо. Поэтому при достаточно большом значении  $\delta$  изменением плотности в ядре, обусловленным ростом давления, можно пренебречь по сравнению с изменением, связанным с ростом энthalпии. Оценки показывают, что ограничения, накладываемые в этой связи на величину  $\delta$ , обычно сводятся к тому же условию  $K\delta \gg 1$ . Учитывая, кроме того, что в области ядра  $w_2' \ll w_1'$ , получаем, что уравнение состояния здесь вырождается в уравнение изобары  $\rho = \rho_p(w_1)$ . Из сказанного ясно, что в пределах применимости данного рассмотрения конкретное значение  $p$  в уравнении изобары не существенно. Поэтому в дальнейшем значок  $p$  будет опускаться,  $\rho_p(w_1) \equiv \rho(w_1)$ . То же справедливо относительно  $K$ , т. е.  $K \approx K(w_1)$ .

В этом случае уравнение (2.7) может быть решено относительно  $w_1$  в общем виде при практически произвольных зависимостях  $\rho$  и  $K$  от  $w_1$ .

Метод решения таких уравнений изложен в<sup>7</sup>. Опуская громоздкие выкладки, приведем сразу конечный результат:

$$x = \int_{w_1}^{w_M} \rho(w) \left[ K(w) \int_{w_0}^w \rho(w') dw' \right]^{\frac{1}{2}} dw, \quad (2.10)$$

где  $w_M(t) \equiv w_1|_{x=0}$  — максимальное значение энтальпии жидкости, достигнутое к данному моменту времени  $t$ . Наиболее просто  $w_M$  определяется в случае массового поглощения излучения ( $K = \mu\rho$ ,  $\mu = \text{const}$ ). В этом случае (см. (2.7))

$$w'_M = \mu \int_0^t q(t') dt'. \quad (2.11)$$

Уравнение (2.10) в неявном виде определяет зависимость  $w_1 = w_1(x, t)$ . Изменение плотности удобно представить в виде  $\rho' = \rho'_1 + \rho'_2$ , где  $\rho'_1$  связано с нагревом непосредственно излучением (т. е. с  $w_1$ ), а  $\rho'_2$  — с нагревом за счет адиабатического сжатия ( $\rho'_2 = p'/u_0^2$ ). Используя теперь закон сохранения массы (2.6) и учитывая, что согласно (2.10)

$$\int_0^\delta \rho'_1(w_1) dx \approx \int_{w_M}^{w_0} \rho_1 \frac{dx}{dw_1} dw_1$$

получаем для  $p'$  выражение

$$p' = \tilde{p} \int_{w_0}^{w_M} [\rho_0 - \rho(w)] \frac{\rho(w)}{\rho_0} \frac{K_0}{K(w)} \left[ \int_{w_0}^w \rho(w') dw' \right]^{-1} dw, \quad (2.12)$$

где  $\tilde{p} \equiv u_0^2 \rho_0 / \Lambda_0$ ,  $\Lambda_0 \equiv K_0 \delta$  — оптическая толщина невозмущенной жидкости.

Формулы (2.9)–(2.12) вместе с условием  $\rho' = \rho_1(w_1) + (p'/u_0^2)$  представляют собой полное решение поставленной задачи. Поправки к решению, обусловленные влиянием роста  $w_2$  и  $p$  на формирование профиля термодинамических переменных в области ядра в случае необходимости могут быть получены методом последовательных приближений.

Подчеркнем, что  $\rho'_1(w_1) < 0$  — жидкость в ядре расширяется, причем поскольку объем ядра мал, то для того, чтобы выполнялся закон сохранения массы, должно быть  $|\rho'_1(w_M)| \gg p'/u_0^2$ , т. е. изменение плотности в ядре может быть весьма велико.

Таким образом, в рассматриваемом случае жидкость в области ядра сравнительно просто переводится в состояние с малым значением плотности и большими значениями давления и температуры. Подчеркнем, что при хорошей герметизации кюветы такие состояния жидкости являются сравнительно «долгоживущими». Время сглаживания профилей плотности и температуры порядка  $(K^2 \chi)^{-1}$ , что в типичных случаях <sup>4-6</sup> составляет 0,1 с и может быть существенно повышено, так как величина  $K$  может меняться в широких пределах.

По указанным причинам такой способ воздействия излучения на жидкость представляется авторам перспективным, в частности, при исследовании физико-химических свойств жидкости в труднодоступной области значений  $p$ ,  $\rho$  и  $T$ .

Вернемся к исследованию выражения (2.12). При малых энерго-вкладах, когда линейное приближение справедливо и в области ядра, (2.12) переходит в

$$p' \approx \Gamma_0 \frac{1}{8} \int_0^t q(t') dt', \quad (2.13)$$

где  $\Gamma_0$  — значение коэффициента Грюнайзена данной жидкости при начальных условиях ( $\Gamma \equiv \alpha u^2 / C_p$ ). Выражение (2.13) имеет простой физический смысл и может быть написано сразу без всяких вычислений. Дей-

ствительно,  $S \int_0^t q(t') dt'$  есть полное изменение внутренней энергии

жидкость (здесь  $S$  — площадь торцевой стенки кюветы, через которую вводится излучение), а  $\Gamma$ , по определению, есть безразмерный коэффициент пропорциональности между объемной плотностью внутренней энергии тела и соответствующим ему давлением \*). Отсюда немедленно следует выражение (2.13).

В другом предельном случае очень больших энергозатрат, когда  $\rho(w_M) \ll \rho_0$ , из формулы (2.12) для приращения давления  $dp'$  получается следующая асимптотика:

$$dp' \approx \Gamma_\infty \frac{1}{8} q(t) dt, \quad \Gamma_\infty \equiv u_0^2 \rho_0 \left( \int_{w_0}^{\infty} \rho(w) dw \right)^{-1}, \quad (2.14)$$

$\int_{w_0}^{\infty} \rho dw$  сходится при любом сколь угодно слабом притяжении, существующем на больших расстояниях между молекулами жидкости, и по своему физическому смыслу есть объемная плотность энергии, которую приобретает жидкость при конденсации при постоянном давлении из бесконечно разреженного состояния до состояния, соответствующего плотности энтальпии равной  $w_0$ . Но тогда по порядку величины  $\int_{w_0}^{\infty} \rho dw \sim u_0^2 \rho_0$ , т. е.

формулы (2.13) и (2.14) отличаются лишь перенормировкой коэффициента Грюнайзена, так что формально зависимость (2.12) можно переписать в виде (2.13), вводя эффективный коэффициент Грюнайзена  $\Gamma(w_M)$ . Из того, что  $\Gamma_\infty$  того же порядка, что и  $\Gamma_0$ , следует, что зависимость  $\Gamma(w_M)$  сравнительно слабая.

Вернемся к выражению (2.12), которое можно записать в виде  $p' = \tilde{p} f(w_M)$ , где  $f(w_M)$  — безразмерная функция энтальпии. Всюду ниже для простоты будем считать, что  $K(w) = \mu \rho(w)$  и  $\mu = \text{const}$  (массовое поглощение). Тогда, отнеся  $w$  к критическому значению энтальпии  $w_c$ , в пределах применимости принципа соответственных состояний можно ожидать, что функция  $f(w/w_c)$  будет универсальной функцией, описывающей реакцию различных жидкостей на действие излучения. Численные расчеты с использованием реальных уравнений состояния, затабулированных в <sup>9, 10</sup>, показали, что в пределах погрешности метода, зависимости  $f(w/w_c)$  для существенно различных жидкостей (этанол, бензол, аммиак, вода) практически совпадают.

Подчеркнем, что при этом принципу соответственных состояний должны удовлетворять и начальные условия (т. е. отношение  $p_0/p_c$  и  $w_0/w_c$  должно быть одинаково для различных жидкостей). На рис. 2 изображена зависимость  $f(w_M/w_c)$  для  $p_0/p_c = 0,015$ ;  $w_0/w_c = 0,37$ , что соответствует нормальным условиям для этанола. Значения  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_\infty$  в этом случае равны  $\Gamma_0 \approx 0,6$ ;  $\Gamma_\infty = 1,6$ .

Все сказанное ранее относится к случаю отсутствия перехода жидкость — пар в процессе действия излучения. Выясним, когда это происходит. Так как  $p = p(t)$ , а  $w = w(t, x)$ , то каждому моменту времени соответствует единственное значение  $p$  и континуум значений  $w$ , заключенных в интервале  $p'/\rho_0 \leq w' \leq w'_M$ . Поэтому на плоскости  $(w, p)$  состояния жидкости будут образовывать некоторой двумерной областью, ограниченной справа кривой  $p = p(w_M)$ , определяемой уравнением (2.12), слева — прямой  $p' = \rho_0 w'$ , и сверху — прямой  $p = p_M$ , соответствующей максимальному давлению, достигающемуся в жидкости к концу лазерного импульса.

\*) Обычно для конденсированных сред  $\Gamma_0 \sim 1$ .

Пусть, далее,  $p = p_B(w)$  — уравнение, описывающее кривую фазового равновесия жидкость — пар (бинодаль). Тогда вскипания жидкости не произойдет, если выполняется одно из следующих условий:  $w_M < w_B$ , где  $w_B$  — минимальный корень уравнения  $p(w) = p_C$  (здесь и ниже  $p(w) \equiv p(w_M)$  и определяется выражением (2.12); см. рис. 2), либо это уравнение вообще не имеет решений. В последнем случае при достаточно больших энерговкладах жидкость будет переведена в закрытое состояние по пути, целиком лежащем в однофазной области.

Так как  $f(w_M/w_C)$  — универсальная функция, то единственным параметром, определяющим наличие или отсутствие решения в уравнении  $p(w) = p_C$ , является величина  $\tilde{p}$  (см. (2.12)). При изменении  $\tilde{p}$  (для данной жидкости это, по существу, сводится к изменению  $\Lambda_0$ ) кривая  $p(w)$  меняется подобно самой себе. Существует некоторое характерное значение  $\tilde{p}_K$ , при котором она касается бинодали. Так как уравнение бинодали также приближенно подчиняется принципу соответственных состояний<sup>11</sup>, то универсальной величиной будет не  $\tilde{p}_K$ , а  $\tilde{\pi}_K = \tilde{p}_K/p_C$ . Для зависимости, приведенной на рис. 2,  $\tilde{\pi}_K \approx 2,1$ . В случае этанола этому соответствует начальная оптическая толщина  $\Lambda_{0K} \sim 83$ .

При  $\tilde{p} < \tilde{p}_K$  и достаточно большом энерговкладе ( $w_M > w_B$ ) жидкость закипит<sup>\*</sup>). Строгий анализ процесса кипения невозможен на основании изложенного выше одномерного рассмотрения. Однако физически очевидно, что если энерговыведение в жидкости будет продолжаться, то в силу замкнутости полного объема оно по-прежнему будет приводить к росту давления. При этом точки, описывающие на  $(w, p)$ -диаграмме состояние жидкой и паровой фазы в кипящем слое, будут двигаться по двум ветвям бинодали («жидкостной» и «паровой»; см. рис. 2) в направлении критической точки. При дальнейшем энерговыведении такой процесс должен происходить до тех пор, пока давление в жидкости не станет рав-

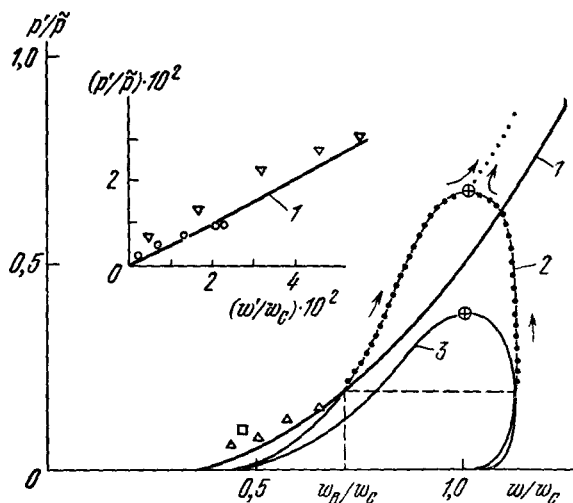


Рис. 2.  $(w, p)$ -диаграмма при действии излучения на 96%-ный этанол.

1 — универсальная кривая  $f(w_M/w_C)$ ; начальный участок этой кривой в более мелком масштабе изображен слева сверху. 2 — бинодаль при  $\tilde{\pi} < \tilde{\pi}_K$  ( $\tilde{\pi} \equiv p/p_C = 1,5$ ); вскипание жидкости происходит при  $w_M > w_B$ . Дальнейшая эволюция гетерофазной смеси показана жирными точками; стрелки указывают направление движения точек с течением времени;  $\oplus$  — критическая точка. 3 — бинодаль при  $\tilde{\pi} > \tilde{\pi}_K$  ( $\tilde{\pi} = 2,6$ ); вскипания не происходит. Экспериментальные данные соответствуют импульсам давления, изображенным на рис. 3 ( $\bigcirc$  — 1,  $\Delta$  — 2,  $\nabla$  — 3,  $\square$  — 4); в последнем случае использована только точка, для которой  $w_M < w_B$ .

<sup>\*</sup>) При импульсном нагреве жидкости ее вскипание происходит с заходом в метастабильную область, тем большим, чем больше скорость энерговыведения. Поэтому кипение начнется лишь при некотором превышении  $w_M$  над  $w_B$ , что и отражено в тексте. Более подробно соответствующие вопросы будут рассмотрены в гл. 3 настоящего обзора.

ным  $p_c$ . В этот момент точки, описывающие состояние гетерофазной смеси, двигаясь по обеим ветвям бинадали, сольются в критической точке, т. е. вся область кипения перейдет в окрестность критической точки. При дальнейшем энерговыделении жидкость снова будет нагреваться как однофазная система.

Таким образом, при любом значении оптической толщины слоя жидкости в кювете, удовлетворяющем неравенству  $\Lambda_0 > \Lambda_{0к}$  (где  $\Lambda_{0к}$  — константа задачи) и произвольных начальных условиях из области  $p_0 < p_c$ ,  $p_0 > p_c$ , при достаточно больших энерговкладах в некоторый момент времени в жидкости непременно будет существовать область, находящаяся в окрестности критической точки.

Утверждение это делается совершенно очевидным, если вспомнить, что, как отмечалось выше, в жидкости в каждый фиксированный момент времени существует определенный профиль значений удельной энтальпии, величина которой заключена в интервале  $w_m(t) \leq w \leq w_M(t)$ . Начиная с некоторого момента времени критическое значение энтальпии попадает внутрь этого интервала, так что в жидкости возникает область, в которой  $w = w_c$ . Поскольку давление во всех точках кюветы одинаково, то в момент времени, когда  $p(t)$  становится равным  $p_c$ , указанная область неизбежно оказывается в окрестности критической точки. Условие же  $\Lambda_0 > \Lambda_{0к}$  гарантирует, что давление в жидкости не станет больше  $p_c$  раньше, чем  $w_c$  попадет внутрь интервала  $[w_m; w_M]$ .

Экспериментально момент достижения критической точки может быть обнаружен по возникновению критической опалесценции. Измеряя энергию, введенную в жидкость, и давление в момент возникновения критической опалесценции, можно определить сразу два критических параметра ( $p_c$  и  $w_c$ ). Поэтому указанный метод может быть применен для диагностики критической точки<sup>6,12</sup>. Существенно, что давление в жидкости может определяться как непосредственно по показаниям датчиков, помещенных в жидкость<sup>5,12</sup>, так и по изменению плотности вне ядра ( $p' = \rho_0^2 \rho'$ ), что в свою очередь может быть сделано оптическими измерениями с большой точностью. Иными словами,  $p_c$  и  $w_c$  могут быть определены без прямого контакта с жидкостью в процессе работы, что при необходимости позволяет исследовать агрессивные и токсичные жидкости.

Важным преимуществом указанного метода является также возможность ограничиваться при проведении измерений малыми объемами исследуемой жидкости (реально объемами  $\sim 1 \text{ см}^3$ ).

Перейдем к обсуждению экспериментальных результатов. Соответствующие эксперименты проводились в работах<sup>5,12</sup> с целью моделирования условий работы мощных источников накачки твердотельных лазеров, что наложило на них значительные ограничения. Наиболее существенное из них — ограничение максимальной плотности энергии излучения величиной  $\sim 5 \text{ Дж/см}^2$  (при  $\tau \sim 500 \text{ мкс}$ ), что обусловлено предельными возможностями импульсных ламп, использовавшихся в<sup>5,12</sup> в качестве источников излучения (трубчатая импульсная лампа Хе 400,  $\varnothing 11 \times 250$ ). Лампа располагалась в стальной цилиндрической камере, коаксиально ее стенкам ( $\delta = 7 \text{ мм}$ ). Пространство камеры заполнялось исследуемой жидкостью (96%-й водный раствор этанола, в котором растворялся специальный краситель, что позволяло менять его коэффициент поглощения). Для регистрации импульсов давления, возникающих в жидкости во время вспышки лампы, использовались пьезоэлектрические приемники давления, градуированные по методу прорываемой диафрагмы<sup>13</sup>. Типичные осциллограммы импульсов давления приведены на рис. 3. Здесь же показан вид импульса излучения, лежащего в полосе поглощения жидкости (220—400 нм). Сравнительно быстрая релаксация давления после окончания вспышки

лампы при больших значениях вложенной энергии (кривая 4) объясняется неполной герметизацией кюветы.

Обработанные результаты измерений импульсов давления при различных значениях коэффициента поглощения и энерговклада в жидкость в безразмерных переменных представлены на рис. 2. Видно хорошее согласие теории с экспериментом, однако, имеющихся экспериментальных данных недостаточно для полного описания зависимости  $f(w_M/w_C)$ : все экспериментальные точки приходятся на начальный участок соответствующей кривой.

В работе <sup>12</sup> впервые был экспериментально опробован оптотермодинамический метод диагностики критической точки. Схема опыта была такая же, как и в работе <sup>5</sup>, но камера, в которой помещалась лампа, имела

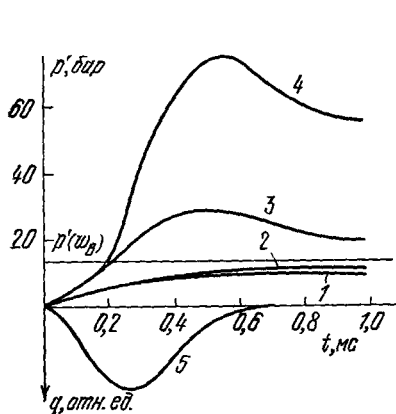


Рис. 3. Осциллограммы импульсов давления в герметизированной кювете (1—4) и форма импульса излучения (5).

$\Lambda_0 = 12$  (1, 3) и  $\Lambda_0 = 180$  (2, 4); полный энерговклад составляет 1,7 Дж/см<sup>2</sup> (1, 2) и 4,7 Дж/см<sup>2</sup> (3, 4). Для  $\Lambda_0 = 180$  момент возникновения кипения соответствует давлению  $p'(w_D) \approx 14$  бар<sup>5</sup>.

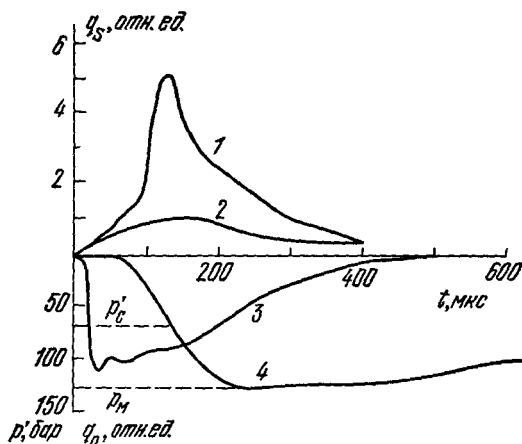


Рис. 4. Действие излучения на 96%-ный водный раствор этанола.

1, 2 — интенсивность рассеянного излучения, 3 — интенсивность излучения лампы, 4 — импульс давления в жидкости при  $p_M > p_C$ , соответствующий кривой 1. При  $p_M < p_C$ , когда критическая точка не достигается, отсутствует и пик в интенсивности рассеяния (2)<sup>12</sup>.

оптические окна, позволявшие регистрировать рассеянное жидкостью излучение. В качестве исследуемой жидкости опять выбирался 96 %-ный этанол, что позволяло сравнить измеренное значение критического давления с табличными данными.

Исследовалось рассеяние собственного излучения импульсной лампы из тонкого ( $\sim K^{-1}$ ), прилегающего к поверхности колбы лампы слоя жидкости, в касательной к поверхности колбы лампы плоскости, в направлении, перпендикулярном к оси лампы. Типичные результаты измерений представлены на рис. 4. Видно, что интенсивность рассеянного излучения при  $\Lambda_0 > \Lambda_{0K}$  имеет ярко выраженный максимум при  $p \approx p_C$ , положение которого в общем случае не совпадает с максимумом интенсивности излучения лампы. При этом эффект имеет пороговый характер — в случае, когда критическое давление в жидкости не достигается, отсутствует и пик в интенсивности рассеянного излучения.

Таким образом, полученные в <sup>12</sup> данные свидетельствуют о работоспособности оптотермодинамического метода диагностики критической точки и измерения критических параметров вещества.

### 3. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ЖИДКОСТЬ — ПАР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этой главе обзора приводится краткое изложение современных представлений о кинетике вскипания перегретой жидкости. При этом мы не ставим себе целью дать описание каких-либо конкретных экспериментов, а изложение основных теоретических положений проводится в весьма сжатой форме, но с подробным указанием соответствующей литературы.

Вместе с тем нам хотелось бы подчеркнуть, что ряд вопросов кинетики вскипания жидкости (о которых будет сказано ниже) изучен явно недостаточно, особенно с экспериментальной точки зрения. Воздействие же на исследуемую жидкость лазерного излучения представляется нам весьма удобным способом создания локальных ее перегревов, обладающим рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами (электронагревательные устройства и т. п.). К таким преимуществам прежде всего относятся возможность ввода в жидкость больших потоков энергии и возможность (при малых коэффициентах поглощения) сравнительно равномерного распределения этой энергии по объему исследуемой жидкости.

Указанные причины и побудили нас включить в обзор настоящий раздел.

#### а) М е т а с т а б и л ь н а я ж и д к о с т ь

Напомним бегло некоторые общие положения термодинамики метастабильной жидкости<sup>3,11</sup>.

Для наглядности воспользуемся  $Tv$ -диаграммой, схематически изображенной на рис. 5. Область I есть термодинамически устойчивая однофазная область. Кривая

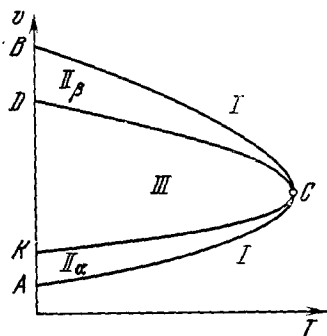


Рис. 5.  $(T, v)$ -диаграмма состояний жидкости (схематически).

$ACD$  — бинодаль,  $KCD$  — спинодаль,  $C$  — критическая точка,  $I$  — область устойчивости,  $II_\alpha$ ,  $II_\beta$  — области метастабильности.

А  $ACB$  (бинодаль) отделяет ее от метастабильной области II ( $II_\alpha$  соответствует перегретой жидкости,  $II_\beta$  — переохлажденному пару). Кривая  $ACB$  есть проекция на плоскость  $Tv$  — линии пересечения двух поверхностей химических потенциалов, соответствующих жидкой  $\mu_L$  и газообразной  $\mu_V$  фазам. Поэтому, по определению, всюду на кривой  $ACB$   $\mu_L = \mu_V$ . В метастабильной области  $II_\alpha$ ,  $\mu_V < \mu_L$ , т. е. газовая (паровая) фаза термодинамически более выгодна, чем жидкая (в области  $II_\beta$   $\mu_V > \mu_L$ , т. е. там более выгодна жидкая фаза). Однако так как для химических потенциалов каждой из фаз бинодаль — ничем не примечательная кривая, то жидкость в области  $II_\alpha$  (или пар в области  $II_\beta$ ) сохраняет устойчивость по отношению к малым гетерофазным флуктуациям. Это означает, что флуктуации, меньшие некоторой критической, рассасываются, не вызывая неустойчивости. Расслоение на две фазы начинается лишь тогда, когда флуктуация достигает критической величины. При неглубоком заходе в метастабильную область такая критическая флуктуация имеет вид зародыша новой фазы (газового пузырька или жидкой капли) с малой толщиной переходного слоя между двумя фазами, что позволяет ввести физически осмысленную гра-

ницу раздела фаз и соответствующий коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma$ . Рассмотрим далее ради конкретности области  $II_\alpha$ . Минимальная работа по образованию газового пузырька радиусом  $r$  равна \*)

$$R_{\min} = -(\mu_L - \mu_V) \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 n + 4\pi r^2 \sigma, \quad (3.1)$$

где  $n$  — число частиц в единице объема газовой фазы.

\*) Используя термодинамические тождества, выражение для  $R_{\min}$  можно записать в различных других эквивалентных видах<sup>3,11</sup>.

При фиксированном состоянии жидкости работа  $R_{\min}$  зависит только от радиуса пузырька  $r$ . Радиус критического пузыря  $r_K$  соответствует максимуму выражения (3.1).

Для установившегося процесса вскипания частота спонтанного зародышеобразования  $J$  («частота нуклеации») в рассматриваемом случае равна

$$J = n_0 B e^{-R_{\min}/T}, \quad (3.2)$$

где  $n_0$  — число частиц в единице объема метастабильной фазы. Фактор  $B$  имеет размерность  $\text{с}^{-1}$ . Существуют различные способы грубой его оценки<sup>11</sup>. Для корректного определения величины  $B$  требуется решение кинетического уравнения, описывающего процесс кипения. Наиболее последовательно, по-видимому, это было сделано в работе<sup>14</sup>, однако соответствующие выражения весьма громоздки и здесь приводиться не будут. Характерные значения для диэлектрических жидкостей  $B \sim 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ .

Если в момент времени  $t = 0$  система из области  $I$  скачком переводится в область  $II_\alpha$ , то для установления стационарного кипения требуется некоторое характерное время  $\tau_S$ . Выход процесса кипения на стационарный режим впервые обсуждался в классической работе Я. Б. Зельдовича<sup>15</sup>, который получил для частоты нуклеации выражение

$$J' = J e^{-\tau_S/t}, \quad (3.3)$$

где  $J$  определяется формулой (3.2). В последующих исследованиях<sup>16-19</sup> было показано, что формула (3.3) качественно верно описывает развитие процесса вскипания во времени. Наиболее строгие оценки характерного времени  $\tau_S$  сделаны в работах<sup>18,19</sup>. Согласно<sup>18</sup>  $\tau_S$  есть

$$\tau_S = 2\pi \left[ \left( \frac{\partial^2 N}{\partial r \partial t} \right)_K \left( \frac{\partial r}{\partial N} \right)_K \right]^{-1}, \quad (3.4)$$

где  $N$  — число частиц газовой фазы, находящихся в пузырьке размера  $r$ . Индекс  $K$  означает, что входящие в (3.4) выражения взяты для случая пузырька критического размера. Аналогичное выражение получено и в работе<sup>19</sup>. Оценки по формуле (3.4) дают для диэлектрических жидкостей значения  $\tau_S \sim 10^{-9} - 10^{-8} \text{ с}$ <sup>11</sup>; для расплавов металлов  $\tau_S$  существенно меньше ( $10^{-13} - 10^{-11} \text{ с}$ <sup>20</sup>). Как видно из формулы (3.3), если время нагрева жидкости мало по сравнению с  $\tau_S$ , то кипение не успевает «подстраиваться» под изменение степени перегрева, что позволяет осуществлять более глубокое вторжение в область метастабильности, чем при медленном, «адиабатическом» нагреве жидкости.

Заметим, что характерное время вскипания, вообще говоря, не связано с  $\tau_S$  и зависит от постановки задачи. Например, его можно определить либо как среднее время появления во всем изучаемом объеме жидкости хотя бы одного пузырька критического размера, либо — как время, за которое суммарный объем газовой фазы станет соизмерим с объемом жидкости \*) и т. п.

По мере продвижения в глубь области  $II_\alpha$  разность  $\mu_L - \mu_V$  растет, что приводит к уменьшению  $r_K$  (см. (3.1)), так что в конце концов макроскопическое рассмотрение становится невозможным.

Область метастабильности  $II$  отделяется от области абсолютной термодинамической неустойчивости (области лабильности)  $III$  кривой  $KCD$  (спинодали). Обе кривые  $ACB$  и  $KCD$  смыкаются в критической точке  $C$ . На спинодали обращаются в нуль изодинамические коэффициенты устойчивости, т. е.

$$\left( \frac{\partial T}{\partial S} \right)_p \equiv \frac{T}{C_p} = 0, \quad - \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \equiv \nu \beta_T = 0,$$

так что в области  $III$   $C_p$  и  $\beta_T$  отрицательны.

Рассмотрим специфику фазовых переходов в метастабильной жидкости (область  $II_\alpha$ ) вблизи границы лабильности.

Частота нуклеации в этом случае по-прежнему определяется формулой (3.2) (разумеется, с другим значением фактора  $B$ ), но выражение для

\*) В этом случае, если только речь не идет о самых грубых оценках, нужно учитывать, что на образование пузырьков расходуется энергия, поэтому по мере роста их числа и размеров степень перегрева жидкости уменьшается, что в свою очередь меняет кинетику фазового перехода. Правильное решение такой самосогласованной задачи впервые было дано в работе<sup>21</sup> для случая конденсации из пересыщенного раствора.

$R_{\min}$  уже не представимо в виде (3.1). Оказывается<sup>22</sup>, что вблизи спинодали критическая флуктуация ничего общего не имеет с зародышем новой фазы, а представляет собой плавное изменение плотности жидкости, которая тем не менее всюду больше равновесной плотности газовой фазы  $\rho_V$ . Характерный размер, на котором меняется плотность, тем больше, чем ближе мы подходим к спинодали, и на самой спинодали обращается в бесконечность. В целом фазовый переход вблизи границы лабильности происходит так, как схематически показано на рис. 6. Таким образом, поставленный еще Гиббсом вопрос о величине поверхностного натяжения вблизи спинодали<sup>23</sup> снимается, по крайней мере для критической флуктуации, так как попросту отсутствует граница раздела фаз.

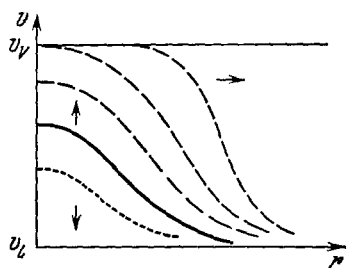


Рис. 6. Фазовый переход вблизи границы лабильности (схематически).

$v_V$  и  $v_L$  — удельные объемы устойчивой газовой и метастабильной жидкой фазы соответственно. Жирная линия — критическая флуктуация. Стрелками обозначено направление развития флуктуаций. Докритические флуктуации рассеиваются, сверхкритические — растут, пока плотность в центре флуктуации не достигнет  $\rho_V \equiv v_V^{-1}$ ; после этого флуктуация растет «вширь».

Область лабильности III — это область, в которой сколь угодно малые возмущения однофазной системы имеют тенденцию к неограниченному росту, что в конечном счете приводит к расслоению системы на две фазы.

Кинетика фазового перехода в области абсолютной неустойчивости впервые обсуждалась Зельдовичем и Тодесом<sup>24</sup>. Однако эта работа была сделана до развития флуктуационной теории критической точки (см., например,<sup>25</sup>) и поэтому нуждается в уточнении.

Заметим, что применение методов флуктуационной теории критических явлений для исследования метастабильных состояний в свою очередь требует дополнительного обоснования из-за конечности времени жизни последних, между тем как для проявления скейлинговых особенностей требуется время установления, бесконечно возрастающее по

мере приближения к особой точке (в данном случае к спинодали). Однако подробное исследование этих вопросов, насколько нам известно, не проводилось.

В заключение этого раздела отметим еще раз, что благодаря успехам, достигнутым в последнее время в области техники лазерных экспериментов, большинство обсуждаемых здесь вопросов из области абстрактных рассуждений переходит в область экспериментально наблюдаемых эффектов. В частности, большую информацию можно было бы получить, исследуя рассеяние света на крупномасштабных флуктуациях плотности вблизи границы лабильности, при экспериментальном изучении кинетики фазового перехода в области абсолютной неустойчивости и т. п. Однако, насколько нам известно, ни один эксперимент такого типа до сих пор поставлен не был \*).

Следует особо подчеркнуть, что при использовании лазерных методов воздействия для создания метастабильных состояний необходимо фокусировать излучение внутрь объема исследуемой жидкости. При действии

\*) Интересные результаты по спинодальным особенностям в бинарных жидких смесях, твердых растворах и сплавах содержатся в работах<sup>26-28</sup>. Отметим также недавно вышедший обзор<sup>125</sup>, посвященный спинодальному распаду различных термодинамических систем и содержащий обширную библиографию. Поскольку, однако, большинство из рассмотренных в указанных работах проблем лежит вне рамок настоящего обзора, мы не сочли возможным подробно останавливаться на их обсуждении.

излучения на свободную поверхность созданию метастабильных состояний препятствует возникающая в этом случае неустойчивость фронта испарения, обсуждению которой посвящен следующий раздел настоящей главы.

### б) Неустойчивость фронта испарения

Наблюдаемые на опыте закономерности испарения конденсированных веществ под действием лазерного излучения можно удовлетворительно объяснить, исходя из модели поверхностного испарения (см., например <sup>32</sup>). 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 света внутрь конденсированной фазы, даже в случае наиболее сильно поглощающих веществ (металлы), велика по сравнению с толщиной слоя, из которого происходит испарение, то профиль температуры внутри испаряющегося тела имеет максимум.

Легко видеть, что в этом случае плоская граница раздела фаз может оказаться неустойчивой по отношению к малым возмущениям ее формы <sup>127</sup>. Действительно, при смещении некоторого участка границы в сторону более нагретой конденсированной фазы поток тепла к этому участку возрастает, что ведет к дальнейшему ускорению границы. Таким образом, физическая природа рассматриваемой неустойчивости заключается в том, что фронт испарения движется в ту же сторону, куда направлен градиент температуры. Поэтому понятно, что амплитуда растущих возмущений в рассматриваемом случае ограничена толщиной поверхностного слоя, в котором тепловой поток направлен от конденсированной фазы к фронту испарения, т. е. расстоянием, на котором находится максимум температуры.

Описанное развитие процесса предполагает отсутствие объемного вскипания. Обсуждению этого вопроса будет посвящен раздел в) настоящей главы. Существенно, однако, что объемное испарение фактически ведет к тому же результату, что и рассматриваемая тепловая неустойчивость — к разрушению перегретого слоя и диспергированию конденсированной фазы. Таким образом, возникновение метастабильных состояний в опытах по лазерному испарению представляется маловероятным, и обсуждение этого вопроса теряет актуальность.

Остановимся кратко на количественном описании отмеченной неустойчивости. Поле температуры, устанавливающееся в конденсированной фазе, удовлетворяет уравнению

$$C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T + Q, \quad x \geq 0, \quad (3.5)$$

$$Q = A q_0(t) K \exp \{ -K [x - X(y, t)] \},$$

где  $X(y, t)$  — координата границы раздела фаз. Зависимостью оптических и теплофизических характеристик вещества от температуры для простоты пренебрегаем. Кроме того, будем считать, что  $q_0(t)$  мало меняется за время  $\sim \chi/V_0^2$ , где  $V_0$  — скорость фронта испарения в квазистационарном режиме.

Уравнение (3.5) необходимо дополнить граничными условиями. Условие при  $x \rightarrow \infty$  выберем в виде  $T \rightarrow 0$ . Остальные два условия ставятся на возмущенной границе  $x = X(y, t)$ . Одно из них связывает нормальную (по отношению к возмущенной границе) компоненту градиента температуры в конденсированной фазе с расходами энергии на испарение. При

малой кривизне возмущения это условие приближенно можно записать в виде \*)

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \rho \dot{X} \quad \text{при} \quad x = X(y, t), \quad (3.6)$$

где точка означает производную по времени.

Второе граничное условие определяет зависимость скорости движения фронта испарения от температуры поверхности конденсированной фазы и следует из уравнения кинетики испарения. В опытах по лазерному испарению давление пара на поверхности обычно значительно превышает давление окружающей атмосферы, поэтому можно считать, что испарение происходит в вакуум. В этом случае поток массы и скорость фронта испарения пропорциональны давлению насыщающего пара (см., например <sup>32</sup>, а также гл. 5 настоящего обзора). С учетом влияния конечной кривизны испаряющейся поверхности на величину давления насыщающего пара над ней <sup>3</sup>, выражение для скорости испарения приобретает вид

$$\dot{X} = U \exp \left\{ -\frac{1}{T(X, y, t)} \left[ \lambda_1 + \frac{\sigma}{n_0} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\}, \quad (3.7)$$

где  $U$  и  $\lambda_1$  — константы, по порядку величины равные скорости звука в конденсированной фазе и атомной теплоте испарения соответственно (мы пренебрегли здесь слабой зависимостью  $U$  от температуры, несущественной для дальнейшего рассмотрения), точные значения которых подбираются из сопоставления с экспериментальными данными о давлении насыщающего пара;  $R_{1,2}$  — значения главных радиусов кривизны испаряющейся поверхности (нормаль направлена в сторону газовой фазы).

Выражение (3.7) справедливо при  $T \ll \lambda_1$ . Всюду ниже будет предполагаться, что это неравенство выполняется. Заметим также, что если соотношение (3.7) формально распространить до межатомных расстояний, то при  $R_{1,2} \sim n_0^{-1/3}$  все слагаемые в экспоненте становятся одного порядка. Отсюда следует полезное соотношение между  $\lambda_1$  и  $\sigma$ :  $\lambda_1 \sim \sigma n_0^{-2/3}$ .

Задача (3.5)–(3.7) имеет квазистационарное решение в виде плоской волны испарения, распространяющейся с постоянной скоростью  $V_0$ . Введем «бегущую» переменную  $\xi = x - V_0 t$ . Решение квазистационарной задачи  $T_0(\xi)$  не представляет труда получить в явном виде. Ниже нам, однако, понадобятся только значения  $V_0$ ,  $T_0(0)$  и производной  $T_{0\xi}(0)$ , которые можно найти из следующих простых соображений: воспользуемся законом сохранения энергии, который получается из (3.5) интегрированием по  $\xi$  и имеет вид

$$\rho V_0 (\lambda + C T_0(0)) = A q_0.$$

Пренебрегая  $C T_0(0)$  по сравнению с  $\lambda$  и используя (3.7), получаем отсюда

$$V_0 \approx \frac{A q_0}{\lambda \rho}, \quad T_0(0) \approx \lambda_1 \left( \ln \frac{\rho \lambda U}{A q_0} \right)^{-1}.$$

Значение же  $T_{0\xi}(0)$  определяется через  $V_0$  и граничное условие (3.6).

Исследуем теперь устойчивость стационарного решения по отношению к малым возмущениям поля температуры и формы границы раздела фаз вида

$$T = T_0(\xi) + T_1(\xi) \exp(iky + \gamma t), \quad (3.8)$$

$$X = V_0 t + X_1 \exp(iky + \gamma t).$$

\*) В <sup>127</sup> использовалось более точное условие, учитывающее температурный скачок в кнудсеновском слое и кинетическую энергию пара.

При этом  $(1/R_1 + 1/R_2) \approx -X_{yy}$ , а граничные условия, поставленные на возмущенной границе  $\xi = X_1 \exp(iky + \gamma t)$ , следует перенести в плоскость  $\xi = 0$ , разложив все входящие в них функции в ряд по малым  $X_1$ . Далее задача устойчивости решается стандартным образом.

Анализ получившегося в результате этого дисперсионного соотношения, проведенный в<sup>127</sup>, показывает, что для неустойчивой ветви спектра  $\gamma(k) = 0$  при  $k = 0$  и отрицательно при малых положительных значениях  $k$ , т. е. задача оказывается устойчивой по отношению к длинноволновым возмущениям. Однако, помимо тривиального решения  $k_1 = 0$ , уравнение  $\gamma(k) = 0$  обычно имеет еще два действительных корня  $k_2$  и  $k_3$ . При этом в области  $k_2 < k < k_3$  инкремент  $\gamma(k)$  положителен, т. е. возмущения с такими волновыми числами инициируют развитие неустойчивости. Наконец, при  $k > k_3$  величина  $\gamma(k)$  отрицательна, так что наиболее коротковолновые возмущения также не приводят к возникновению неустойчивости, однако, причины стабилизации неустойчивости в длинноволновой и наиболее коротковолновой областях существенно различны.

Подавление неустойчивости в длинноволновой области объясняется тем, что определяющую роль в улучшении условий теплообмена в окрестности «вогнутого» участка поверхности играет тепловой поток «с боков», т. е. в тангенциальном по отношению к невозмущенной поверхности направлении. При малой кривизне возмущенного участка мала и тангенциальная составляющая теплового потока, так что улучшение условий теплообмена оказывается недостаточным для компенсации потерь тепла, связанных с ростом скорости испарения, и такие возмущения затухают.

Стабилизация же возмущений в коротковолновой области обусловлена наличием поверхностной энергии на границе раздела фаз и объясняется тем, что при большой кривизне возмущения фазовой границы увеличение скорости испарения, связанное с улучшением условий теплообмена, компенсируется уменьшением этой скорости из-за падения давления насыщающего пара над вогнутой поверхностью.

В области неустойчивости ( $k_2 < k < k_3$ ) величина  $\gamma(k)$  с ростом  $k$  сначала монотонно возрастает, достигая максимума при некотором  $k = k_{\max}$ , а затем, при дальнейшем росте  $k$ , начинается ее монотонный спад.

Анализ показывает<sup>127</sup>, что величина  $k_2$  всегда порядка  $K$ . Значения же  $k_{\max}$  и  $k_3$  существенно зависят от параметров задачи. В общем случае эти величины находятся в результате численного исследования дисперсионного уравнения, соответствующие же аналитические выражения громоздки и обладают малой точностью. Однако в физически важном и интересном случае, когда величины  $k_2$ ,  $k_{\max}$  и  $k_3$  удовлетворяют условию  $k_2 \ll k_{\max} \ll k_3$ , возможно полное аналитическое исследование задачи. В этом случае

$$k_{\max} \approx \left( \frac{Aq_0 n_0 K}{2\sigma\chi} \frac{\lambda_1}{T_0(0)} \right)^{1/3} \approx \left( \frac{Aq_0 K}{2C_A \sigma\chi} \ln \frac{n_0 \lambda_1 U}{Aq_0} \right)^{1/3}, \quad (3.9)$$

$$k_3 \approx \left( \frac{n_0 \lambda_1}{\sigma} \frac{T_{0\xi}(0)}{T_0(0)} \right)^{1/2} \approx \left( \frac{2k_{\max}^3}{K} \right)^{1/2}, \quad (3.10)$$

где  $C_A = C\rho/n_0$  — атомная теплоемкость (т. е. число, так как температура измеряется в энергетических единицах).

Величина  $\gamma_{\max} \equiv \gamma(k_{\max})$  при  $k_{\max} \gg k_2 \sim K$  может быть найдена непосредственно из формулы (3.7). Вклад, вносимый возмущением поля температуры в дисперсионное уравнение, в этом случае мал по сравнению с вкладом от возмущения формы фронта испарения (параметр малости —  $K/k$ ). Поэтому в (3.7) можно считать, что  $T(X, y, t) \approx T_0(X, y, t)$ . Подставляя сюда вместо  $X$  выражение (3.8) и пренебрегая в силу условия  $k_{\max} \ll k_3$  величиной  $\sigma k_{\max}^2/n_0$  по сравнению с  $\lambda_1 T_{0\xi}(0)/T_0(0)$ , получаем

из (3.7)

$$\gamma_{\max} \approx V_0 \frac{\lambda_1}{T_0^2(0)} T_{0\infty}(0). \quad (3.11)$$

Из выражения (3.11) непосредственно видна отмечавшаяся выше связь неустойчивости фазовой границы с направлением градиента температуры в ее окрестности.

Воспользовавшись условием (3.6), выражение (3.11) можно переписать в виде

$$\gamma_{\max} \approx \frac{V_0^2}{\chi C_A} \left( \frac{\lambda_1}{T_0(0)} \right)^2. \quad (3.12)$$

Поскольку время установления квазистационарного режима испарения порядка  $\chi/V_0^2$ <sup>32</sup>, то из (3.12) видно, что в рассматриваемом случае неустойчивость развивается значительно раньше, чем успевает установиться квазистационарный режим испарения.

Отметим, что выражениями (3.9), (3.12) можно пользоваться и при слабо-нестационарном испарении, если рассматривать  $V_0$  и  $T_0$  как медленно (с масштабом много большим  $\gamma_{\max}^{-1}$ ) меняющиеся функции времени.

Из формул (3.9)—(3.12) видно, что с падением интенсивности лазерного излучения уменьшаются и величины  $k_{\max}$ ,  $k_3$  и  $\gamma_{\max}$ , т. е. уменьшается как область существования неустойчивости (напомним, что нижняя граница неустойчивой области  $k_2$  слабо зависит от параметров задачи), так и максимальная величина инкремента. При некоторых, достаточно малых, значениях  $q_0$  область существования неустойчивости полностью исчезает, т. е. становится возможным устойчивое движение плоской волны испарения.

Рис. 7. Граница устойчивости плоского фронта испарения.

Область устойчивости заштрихована.

Порог возникновения неустойчивости  $q^*$ , будучи нормированным на величину  $q_K \equiv U_0 \rho \lambda / A$ , зависит от единственного безразмерного параметра  $\Lambda \equiv K \sigma / (\lambda_1 n_0) \sim K n_0^{-1/3}$ . Соответствующий график приведен на рис. 7. Из графика видно, что реальный физический смысл область устойчивости имеет только при действии излучения на металлические мишени. В этом случае характерное значение  $q^*$  порядка  $10^6$ — $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. В случае же взаимодействия с диэлектрическими жидкостями максимальное значение  $q^*$  не превышает  $10^2$ — $10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, а ее характерные значения много меньше этой величины \*). Столь малые интенсивности, как правило, не представляют физического интереса, так что можно утверждать, что при падении лазерного излучения на свободную поверхность диэлектрических жидкостей плоский фронт испарения всегда неустойчив. Развитие процесса испарения в этом случае определяется нелинейной стадией указанной неустойчивости и требует отдельного рассмотрения.

Подчеркнем, что изученный в <sup>127</sup> тип неустойчивости имеет весьма общий характер. Изложенные выше результаты легко обобщаются на

\*) Величина  $q^*$  для диэлектрических жидкостей меняется в широких пределах главным образом из-за большого диапазона изменения их коэффициента поглощения.  $q^*$  порядка  $10^2$ — $10^3$  Вт/см<sup>2</sup> соответствует  $K \sim 10^3$  см<sup>-1</sup>—максимальному значению  $K$ , встречающемуся на лазерных частотах у чистых жидкостей.

случай неплоской границы раздела фаз (взаимодействие с аэрозолями), на сублимацию твердых тел и другие типы фазовых переходов.

Искажение формы фронта фазового перехода может привести к возбуждению капиллярных (в жидкости) или рэлеевских (в твердом теле) волн. Не меняя качественного характера неустойчивости, такие волны должны приводить к временной модуляции коэффициента отражения излучения и другим экспериментально наблюдаемым эффектам. Этот класс задач представляет самостоятельный интерес и в работе <sup>127</sup> не рассматривался.

В экспериментах по лазерному испарению конденсированных веществ установлен целый ряд закономерностей, которые можно было бы связать с тепловой неустойчивостью границы раздела фаз. Так, например, многократно отмечалось, что с началом интенсивного испарения резко меняется характер отражения света от металлической поверхности и величина ее отражательной способности, и что значительную часть в продуктах лазерного разрушения металлов составляет жидкая фаза, а средняя удельная энергия разрушения всегда оказывается ниже удельной теплоты испарения (см., например <sup>32</sup>). Все эти явления могут косвенно свидетельствовать о развитии тепловой неустойчивости и связанного с ней диспергирования жидкой фазы. Наблюдавшаяся в работе <sup>33</sup> неустойчивость фронта испарения при действии лазерного излучения на свободную поверхность диэлектрических жидкостей (ацетон, этанол), объяснявшаяся авторами этой работы взрывообразным распадом метастабильной фазы, по нашему мнению, следует объяснять не этой причиной, а именно тепловой неустойчивостью. Подчеркнем, однако, что прямые эксперименты, в которых бы целенаправленно изучалась тепловая неустойчивость фронта фазового перехода, не проводились, и вопрос этот с экспериментальной точки зрения остается открытым.

#### в) Объемное и поверхностное парообразование

Вопрос о сравнительной роли объемного и поверхностного парообразования при действии лазерного излучения на свободную поверхность поглощающей жидкости является, по-видимому, одним из самых запутанных вопросов во всей тематике настоящего обзора. Насколько нам известно, первое обсуждение этого вопроса проводилось в работе <sup>29 \*</sup>). Авторы указанной работы, исходя из теории гомогенной нуклеации <sup>3,15</sup>, оценили суммарную площадь поверхности пузырьков пара, находящихся во всем прогревом слое жидкости, отнесенную к площади свободной поверхности этой жидкости. Предполагалось, что критерием сопоставимости объемного и поверхностного механизмов парообразования является соизмеримость соответствующих площадей. Из результатов <sup>29</sup> следовало, что в случае металлической мишени объемным парообразованием можно пренебречь вплоть до температур, близких к критическим. Однако указанная работа содержала ряд неточностей, а сделанные в ней оценки основывались на слишком грубых приближениях. Более последовательное рассмотрение, учитывающее реальное распределение температуры в жидкости, наличие в ней посторонних примесей и пузырьков растворенных газов, являющихся центрами парообразования <sup>30</sup>, показало, что существует некоторое крити-

\*) Отметим также работу <sup>31</sup>, где теоретически исследован рост паровых пузырьков и роль искусственных центров парообразования в жидкой фазе при действии лазерного излучения на металлы, и работу <sup>128</sup>, в которой вычисляется сила, действующая на растущий паровой пузырек вследствие реактивной отдачи испаряющихся молекул, обусловленная несимметричностью испарения при наличии градиента температуры.

ческое значение интенсивности лазерного излучения  $q_b$ , начиная с которого превалирующим становится процесс объемного парообразования. К сожалению, постановка задачи, принятая в <sup>30</sup>, также оказалась недостаточно корректной, что в ряде случаев привело к существенному занижению величины  $q_b$ .

Наиболее строго задача о роли объемного вскипания была исследована в работе <sup>129</sup>. В этой работе найден профиль температуры, соответствующий плоской стационарной волне испарения со свободной поверхности жидкости с учетом затрат энергии на плавление (металлы), температурного скачка в кнудсеновском слое и потерь энергии, связанных с разлетом паров. Эффекты, обусловленные объемным парообразованием, рассматривались как возмущение, накладываемое на движение такой волны. Критерием перехода к объемному испарению являлась соизмеримость возмущения с соответствующими невозмущенными величинами. При этом, поскольку процесс испарения со свободной поверхности самосогласованно связан с газодинамикой разлета паров <sup>32</sup>, а испарение в пузырек — с динамикой роста пузырька, т. е. с совершенно другим явлением, то ясно, что соизмеримость суммарной площади поверхности пузырьков, находящихся во всей перегретой жидкости, с площадью ее свободной поверхности не может быть таким критерием. Более естественно сравнивать потоки массы, испаряемой со свободной поверхности, и выносимой на эту поверхность пузырьками, расходы энергии на испарение со свободной поверхности — с энергозатратами на образование и рост пузырьков и т. п.

Из всех такого рода критериев следует выбрать тот, который дает наименьшее значение  $q_b$ . Он и будет определять переход к объемному парообразованию. В <sup>129</sup> показано, что таким критерием является соизмеримость среднего расстояния между пузырьками со средним размером пузырьков. В этом случае, с одной стороны, пузырьки, выходящие на свободную поверхность жидкости в каждый фиксированный момент времени, будут существенно портить эту поверхность, так как суммарная площадь поверхности таких пузырьков становится соизмеримой с площадью свободной поверхности. С другой стороны, полный объем пара, сосредоточенного в пузырьках, становится порядка объема, занимаемого перегретой жидкой фазой, что должно существенно изменить средние значения тепловых физических констант жидкости в области кипения. И то и другое должно приводить к значительным искажениям поля температуры, рассчитанного без учета объемного парообразования, т. е. объемное вскипание перестает быть малым возмущением, накладываемым на режим поверхностного испарения.

Однако величина  $q_b$ , рассчитанная в <sup>129</sup>, как правило, оказывается больше порога возникновения тепловой неустойчивости, описанной в предыдущем разделе. Поэтому невозмущенным движением является не плоская волна поверхностного испарения, а режим, формирующийся на нелинейной стадии развития указанной неустойчивости. Это меняет всю постановку задачи, так что вопрос о роли объемного парообразования при действии лазерного излучения на свободную поверхность поглощающей жидкости, по существу, остается открытым.

#### 4. ОПТОАКУСТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Завершая рассмотрение взаимодействия мощных потоков излучения с диэлектрическими жидкостями, остановимся на различных оптоакустических явлениях, т. е. круге вопросов, связанных с генерацией звука за счет поглощения жидкостью лазерного излучения. В последнее время

в этом направлении был получен ряд принципиально новых, интересных результатов, как теоретических, так и экспериментальных. На обсуждении некоторых из них мы и остановимся в настоящей главе. При этом, не пытаясь «объять необъятное», мы выберем только те аспекты проблемы, которые, по нашему мнению, представляют общий интерес и проясняют физику явления.

#### а) Тепловой и стрикционный механизм возбуждения звука

Оптоакустические эффекты в жидкости, как и в любой другой изотропной среде, могут возникать в результате двух физических механизмов \*) — электрострикции («стрикционный механизм») и нагрева среды, сопровождающегося возникновением термических напряжений («тепловой механизм»). Стрикционный механизм позволяет оптически возбуждать звук как в прозрачных, так и в поглощающих средах и в этом отношении более универсален, чем тепловой механизм. Однако следует иметь в виду, что поглощательные свойства среды, вообще говоря, зависят от интенсивности оптического излучения, и поэтому можно считать, что и тепловой механизм фотовозбуждения звука эффективен для всех сред при условии, что интенсивность возбуждающего излучения достаточно велика. Примером теплового фотовозбуждения звука в «прозрачной» среде может служить оптический (лазерный) пробой среды, сопровождаемый возбуждением в ней ударных и акустических волн.

В настоящем обзоре мы подробно рассмотрим только тепловой механизм фотовозбуждения звука в жидкости. Что касается стрикционного механизма, то в поглощающих жидкостях он, как будет показано ниже, играет второстепенную роль, за исключением случаев генерации низкочастотного звука и гиперзвука, когда стрикция может стать определяющей.

Эффективность стрикционного механизма, очевидно, имеет смысл сравнивать с эффективностью только «линейного» теплового механизма. Под последним понимается такой случай, когда в результате нагрева жидкости за счет поглощения энергии излучения не происходит изменения ее агрегатного состояния (кипения, ионизации и т. п.), и поглощательные свойства жидкости (равно как и все ее теплофизические параметры), если и изменяются в процессе облучения, то незначительно (лишь в меру изменения ее температуры и давления в области поглощения) \*\*).

Чтобы провести сравнение эффективности двух рассматриваемых механизмов фотовозбуждения звука, прежде всего получим уравнение, которому должно удовлетворять звуковое давление при наличии обоих механизмов. Исходной является система линеаризованных уравнений гидродинамики, дополненная уравнениями состояния

\*) При фокусировке излучения на свободную поверхность жидкости<sup>34, 35</sup>, либо на границу раздела двух жидкостей с существенно различными коэффициентами поглощения излучения<sup>36</sup>, возникает третий, испарительный механизм, обусловленный реактивным действием паров. Здесь этот механизм обсуждаться не будет. Некоторые эффекты, обусловленные действием реактивного давления паров на расплавы металлов, будут рассмотрены ниже, в гл. 5, 6 настоящего обзора.

\*\*) В отсутствие резонансного поглощения, когда коэффициент поглощения может быть представлен в виде  $K = \mu\rho$  ( $\mu$  — константа), относительное изменение  $K$ , обусловленное изменениями температуры  $T'$  и давления  $p'$ , равно  $(K'/K) = -\alpha T' + \beta p'$ . Учитывая, что для жидкости  $|\alpha| \leq 10^{-3}$  град $^{-1}$ ,  $\beta \leq 10^{-4}$  бар $^{-1}$ , в весьма широком диапазоне изменений  $T'$  и  $p'$  получим, что  $|K'/K| \ll 1$ . Подробнее см. гл. 2 настоящего обзора.

и теплопроводности жидкости:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial v}{\partial t} &= -\nabla p' + \eta \Delta \mathbf{v} + \left( \zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla (\nabla, \mathbf{v}) + \frac{\rho}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \nabla \langle E^2 \rangle, \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} &= -\rho (\nabla, \mathbf{v}), \\ \rho T \frac{\partial s'}{\partial t} &= \kappa \Delta T' + Q, \\ p' &= \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \rho' + \left( \frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho s' \equiv u^2 \rho' + \frac{\alpha u^2 \rho T}{C_p} s', \\ s' &= \left( \frac{\partial s}{\partial T} \right)_p T' + \left( \frac{\partial s}{\partial p} \right)_T p' \equiv \frac{C_p}{T} T' - \frac{\alpha}{\rho} p'; \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

здесь опущен для краткости индекс 0 при обозначении равновесных значений термодинамических переменных;  $s$  — удельная энтропия жидкости,  $\mathbf{v}$  — скорость жидкости,  $\eta$  и  $\zeta$  — коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость жидкости,  $E$  — напряженность электрического поля светового излучения в жидкости (скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по периоду световых колебаний),  $Q$  — плотность мощности тепловых источников, обусловленных поглощением в жидкости световой энергии, равная  $Q \equiv -(\nabla, \mathbf{S})$ , где  $\mathbf{S} \equiv (c/4\pi) \langle \mathbf{E}, \mathbf{H} \rangle$  — плотность потока световой энергии (вектор Пойнтинга). На основании системы (4.1) легко получить уравнение

$$\Delta p' - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2\Xi \Delta \frac{\partial p'}{\partial t} = \frac{\alpha \rho T}{C_p} \left[ \frac{(4/3)\eta + \zeta}{\rho} - \chi \right] \Delta \frac{\partial s'}{\partial t} - \frac{\alpha}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{1}{8\pi} \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \Delta \langle E^2 \rangle, \quad (4.2)$$

где

$$\Xi \equiv \frac{1}{2u^2} \left[ \left( \frac{4}{3} \eta + \zeta \right) \frac{1}{\rho} + \chi \left( \frac{C_p}{C_v} - 1 \right) \right].$$

Вдали от области существования электромагнитного поля ( $E = 0$ ) тепловой и стрикционный источники давления отсутствуют, а процесс распространения звука изотропичен. Поэтому в этой области правая часть уравнения (4.2) равна нулю. В области же существования источников давления ( $E \neq 0$ ) влиянием теплопроводности и вязкости обычно можно пренебречь (если исключить из рассмотрения жидкие металлы и очень вязкие жидкости), что эквивалентно пренебрежению первым членом в правой части уравнения (4.2). Количественное условие этого таково:

$$\tau \ll \{ l_{\min}^2 / \chi, \quad l_{\min}^2 / v \}, \quad (4.3)$$

где  $v \equiv \eta/\rho$  — кинематическая вязкость,  $\tau$  — характерное время изменения мощности фотовозбуждения (при генерации звуковых видеоимпульсов, когда мощность импульсного лазерного излучения не модулируется,  $\tau$  — длительность лазерного импульса; при генерации монохроматического звука с частотой  $\Omega$ , когда мощность квазинепрерывного лазерного излучения необходимо модулировать с той же частотой  $\Omega$ , время  $\tau \sim \Omega^{-1}$ );  $l_{\min}$  — минимальный размер области поглощения возбуждающего излучения. При выполнении условия (4.3) теплопроводный член  $\kappa \Delta T'$  в последнем уравнении системы (4.1) не играет роли, и поэтому  $\rho T (\partial s'/\partial t) \approx Q(t)$ , а первый член в правой части (4.2) действительно оказывается малым в сравнении со вторым.

Таким образом, при выполнении условия (4.3) первым членом можно пренебречь во всей области генерации ( $E \neq 0$ ) и распространения ( $E = 0$ ) звука. Само же условие (4.3) для неметаллических и не очень вязких жидкостей действительно часто хорошо выполняется. Наибольшие ограничения на величину  $\tau$  имеют сильно поглощающие жидкости, для которых обычно  $l_{\min} \sim K^{-1}$ . Так, для излучения  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) вода, например, имеет коэффициент поглощения  $K = 800 \text{ см}^{-1}$ , и условие (4.3) приводит к требованию  $\tau \ll 10^{-4} \text{ с}$  (учтено, что для воды  $\chi \ll v \approx 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$ ). Если же иметь в виду излучение в видимом и ближнем ИК-диапазонах, то в практических интересных случаях размер  $l_{\min} \sim 1 \text{ мм}$ . При этом условие (4.3) для воды может не удовлетворяться лишь для инфразвука \*).

\*) Заметим, что условие (4.3), являющееся условием малого влияния теплопроводности и вязкости на эффективность самого теплового механизма генерации звука, ограничивает звуковые частоты  $\Omega$  снизу. Те же процессы переноса, как известно, огра-

Относительный вклад теплового и стрикционного механизмов определяется соотношением между вторым и третьим членами в правой части уравнения (4.2). Для установления этого соотношения рассмотрим типичную для наблюдения оптоакустических эффектов в поглощающих средах ситуацию, когда возбуждающий световой пучок (или несколько совмещенных пучков) падает на границу жидкости из прозрачной среды (например, воздуха). Граница жидкости может быть либо свободной, либо покрытой прозрачной твердой пластинкой — стенкой кюветы, а область поглощения излучения — «звуковая антенна» — примыкает к поверхности жидкости. В зависимости от соотношения между радиусом светового пучка  $r_0$  и средней длиной пробега фотона в жидкости  $K^{-1}$  звуковые антенны могут иметь различные геометрические формы: при  $Kr_0 \gg 1$  — форму «диска»; при  $Kr_0 \ll 1$  — форму «иглы»; при  $Kr_0 \sim 1$  звуковая антенна имеет равновеликие размеры. (Здесь и всюду далее предполагается, что длительность светового излучения  $\tau \gg (cK)^{-1}$ .) Заметим, что в случае прозрачных жидкостей, где излучение может быть сфокусировано в глубь объема жидкости без существенных энергетических потерь на пути распространения до фокальной области, наблюдение оптоакустических эффектов обычно проводится при использовании именно такой «глубинной» фокусировки. (Наблюдение вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна, сопровождающегося генерацией гиперзвука; возбуждение звука и ударных волн при оптическом пробое прозрачных жидкостей.) В этом случае форма и размеры звуковой антенны определяются формой и размерами фокальной области. Рассмотрим сначала генерацию звуковых видеопульсов световыми квазимонохроматическими импульсами длительностью  $\tau$  \*). В этом случае имеем

$$|\Delta \langle E^2 \rangle| \sim \left( \frac{1}{r_0^2} + K^2 \right) E_0^2 \sim \frac{8\pi}{cn} \frac{1 + (Kr_0)^2}{r_0^2} q_0, \quad \left| \frac{\partial Q}{\partial t} \right| \sim \frac{Kq_0}{\tau},$$

где  $n \equiv \sqrt{\epsilon}$  — показатель преломления среды,  $q_0$  — интенсивность светового импульса в максимуме. Отношение

$$\left| \frac{(\alpha/C_p) \partial Q / \partial t}{(8\pi)^{-1} (\rho \partial \epsilon / \partial \rho)_T \Delta \langle E^2 \rangle} \right| \sim \frac{\alpha r_0 n c}{C_p (\rho \partial \epsilon / \partial \rho)_T \tau} \frac{Kr_0}{1 + (Kr_0)^2}. \quad (4.4)$$

Оно максимально при  $Kr_0 \sim 1$  (равновеликая звуковая антенна). При этом тепловой механизм генерации является определяющим, если

$$\tau \ll \frac{\alpha r_0 n c}{2C_p (\rho \partial \epsilon / \partial \rho)_T}. \quad (4.5)$$

Например, для воды при  $r_0 \gtrsim 1$  мм получаем оценку  $\tau \ll 15$  мс.

Для «дисковых» и «игольчатых» звуковых антенн оценка на длительность  $\tau$  становится более жесткой (множитель  $1/2$  заменяется соответственно на множители  $(Kr_0)^{-1}$  и  $(Kr_0)$ , малые по сравнению с единицей).

Таким образом, грубо можно считать, что при фотовозбуждении звуковых видеопульсов в поглощающих жидкостях тепловой механизм становится преобладающим при длительностях импульсов  $\tau \sim 1$  мс и короче.

Пусть теперь речь идет о фотовозбуждении квазимонохроматических звуковых волн с частотой  $\Omega$  и длиной волны  $\lambda_\Omega = 2\pi/k$ , где  $k$  — волновое число. При стрикционном механизме генерации такие звуковые волны могут возбуждаться в результате распространения в среде двух скрещенных под углом  $\theta$  световых пучков с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , такими, что  $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ ;  $2(\omega_{1,2}/c) n \sin(\theta/2) \approx k$ . При этом очевидно, что

$$|\Delta \langle E^2 \rangle| \sim (r_0^2 + k^2 + K^2) E_0^2 \sim \frac{8\pi}{nc} q_0 \frac{1 + (r_0 k)^2 + (r_0 K)^2}{r_0^2}.$$

При тепловом механизме генерации можно также использовать два скрещенных световых пучка, или один пучок с модулированной по времени (с частотой  $\Omega$ ) интенсивностью. Последний способ будет подробно обсуждаться ниже. Возможность генерации звука в интерференционном поле двух когерентных световых пучков обсуждалась в работах <sup>37-40</sup>. Экспериментально это явление изучалось в работах <sup>39,41</sup> (пуг пикосекундных импульсов), <sup>40,42,43</sup> (моноимпульс, разделенный на два скрещивающихся пучка).

Исключают звуковые частоты сверху условием малости поглощения звуковой волны (т. е. условием  $\Xi\Omega \ll 1$ ):  $\Omega \ll \{u^2/\chi, u^2/\nu\}$ . Для большинства жидкостей это условие выполняется вплоть до гиперзвука.

\*) Подразумевается, что время  $\tau$  определяет как саму длительность светового импульса, так и ширину его переднего и заднего фронтов («колоколообразный» импульс).

Не вдаваясь в детали, заметим, что в любом из перечисленных выше случаев при тепловом механизме генерации звука справедливо соотношение  $|\partial Q/\partial t| \sim K\Omega q_0$ . Теперь несложно обобщить оценку (4.4) на случай монохроматического звука ( $\tau \rightarrow \Omega^{-1}$ ;  $1 + (Kr_0)^2 \rightarrow 1 + (kr_0)^2 + (Kr_0)^2$ ). Видно, что стрикционный механизм становится существенным в случае достаточно низких и достаточно высоких звуковых частот  $\Omega$ . В области низких частот граница устанавливается условием (4.5) с заменой  $\tau \rightarrow \Omega^{-1}$ , поскольку в этой области  $r_0 k \equiv (r_0/u)\Omega \ll 1$ . При возрастании частоты  $\Omega$  роль теплового механизма сначала также растет, а затем в области частот, где  $r_0 k \gg 1$  и  $k \gg K$ , начинает падать. Он остается при этом еще определяющим при условии

$$\Omega \ll \frac{\alpha \rho c u^2 K}{C_p (\rho \partial \epsilon / \partial p)_T}.$$

Для воды при  $K \gtrsim 0,2 \text{ см}^{-1}$  получаем оценку  $\Omega \ll 10^9 \text{ с}^{-1}$ .

Таким образом, грубо можно считать, что при фотовозбуждении квазимонохроматических звуковых волн в поглощающих жидкостях тепловой механизм становится превалирующим в области частот  $f = \Omega/(2\pi)$  от  $10^2$  до  $10^9 \text{ Гц}$ .

## б) Распространение звука.

### Ближняя и дальняя волновые зоны

Оценим теперь величину импульсов давления, генерируемых в жидкости за счет поглощения лазерного излучения, и их трансформацию при распространении на расстояния, большие по сравнению с характерными размерами задачи. Рассмотрим начнем со случая генерации видеоимпульсов давления в приповерхностном слое жидкости (ближняя волновая зона). Для простоты будем полагать, что выполняются условия  $Kr_0 \gg 1$ ;  $r_0 \gg u\tau$ , где  $\tau$  — длительность лазерного импульса, что позволяет считать задачу одномерной. Пусть, далее,  $L$  — характерный размер, охваченный возмущением за время  $\tau$ :

$$L = \begin{cases} K^{-1} & \text{при } u\tau K \ll 1, \\ u\tau & \text{при } u\tau K \gg 1. \end{cases}$$

Характерная величина (амплитуда) давления, возбуждаемого в жидкости лазерным излучением, — это коэффициент Грюнрайзена  $\Gamma_0$ , умноженный на объемную плотность вложенной энергии (см. формулу (2.15)), т. е.

$$p' = \Gamma_0 A q_0 \tau \frac{1}{L}. \quad (4.6)$$

Простая оценка (4.6) в точности совпадает с амплитудой импульсов давления, полученной в <sup>44</sup> в результате строгого решения уравнений гидродинамики. Однако при выводе (4.6), в отличие от <sup>44</sup>, мы не конкретизировали механизм генерации звука. Так что (4.6) остается справедливым как при «тепловом», так и при «стрикционном» возбуждении звука; в последнем случае при определении  $K$  следует учитывать, что существует бездиссипативное «затухание» электромагнитной волны, обусловленное «перекачкой» электромагнитной энергии в звуковую за счет стрикционного эффекта.

Физически очевидно, что при действии излучения на свободную поверхность жидкости импульс сжатия должен смениться импульсом разрежения, имеющим примерно такую же амплитуду и длительность. При действии же излучения на поверхность жидкости, граничащей с жесткой поверхностью (стенка кюветы) импульс разрежения должен отсутствовать. Строгие расчеты <sup>44</sup> подтверждают правильность сделанных выводов.

Сделаем некоторые замечания о длительности импульсов давления  $\tau_d$ . Рассматриваемая задача имеет два характерных времени: длительность лазерного импульса  $\tau$  и  $\tau_s$  — время пробега звуковой волной расстояния  $\sim K^{-1}$  ( $\tau_s \sim (uK)^{-1}$ ). При  $\tau \ll \tau_s$  длительность импульсов давления  $\sim \tau$ .

При  $\tau \gg \tau_s$  следует различать два случая: для жесткой границы импульсы давления, возбуждаемый в жидкости и отраженный от границы, имеют одинаковые знаки и длительность  $\sim \tau$ ; поэтому длительность импульса, возникшего в результате их интерференции, также будет  $\sim \tau$ . Для свободной же поверхности в результате интерференции генерируемого и отраженного импульсов, имеющих разные знаки, возникает разнополярный импульс с длительностью  $\sim \tau_s$ . Оценим эффективность преобразования энергии излучения в звуковую энергию  $\eta$ :

$$\eta = \frac{(u\rho)^{-1} \int_0^\infty [p'(t)]^2 dt}{\int_0^\infty q(t) dt} \approx \frac{A^2 \Gamma_0 q_0}{\rho u^3} \frac{\tau \tau_n u^2}{L^2}.$$

Отсюда при  $u\tau K \ll 1$  имеем

$$\eta \approx A^2 \frac{\Gamma_0^2 q_0}{\rho u^3} u\tau K. \quad (4.7)$$

При  $u\tau K \gg 1$  коэффициенты преобразования для случая жесткой и свободной поверхности различны из-за различия  $\tau_n$ .

Для жесткой поверхности

$$\eta \approx A^2 \frac{\Gamma_0^2 q_0}{\rho u^3}.$$

Для свободной поверхности

$$\eta \approx A^2 \frac{\Gamma_0^2 q_0}{\rho u^3} \frac{1}{u\tau K}. \quad (4.8)$$

Сравнив (4.7) и (4.8), заключаем, что коэффициент преобразования для свободной поверхности должен иметь максимум при  $u\tau K \sim 1$ . В общем случае выражение для  $\eta$  имеет вид <sup>44</sup>

$$\eta = A^2 \frac{\Gamma_0^2 q_0}{\rho u^3} F(u\tau K), \quad (4.9)$$

где  $F(u\tau K)$  — универсальная безразмерная функция. Графики зависимости  $F(u\tau K)$  приведены на рис. 8.

Из (4.9) видно, что коэффициент преобразования растет с ростом интенсивности излучения, однако существенно увеличить его таким способом нельзя, так как при достаточно больших интенсивностях определяющую роль начинают играть процессы парообразования, не учитывавшиеся в настоящем рассмотрении.

В качестве примера приведем значение коэффициента преобразования для воды:

$$\eta_{H_2O} = 1,83 \cdot 10^{-11} q_0 F(u\tau K),$$

где  $q_0$  имеет размерность Вт/см<sup>2</sup>.

При анализе явлений, происходящих в дальней волновой зоне на расстояниях от центра фокального пятна, больших по сравнению с  $r_0$  и  $K^{-1}$ , нужно учитывать, что звуковая волна трансформируется в сферическую, так что для сохранения неизменным полного потока звуковой энергии ее амплитуда должна убывать как  $r^{-1}$ . Поэтому в дальней волновой зоне в оценке (4.6) появляется дополнительный множитель  $r_0/r$ . Кроме

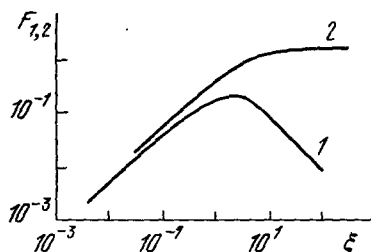


Рис. 8. Фактор эффективности преобразования  $F$ .

1 — свободная поверхность, 2 — жесткая граница;  $\xi \equiv u\tau K$  <sup>44</sup>.

того, нужно учитывать направленность звуковой антенны, что приводит к появлению  $f(\mathbf{n})$  — безразмерной функции, зависящей от направления точки наблюдения (диаграмма направленности).  $f(\mathbf{n})$  удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{2\pi} f(\mathbf{n}) d\Omega = 1,$$

либо аналогичному условию, конкретный вид которого зависит от постановки задачи. Для прямоугольного лазерного импульса, когда точка наблюдения лежит на оси лазерного пучка  $f(\mathbf{n}) \sim Kr_0^{45}$ , так что в целом амплитуда импульса давления  $p' \sim \Gamma_0 Kr_0 (Aq_0 \tau / L) r_0 / r$ , т. е. пропорционально  $Aq_0 r_0^2$  — полной мощности лазерного излучения, поглощенного жидкостью. Такое значение  $p'$  достигается в момент времени  $t \sim r/u$ . Строго пространственная задача о генерации видеоимпульсов давления решена в работе <sup>46</sup>.

Остановимся теперь на процессе генерации монохроматического звука <sup>45</sup>. Будем считать, что на плоскую поверхность жидкости, занимающей полупространство  $z > 0$ , начиная с момента  $t = 0$  падает нормально пучок оптического излучения, интенсивность которого в плоскости  $z = 0$  имеет вид

$$q(\mathbf{r}) (1 + m \cos \Omega t), \quad \mathbf{r} = \{x, y\},$$

$m$  — индекс модуляции  $0 \leq m \leq 1$ . Процессы установления для модулированного пучка качественно протекают так же, как и для немодулированного, и описаны выше. Поэтому сразу перейдем к исследованию стационарного режима генерации монохроматического звука. Поскольку, как показано выше, в наиболее интересной области частот основным механизмом генерации звука является «тепловой» механизм, то им и ограничим наше рассмотрение. Кроме того, будем для простоты полагать, что пучок имеет гауссово распределение интенсивности, т. е.

$$q(\mathbf{r}) = q_0 e^{-(r/r_0)^2}.$$

Всюду в дальнейшем будем рассматривать случай свободной поверхности жидкости и полагать, что расстояние  $R$  точки наблюдения от области тепловыделения велико по сравнению с размерами этой области ( $R \gg r_0$ ;  $K^{-1}$ ).

Для дальней волновой зоны, когда

$$R \gg k(r_0 \mathbf{n}_{\parallel} + K^{-1} \mathbf{n}_{\perp})^2,$$

где  $\mathbf{n}_{\parallel}$  и  $\mathbf{n}_{\perp}$  — компоненты единичного вектора  $\mathbf{n} \equiv \mathbf{R}/R$  по оси  $Z$  и в плоскости раздела ( $Z = 0$ ) соответственно, решение уравнений гидродинамики имеет вид сферической волны

$$p'_k(\mathbf{R}, t) = -\operatorname{Re} \{p'_k(\mathbf{R}) \exp [i(k\mathbf{R} - \Omega t)]\}.$$

При этом для амплитуды волны  $p'_k(\mathbf{R})$  получаем

$$p'_k(\mathbf{R}) = \frac{A m \alpha u}{2\pi C_p} \frac{K k^2}{K^2 + k^2} \frac{e^{-\gamma R}}{R} P f(\mathbf{n}). \quad (4.10)$$

Здесь  $\gamma \equiv k\Omega \Xi$  — амплитудный коэффициент поглощения звука,  $P \equiv q_0 \pi r_0^2$  — полная мощность лазерного пучка. Диаграмма направленности определяется выражением

$$\begin{aligned} f(\mathbf{n}) &= f_1(\theta) F(\mathbf{k}_{\perp}), \quad f(\theta) \equiv \frac{1 + (k/K)^2}{1 + (k/K)^2 \cos^2 \theta} \cos \theta, \\ F(\mathbf{k}_{\perp}) &\equiv \exp \left[ - \left( \frac{k r_0 \sin \theta}{2} \right)^2 \right], \\ \mathbf{k}_{\perp} &\equiv k \mathbf{n}_{\perp}, \quad |\mathbf{n}_{\parallel}| \equiv \cos \theta, \quad |\mathbf{n}_{\perp}| \equiv \sin \theta. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Исследуем несколько предельных случаев.

1) Узкий пучок ( $kr_0 \ll 1$ ) в этом случае  $F(\mathbf{k}_\perp) \approx 1$ , а  $f(\mathbf{n}) \approx f_1(\theta)$ . При  $k \ll K$   $f(\mathbf{n}) \approx \cos \theta$ , т. е. диаграмма направленности совпадает с диаграммой направленности акустического диполя, что естественно, так как в этом случае все размеры области тепловыделения малы по сравнению с длиной волны звука, т. е. эта область представляет собой акустический точечный монополю. Изучение же точечного монополя, расположенного на свободной поверхности, совпадает с излучением диполя в однородной среде <sup>47</sup>.

С ростом частоты модуляции (т. е. с ростом  $k$ ), как это видно из (4.11), зависимость  $f(\theta)$  становится более сложной, однако, максимум диаграммы направленности совпадает с  $\theta = 0$  вплоть до  $k = K$ . При  $k \geq K$  максимум диаграммы направленности лежит под углом  $\theta_M = \arccos(K/k)$ . При  $k \gg K$  диаграмма направленности соответствует излучению длинной (по сравнению с длиной волны) цепочки синфазных монополей, расположенных по оси лазерного пучка, и сопряженной с ней цепочкой мнимых монополей с противоположной полярностью, расположенных над поверхностью жидкости. Излучение имеет узконаправленный характер: звук излучается в основном вдоль поверхности жидкости равномерно во все стороны. Направление максимума составляет с поверхностью жидкости угол  $\pi/2 - \theta_M \approx K/k \ll 1$ , а его угловая ширина (по половине амплитуды) равна  $\Delta\theta \approx 2\sqrt{3} K/k \ll 1$ . Значение  $f(\theta_M) \approx k/(2K) \gg 1$ .

2) Широкий пучок ( $kr_0 \gg 1$ ). В этом случае функция  $F(k_\perp)$  заметно отлична от нуля только при углах  $\theta \lesssim (kr_0)^{-1} \ll 1$ , т. е.  $f(\mathbf{n}) \approx F(\mathbf{k}_\perp)$  — излучение имеет узконаправленный характер, но на этот раз вдоль оси лазерного пучка.

Используя (4.12), получаем в этом случае  $f(\mathbf{n}) = \exp[-(\theta/\Delta\theta)^2]$ , где  $\Delta\theta = 2/(kr_0)$ . Линейная ширина «звукового пятна» на глубине  $R$  равна

$$\Delta l = 2R\Delta\theta = \frac{4R}{kr_0}.$$

Вясним также вопрос об оптимальной частоте модуляции  $\Omega_{\text{opt}}$ , такой, чтобы амплитуда звука в заданной точке наблюдения  $R$  была максимальной. Ограничимся случаем, когда точка наблюдения лежит в направлении максимума диаграммы направленности, а сам максимум расположен при  $\theta = 0$ . В этом случае при обычно имеющем место степенном законе дисперсии затухания ( $\gamma(k) \sim k^\nu$ ;  $\nu \approx 2$ ) максимум выражения (4.10) достигается при  $k = k_{\text{opt}} \equiv Kg(\Delta_0)$ . Здесь  $\Delta_0 \equiv \gamma(K)R$ , а  $g(\Delta_0)$  — медленно (по степенному закону) меняющаяся функция.

Существенно, однако, что в наиболее интересном случае, когда  $\Delta_0 \ll 1$ , заметный рост  $p'_k(R)$  с ростом  $k$  прекращается при  $k \sim K$ . При дальнейшем увеличении  $k$  вплоть до значения  $k_{\text{opt}}$ , удовлетворяющего условию  $\gamma(k_{\text{opt}})R \sim 1$ , амплитуда давления медленно возрастает, после чего начинается экспоненциальный спад  $p'_k(R)$  (см. (4.10)). Иными словами, при  $\Delta_0 \ll 1$  амплитуда давления в широком интервале частот  $\omega K < \Omega < \Omega_{\text{opt}}$  слабо зависит от  $\Omega$  и близка к  $p'_{k_{\text{opt}}}(R)$ . Случай же  $\Delta_0 \gg 1$  мало интересен, так как звук в этом случае сильно затухает даже на оптимальной частоте.

Полный поток энергии  $P_S$ , отводимой звуком, получим из выражения (4.10), положив в нем  $\gamma = 0$  и интегрируя по всем телесным углам полупространства  $Z > 0$ . Зная  $P_S$ , нетрудно получить значение коэффициента преобразования  $\eta \equiv P_S/\pi r_0^2 I_0$ . Приведем в качестве примера значение  $\eta$  для широкого пучка ( $kr_0 \gg 1$ );

$$\eta = \frac{q_0 u}{\rho} \left( \frac{A m \alpha}{2 C_p} - \frac{K k}{K^2 + k^2} \right)^2. \quad (4.12)$$

Из (4.12) видно, что максимальная эффективность соответствует случаю  $k = K$ .

Рассмотрим теперь ближнюю волновую зону, когда точка наблюдения находится под пятном облучения ( $r \leq r_0$ ) на глубине  $L \ll kr_0^2$  (однако по-прежнему  $L \gg K^{-1}$  и  $L \gg r_0$ , так что одновременно можно считать выполненными условия френелевской дифракции  $L \gg kr_0^2/(KL)$ ,  $L \gg kr_0^2 (r_0/L)^2$ ). В этом случае звуковая волна имеет вид плоской волны с амплитудой

$$p_k(r) = \frac{A\alpha u}{C_p} \frac{Kk}{K^2 + k^2} q_0 e^{-\sqrt{L} e^{-(r/r_0)^2}}. \quad (4.13)$$

В ближней зоне пучок не испытывает расходимости и его ширина (по амплитуде давления) совпадает с шириной лазерного пучка (по интенсивности). Заметим, что в то время как в дальней зоне, где звуковая волна является сферической, амплитуда  $p_k(R)$  определяется полной мощностью лазерного пучка  $P$  (см. (4.10)), в ближней зоне амплитуда звука определяется интенсивностью  $q_0 = P/(\pi r_0^2)$ .

Анализ частотной зависимости (4.13) показывает, что  $k_{\text{opt}}$  заметно отлично от  $K$  только для малоинтересного случая больших  $\Delta_0$ .

Экспериментально генерация и распространение монохроматического звука в жидкости (вода) при поглощении лазерного излучения исследовались в работе <sup>48</sup>. Для возбуждения звуковых колебаний использовался многомодовый ИАГ:  $\text{Nd}^{+3}$  лазер с длиной волны 1,06 мкм. Интенсивность излучения модулировалась ячейкой Погкельса, на которую подавалось синусоидальное напряжение, так что выходное излучение имело вид

$$q(t) = q_0 \left[ 1 - \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \sin \Omega t \right) \right], \quad (4.14)$$

где  $\Omega$  — частота модуляции. Амплитуда звука измерялась гидрофоном, сигнал которого после усиления и фазового детектирования подавался на двухкоординатный самописец. Результаты измерений в ближней и дальней волновых зонах показали хорошее совпадение экспериментальных величин с расчетами по формулам (4.10), (4.13).

На рис. 9 представлена зависимость амплитуды звуковой волны частоты  $\Omega$  (первая фурье-компонента немонхроматического сигнала при модуляции (4.14)) как функция расстояния от центра звукового пучка ( $q_0 \equiv 0,64q_0$  — амплитуда первой гармоники при разложении выражения (4.14) в ряд Фурье). Амплитуда звуковой волны на оси пучка, рассчитанная по формуле (4.13), в этом случае составляет  $(12,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-9}$  бар.

На рис. 10 приведены теоретическая зависимость амплитуды звука в дальней волновой зоне от коэффициента поглощения излучения водой и соответствующие экспериментальные значения ( $L = 75$  см,  $k = 4,2$  см<sup>-1</sup>,  $r_0 = 2$  см, так что  $L \gg kr_0^2$  — дальняя зона и  $kr_0 \gg 1$  — широкий пучок;  $K$  изменялось в пределах от 1 до 12 см<sup>-1</sup>). Как следует из сказанного ранее, амплитуда звука максимальна при  $k \sim K$ . Экспериментально найденная расходимость звукового пучка при тех же значениях  $L$ ,  $k$ ,  $r_0$  и  $K$  составляла 0,19—0,2 рад. Рассчитанное значение расходимости в этих

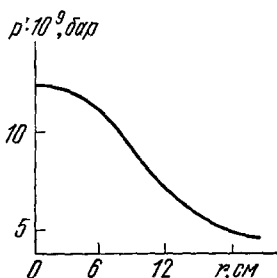


Рис. 9. Амплитуда звуковой волны в ближней волновой зоне <sup>48</sup>.

Вода;  $L = 75$  см;  $k = 1,25$  см<sup>-1</sup>;  $K = 0,17$  см<sup>-1</sup>;  $r_0 = 12$  см;  $q_0 = (15 \pm 3) \cdot 10^{-3}$  Вт/см<sup>2</sup>.

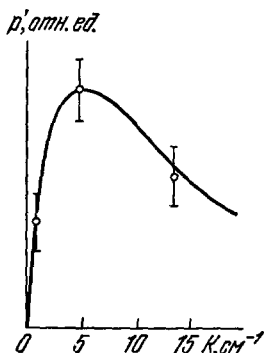


Рис. 10. Зависимость амплитуды звука в дальней зоне от коэффициента поглощения излучения.

Вода;  $L = 75$  см;  $k = 4,2$  см<sup>-1</sup>;  $r_0 = 2$  см; <sup>48</sup>.

случаях составляло 0,23 рад. Таким образом, с точностью до экспериментальных ошибок, результаты измерений совпадают с теоретическими предсказаниями, что свидетельствует о правильности теоретического описания явления.

При генерации монохроматического звука в реальных условиях существенным может оказаться влияние пространственных флуктуаций интенсивности лазерного излучения, а также волнения свободной поверхности жидкости. Роль этих факторов подробно исследовалась в работах <sup>45,46,49,50</sup>. В работе <sup>51</sup> исследовано влияние пузырьков, растворенных в жидкости газов, на условия лазерной генерации звука и т. п.

Весьма интересными являются результаты, полученные в последнее время при сканировании лазерного излучения по поверхности жидкости, что представляет уникальную по своей доступности возможность создания протяженного, движущегося с практически любым числом Маха источника звука, перемещение которого не связано с обтеканием тела излучателя <sup>52-54</sup>. Однако мы не сочли возможным останавливаться здесь на подробном обсуждении этих работ.

## 5. КИНЖАЛЬНОЕ ПРОПЛАВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ

В последних двух главах обзора мы рассмотрим проблему взаимодействия излучения с расплавами металлов.

Одним из интересных и важных для приложений вопросов этого круга является вопрос о так называемом глубоком, или кинжальном проплавлении. Суть явления состоит в следующем. Если изучать зависимость глубины проплавления металлической мишени лазерным излучением  $h$  от его интенсивности в фокальном пятне при неизменных длительности импульса и положении фокуса линзы относительно облучаемой поверхности, то обнаруживается следующая картина. Сначала наблюдается медленный рост  $h$  с увеличением интенсивности излучения  $q$ . Металлографическое изучение зоны проплавления показывает, что на этом этапе форма проплава такова, как если бы на поверхности образца действовал тепловой источник \*), имеющий размер фокального пятна и интенсивность  $Aq$  <sup>32,55</sup>.

Однако при достижении некоторого характерного значения интенсивности  $q = \tilde{q}$  ход зависимости  $h(q)$  резко меняется: глубина проплавления начинает увеличиваться с ростом  $q$  значительно быстрее, а сам проплав приобретает форму, вытянутую в направлении действия лазерного излучения (отсюда и название явления — глубокое или кинжальное проплавление). Типичные зависимости  $h(q_0)$  для ряда металлов, а также металлографическая картина зоны проплавления представлены на рис. 11, 12. Эксперименты проводились на технически чистых металлах с лазерными установками УЛ-20 <sup>56</sup> (пичковый режим  $\tau = 1,45$  мс) и СЛС-10-1 <sup>57,58</sup>, форма импульса гладкая, близкая к прямоугольной  $\tau = 2; 4$  мс.

При исследовании зависимости глубины проплавления от положения фокуса линзы, собирающей лазерный пучок относительно поверхности образца, оказалось, что максимальная глубина достигается тогда, когда фокус расположен не на поверхности образца, а под ней <sup>56</sup>. Указанная зависимость приводится на рис. 13.

Для понимания всех этих явлений заметим, что при рассматриваемых интенсивностях лазерного излучения ( $10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>) плавление металлов всегда сопровождается сосуществованием трех фаз: твердой, жидкой и газообразной, причем, так как интенсивность парообразования чрезвычайно

\*) Длина пробега излучения в рассматриваемом случае всегда мала по сравнению с характерными размерами задачи, так что энергию лазерного импульса можно считать выделяющейся непосредственно на поверхности мишени.

резко возрастает с ростом температуры поверхности, то в основном процесс испарения происходит с малой части поверхности расплава металла, находящейся вблизи центра фокального пятна и имеющей вследствие этого самую высокую температуру.

Естественно предположить, что при  $q = \tilde{q}$  свободная поверхность расплава за счет реактивной силы паров образца сильно прогибается, образуя воронку. При этом расплавленный металл вытесняется из зоны плавления, что приводит к опусканию эффективного теплового источника под поверхность образца и т. д. Такой воронкообразный прогиб свободной поверхности поглощающей жидкости при фокусировании на нее лазерного излучения наблюдался в работе <sup>59</sup> (рис. 14). После окончания действия лазерного

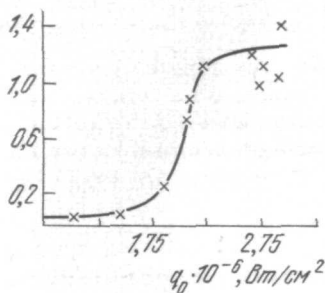


Рис. 11. Зависимость глубины проплавления меди от интенсивности излучения (неподвижная мишень) <sup>56</sup>.

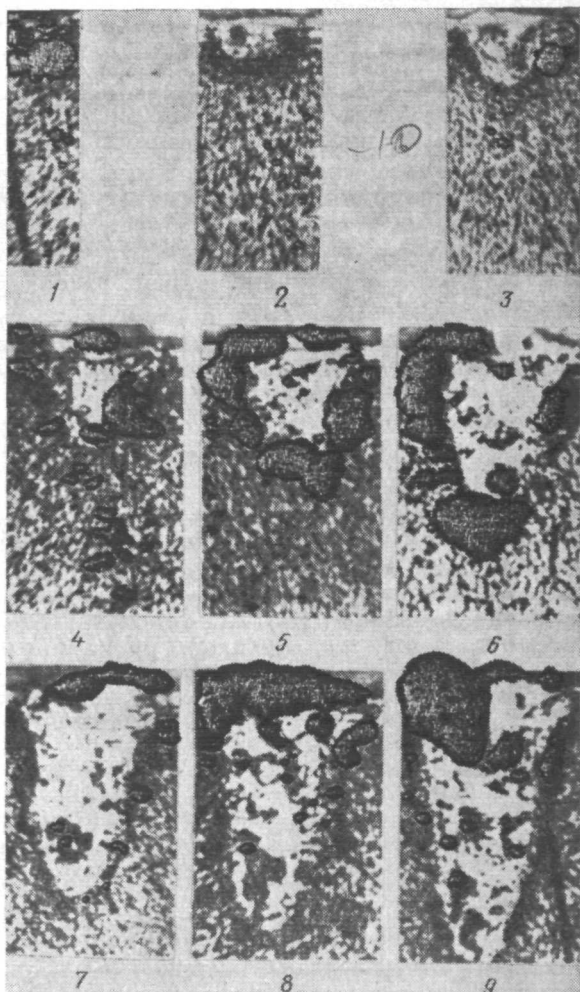


Рис. 12. Структура зоны проплавления титана при различных значениях интенсивности излучения (неподвижная мишень <sup>57</sup>).

$q_0$  ( $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>) = 0,59 (1), 1,1 (2), 2,3 (3), 2,7 (4), 3,1 (5), 4,1 (6), 5,2 (7), 6,0 (8) и 7,4 (9).

импульса первоначально вытесненный из зоны плавления расплав вновь заполняет кратер и там кристаллизуется.

Таким образом, явление кинжального проплавления обусловлено взаимодействием лазерного излучения с жидкой фазой (расплавом) металла. При этом в рамках указанной трактовки находят объяснения все качественные особенности явления: как наличие порогового значения интенсивности лазерного излучения  $\tilde{q}$ , так и зависимость глубины проплавления от положения фокуса линзы относительно поверхности образца (подробнее см. ниже).

Кинжальное проплавление — не единственное явление, которое обусловлено наличием жидкой фазы в зоне облучения. Так, например, авторами работы <sup>60</sup> исследован процесс образования кратера в металлической мишени за счет вымывания жидкой фазы из зоны проплавления реактивным давлением паров и оценена скорость роста его глубины на той стадии процесса, когда эта глубина мала по сравнению с диаметром фокального пятна и задачу можно считать одномерной. Влияние жидкой фазы на формирование кратера произвольной глубины обсуждается в книге <sup>61</sup>.

Здесь, однако, мы подробно остановимся только на проблеме кинжального проплавления, которая, с одной стороны, весьма важна для приложений <sup>62, 63</sup>, а, с другой стороны, целиком относится к тематике настоящего обзора, так как все основные особенности явления объясняются процессами, происходящими на границе жидкость — пар, а существование второй фазовой границы (твердое тело — жидкость) может вовсе не приниматься во внимание.

Заметим, что хотя на связь явления с наличием в зоне облучения расплавленного металла указывалось уже в работе <sup>56</sup>, попытки его количественного описания появились только в последнее время. Так, в работах <sup>57, 64</sup> была предложена модель, в которой процесс кинжального проплавления объяснялся периодическим вытеснением жидкой фазы со дна кратера. Предполагалось, что фронт испарения неподвижен вплоть до достижения на поверхности жидкости некоторой характерной температуры (температуры развитого испарения). После этого в результате интенсивного испарения «горячий» слой расплава вымывается из кратера реактивным давлением паров, и процесс повторяется. Несмотря на очевидную грубость такой модели, авторам <sup>57, 64</sup> удалось на ее основании получить удовлетворительное согласие с экспериментом для рассчитанной ими зависимости скорости проплавления от интенсивности лазерного излучения.

Отметим также работу <sup>124</sup>, в которой проведен достаточно полный качественный анализ физических явлений, связанных с процессом кинжального проплавления (как при лазерном, так и при электронно-лучевом способах воздействия), и получены простые оценки различных характеристик этого процесса, а также работу <sup>126</sup>, в которой изучены плазменные и газодинамические явления в камере, возникающей при развитом кинжальном проплавлении.

Подчеркнем, что строгий подход к проблеме кинжального проплавления в общем случае предполагает решение неоднородной самосогласован-

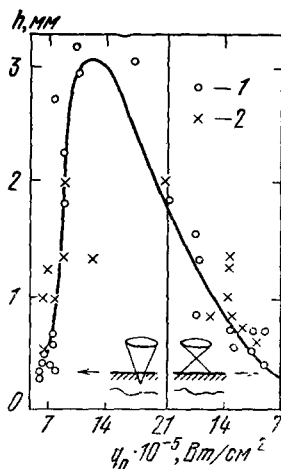


Рис. 13. Зависимость глубины проплавления алюминия от средней освещенности в облучаемой зоне при различных положениях фокуса линзы относительно поверхности мишени.

Неподвижная мишень. Энергия импульса 15 Дж. 1 — линза с  $F = 34$  мм, 2 — то же с  $F = 50$  мм <sup>60</sup>.



Рис. 14. Лазерная воронка в глицерине.

Непрерывный  $\text{CO}_2$ -лазер. Неподвижная мишень.  $r_0 \approx 4 \cdot 10^{-2}$  см;  $q_0 \approx 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Глубина воронки около 20 см <sup>69</sup>.

ной задачи оптики, гидродинамики течения расплава, кинетики испарения и гидродинамики разлета паров. Трудности, встречающиеся на этом пути, столь велики, что продвинуться дальше грубых оценок без широкого использования численных методов едва ли возможно.

Существенно, однако, что важная для приложений задача о величине порога кинжального проплавления может быть решена в достаточно строгой постановке без привлечения сомнительных или мало обоснованных предположений. Поскольку, кроме того, при решении этой задачи одновременно проявляется все существенное в физике явления кинжального проплавления, мы сочли целесообразным остановиться на ее рассмотрении более подробно, основываясь на подходе, развитом в работе <sup>65</sup>.

Следуя этой работе, изучим деформацию свободной поверхности расплава реактивным давлением паров при установившемся режиме плавления металлического образца, неподвижным относительно мишени лазерным импульсом при условии  $\chi\tau \gg r_0^2$ .

Используем теорию возмущений, пренебрегая различием в теплофизических характеристиках твердой и жидкой фаз. Так как нас интересует именно плавление образца, то естественно рассматривать только такие плотности потока лазерного излучения, которые меньше порога развития испарения  $q_v$  <sup>32,66</sup>. При этом можно не учитывать движение расплава, обусловленное выносом массы за счет испарения, а также расходы энергии на испарение \*).

Аппроксимируя в нулевом приближении свободную поверхность расплава плоскостью  $z = 0$ , получаем, что в рассматриваемом случае поле температуры удовлетворяет уравнению Лапласа для полупространства  $z > 0$ . Предположим, для определенности, что лазерный пучок имеет гауссово распределение интенсивности

$$q(r) = q_0 e^{-(r/r_0)^2}.$$

Тогда распределение температуры по поверхности мишени имеет вид

$$T(r) = T_s \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right] I_0 \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right] + T_0, \quad (5.1)$$

где  $T_s \equiv A q_0 r_0 \sqrt{\pi/(2\kappa)}$ ,  $I_0(x)$  — модифицированная функция Бесселя (в дальнейшем мы для простоты всюду будем считать, что  $T_0 = 0$ ), а в целом профиль температуры имеет асимптотику

$$T(r, z) \underset{R \rightarrow \infty}{\approx} \frac{T_s}{\sqrt{\pi}} \frac{r_0}{R}, \quad R \equiv \sqrt{r^2 + z^2}, \quad (5.2)$$

которая при  $R \geq 3$  выполняется с точностью, не меньшей 5%.

Если давление насыщающих паров образца  $p_s(T)$  при характерной температуре  $T = T_s$  велико по сравнению с внешним давлением, что, как правило, выполняется в реальных условиях эксперимента, то реактивное давление паров с ошибкой, не превышающей нескольких процентов, определяется зависимостью, справедливой при испарении в вакуум:

$$p = \frac{1}{2} p_s(T). \quad (5.3)$$

Отклонение истинного значения  $p$  от выражения (5.3) обусловлено наличием потока атомов пара, возвращающихся на поверхность в результате столкновений в газовой фазе, однако в рассматриваемом случае этот поток всегда мал <sup>32,67</sup>, что и обуславливает применимость выражения (5.3).

В работе <sup>65</sup> для определения зависимости  $p_s(T)$  использовалась эйнштейновская модель конденсированного тела, в которой эйнштейновская частота являлась подго-

$$p_s(T) = p_0 \exp \left( -\frac{\lambda_1}{T} + \frac{[\lambda_1]}{T_B} \right) \equiv p_0^* \exp \left( -\frac{\lambda_1}{T} \right), \quad (5.4)$$

\*) Все количественные ограничения, вытекающие из постановки задачи, будут приведены ниже.

которая получается в результате приближенного интегрирования уравнения Клайрона-Клаузиуса с двумя подгоночными параметрами  $p_0^*$  и  $\lambda_1$  (см., например, <sup>66</sup>). При этом  $\lambda_1 \equiv \lambda A_m / N_A$  имеет смысл атомной теплоты испарения, а  $p_0$  и  $T_B$  — нормального давления и нормальной температуры кипения.

Заметим, что в рассматриваемом нами случае всегда выполняется условие  $\lambda_1 \ll T$ , так, что входящая в (5.4) экспонента является быстро меняющейся функцией температуры.

В равновесном случае форма свободной поверхности расплава определяется из равенства реактивного давления паров образца лапласовскому давлению под вогнутой поверхностью. Явную зависимость  $p(r)$  получаем, подставляя в выражения (5.3), (5.4) температуру  $T = T(r)$ , определяемую формулой (5.1). Отсюда сразу заключаем, что характерный размер, на котором спадает  $p(r)$ , равен

$$r_p \equiv r_0 \sqrt{\frac{2T_s}{\lambda_1}} < r_0. \quad (5.5)$$

Зная зависимость  $p(r)$ , можно определить в следующем приближении форму свободной поверхности расплава. Обозначая через  $\xi$  отклонение точек свободной поверхности от плоскости  $z = 0$  при условии малости кривизны поверхности (только в этом случае и применима теория возмущений), для зависимости  $\xi(r)$  имеем уравнение <sup>68</sup>

$$\Delta \xi - a^2 \xi + \frac{1}{\sigma} p(r) = 0, \quad (5.6)$$

$$\xi(\infty) = 0,$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $a$  — капиллярная постоянная ( $a \equiv \sqrt{\rho g / \sigma}$ ,  $g$  — ускорение силы тяжести, направленное вдоль оси  $z$ ).

Решение уравнения (5.6) можно получить в общем виде <sup>\*</sup>), но для дальнейшего анализа нам достаточно ограничиться его асимптотикой при  $ar \ll 1$ , так как для расплавов металлов и реальных размеров фокального пятна всегда выполняется неравенство  $ar_0 \ll 1$  и указанная асимптотика справедлива вплоть до изотермы  $T = T_m$ , где  $T_m$  — температура плавления. Эта асимптотика имеет вид

$$\xi(x) = \xi_0 \left[ \text{Ei}(-x^2) - 2C - 2 \ln \frac{ar_p}{2} x \right],$$

$$\xi_0 \equiv \frac{T_s r_0^2 p_0^*}{4\sigma \lambda_1} e^{-\lambda_1 / T_s}, \quad x \equiv \frac{r}{r_p};$$

здесь  $\text{Ei}(-x^2)$  — интегральная показательная функция,  $C$  — постоянная Эйлера ( $C = 0,57721\dots$ ).

На рис. 15 приведены графики зависимости  $\xi(r) - \xi(r_m)$ , где  $r_m$  — радиус границы расплава ( $T(r_m) = T_m$ ) при различных значениях параметра  $\beta$ ,

$$\beta \equiv \frac{r_m}{r_p} \approx \sqrt{\frac{A q_0 r_0 \lambda_1}{4 \sqrt{\pi} \kappa T_m^2}}.$$

Видно, что даже в пределах применимости теории возмущений деформация свободной поверхности расплава резко возрастает вблизи оси лазерного пучка с увеличением интенсивности излучения.

Потребовав теперь малости кривизны свободной поверхности расплава по сравнению с  $r_p$ , что гарантирует применимость теории возмущений, получаем условие  $q_0 < \tilde{q}$ ,

<sup>\*</sup>) Вопрос о форме поверхности жидкой фазы рассматривался в работе <sup>69</sup>, где написано решение уравнения (5.6) при произвольной зависимости  $p(r)$ , а также для различных модельных представлений этой зависимости. Однако в указанной работе не устанавливается связь между видом функции  $p(r)$ , параметрами лазерного пучка и теплофизическими свойствами расплава.

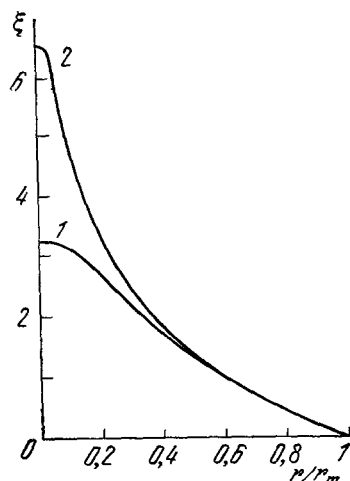


Рис. 15. Форма поверхности расплава, деформированного реактивным давлением паров. 1 соответствует большей интенсивности ( $1 - \beta = 3,8$ ;  $2 - \beta = 19,6$ );  $\xi \equiv (\xi(r) - \xi(r_m)) / \xi_0$ .

где

$$\tilde{q} \approx \frac{6\lambda p \chi}{A r_0 \sqrt{\pi}} \left( \ln \delta_R - \frac{1}{2} \ln \ln \delta_R \dots \right)^{-1},$$

$$[\delta_R \equiv \frac{r_0 p_0^*}{4 \sqrt{2} \sigma}]$$

(мы воспользовались тем, что для металлов в конденсированной фазе атомная теплоемкость равна 3, так что  $\chi = 3\chi_p N_A/A_m$ ).

Ниже будет показано, что выражение (5.7) определяет не что иное, как порог кинжального проплавления. Однако прежде чем перейти к дальнейшему рассмотрению, заметим, что все характерные параметры задачи, в том числе и величину  $\tilde{q}$ , можно оценить, основываясь на следующих простых рассуждениях: характерным размером, на котором меняется температура мишени, в рассматриваемой постановке задачи, является радиус фокального пятна  $r_0$ . Характерную же температуру поверхности мишени можно найти из соображений размерности. Составив из величин  $Aq_0$ ,  $r_0$  и  $\chi$  комбинацию, имеющую размерность температуры, получаем, что  $T_S \sim Aq_0 r_0 / \chi$ . Поскольку, кроме того, распределение температуры по поверхности мишени имеет максимум в центре фокального пятна, то, разлагая  $T(r)$  в ряд по степеням  $r$ , получаем, что в окрестности максимума

$$T(r) \approx T_S \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 + \dots \right]. \quad (5.8)$$

Подставив разложение (5.8) в выражение (5.4), определяющее зависимость давления насыщающего пара от температуры, получаем, что характерный размер, на котором меняется реактивное давление паров,  $r_p = r_0 \sqrt{2T_S/\lambda_1}$ , что в точности совпадает с выражением (5.5). Поскольку деформация свободной поверхности расплава обусловлена именно реактивным давлением паров, то  $r_p$  одновременно является характерным размером основания воронки, возникающей на поверхности расплава. Глубина же этой воронки  $\zeta_0$  оценивается из уравнения (5.6). Учитывая, что  $\Delta\zeta \sim \zeta_0/r_p^2$  и что  $r_p^2 \gg a^2$ , получаем из (5.6)

$$\zeta_0 \sim \frac{r_p}{\sigma} p(T_S) \sim \frac{T_S r_0^2 p_0^*}{\sigma \lambda_1} e^{-\lambda_1/T_S}. \quad (5.9)$$

Оценка (5.9) практически совпадает с величиной  $\zeta_0$ , полученной выше в результате строгого решения задачи.

Наконец, значение  $\tilde{q}$  определяется из условия  $\zeta_0 \sim r_p$ , которое (с точностью до численного множителя порядка единицы) и приводит к выражению (5.7). Подчеркнем, что формула (5.7) определяет именно то значение интенсивности лазерного излучения, которое в экспериментах соответствует порогу кинжального проплавления. В самом деле, превышение интенсивностью величины  $\tilde{q}$  приводит к сильному прогибанию свободной поверхности расплава, чем и объясняется явление кинжального проплавления (см. начало настоящей главы). При этом в силу резкой (экспоненциальной) зависимости  $\zeta_0$  от  $q_0$  условие  $q_0 < \tilde{q}$  действительно имеет пороговый характер, т. е. незначительные отклонения  $q_0$  от  $\tilde{q}$  приводят к усиленным неравенствам для сравниваемых величин ( $r_p$  и  $\zeta_0$ ).

Найдем теперь порог развитого испарения  $q_v$ . Интегральный поток энергии, отводимый теплопроводностью  $P_T$ , может быть определен на основании выражения (5.2). Учитывая, что телесный угол, в который происходит теплоотвод, равен  $2\pi$ , получаем, что

$$P_T = 2 \sqrt{\pi} \chi r_0 T_S \approx 6 \sqrt{\pi} \frac{\rho N_A}{A_m} \chi r_0 T_S$$

Пренебрегая кинетической энергией частиц пара по сравнению с  $\lambda_1$  и обратным потоком атомов, в соответствии со сказанным ранее и учитывая, что эффективное испарение происходит из пятна радиусом  $r_p$ , имеем для интегрального потока энергии, расходуемой на испарение  $P_V = \pi r_p^2 \lambda_1 j_V$  ( $j_V$  — плотность потока испаренных частиц) оценку

$$P_V = \pi r_p^2 \lambda_1 \frac{P_S(T_S)}{\sqrt{2\pi m T_S}} = \sqrt{\frac{2\pi N_A T_S}{A_m}} r_p^2 p_0^* e^{-\lambda_1/T_S},$$

где  $m \equiv A_m/N_A$  — масса атома.

Порог развитого испарения  $q_V$  определим из формального равенства  $P_V = P_T$ . Имеем

$$q_V \approx \frac{6\lambda p \chi}{A r_0 \sqrt{\pi}} \left( \ln \delta_V + \frac{1}{2} \ln \ln \delta_V \dots \right)^{-1},$$

$$\delta_V \equiv \frac{r_0 p_0^*}{3 p \chi \sqrt{2\lambda}}.$$
(5.10)

Заметим, что резкая зависимость  $P_V$  от  $T_S$  при сравнительно медленной зависимости  $P_T$ , так же, как и в случае с  $\tilde{q}$ , обеспечивает выполнение усиленных неравенств для сравниваемых величин при малом отклонении  $q_0$  от  $q_V$ .

Выражение для  $q_V$ , полученное в работе <sup>66</sup> из соображений размерности, отличается от (5.10) отсутствием численного множителя  $6/\sqrt{\pi}$  и выражения, стоящего в скобках.

Из сказанного ясно, что оптимальной для реализации режима кинжального проплавления является область значений  $q_0$ , заключенных в интервале  $\tilde{q} < q_0 < q_V$ . Такой интервал существует, только если  $\tilde{q} < q_V$ , что приводит к условию

$$\frac{p \chi \sqrt{\lambda}}{\sigma} > \frac{3}{4} [(\ln \delta_V + \dots)(\ln \delta_R - \dots)].$$
(5.11)

Подчеркнем слабую зависимость критерия (5.11) от размера фокального пятна  $r_0$ . Физически это означает, что возможность реализации режима, оптимального для кинжального проплавления, в основном определяется теплофизическими свойствами образца, а не параметрами лазерного пучка.

В работе <sup>65</sup> проведено сопоставление величины  $\tilde{q}$ , рассчитанной изложенными выше методами для 13 металлов, с результатами экспериментальных измерений этой величины, выполненных в работах <sup>56-58</sup>, и продемонстрировано хорошее совпадение теории и эксперимента. Типичные значения  $\tilde{q}$  при  $r_0 \sim 10^{-2}$  см порядка  $10^5$  Вт/см<sup>2</sup> для легкоплавких металлов и  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> для тугоплавких. Значение  $q_V$ , рассчитанное в <sup>65</sup> для условий экспериментов <sup>56-58</sup>, всегда в 1,5—2 раза превышало  $\tilde{q}$ .

В работе <sup>65</sup> исследованы также свободные колебания поверхности расплава. На таких колебаниях происходит рассеяние лазерного излучения. Кристаллизацией расплава, возмущенного такими колебаниями, может быть объяснено наличие так называемых «кольцевых волн» на поверхности проплава, многократно наблюдавшихся экспериментально (см. монографию <sup>61</sup> и цитированную в ней по этому вопросу литературу) и т. п. Показано, что максимальную амплитуду всегда имеет гармоника, соответствующая наименьшей собственной частоте таких колебаний, и что при достаточно больших значениях  $q_0$  эта амплитуда растет, в основном как масштабный множитель  $\xi_0$ , т. е. как  $\exp[-6\lambda p \chi / (A r_0 \sqrt{\pi q_0})]$ .

В изложенных выше расчетах не учитывалось влияния гидродинамического течения расплава, обусловленного выносом массы за счет испарения, на формирование профиля температуры расплава. Это допустимо лишь постольку, поскольку эффективный коэффициент температуропроводности, обусловленный этим течением, мал по сравнению с  $\chi$ , т. е. если выполняется неравенство  $V r_0 \ll \chi$ , где  $V$  — скорость движения фронта испарения. Учитывая, что  $V$  определяется из условия  $V r_0 = m j_V$ ,

получаем в рассматриваемом приближении

$$V(T) = \frac{p_s(T)}{\rho} \sqrt{\frac{A_m}{2\pi N_A T}},$$

т. е. что условие  $Vr_0 \ll \chi$  эквивалентно условию  $P_V \ll P_T$  и не вносит дополнительных ограничений в рассмотренную задачу. В случае же развитого испарения такое течение следует учитывать. Вопрос о форме поверхности жидкой фазы в предельном случае сильного испарения, когда определяющую роль играет гидродинамика течения расплава, обсуждался в работе <sup>70</sup>. Заметим, однако, что если только речь не идет о действии излучения на предварительно расплавленный металл (жидкая ртуть и т. п.), то при столь больших интенсивностях градиенты температуры будут весьма велики, слой расплава тонкий, и, по существу, задача сводится к классической проблеме формирования кратера в твердом теле, процесс испарения которого можно рассматривать как сублимацию, пренебрегая существованием жидкой фазы <sup>32,61</sup>.

### 6. ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ — ДИЭЛЕКТРИК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Сама идея перехода жидкого металла в жидкую же неметаллическую фазу впервые была высказана Зельдовичем и Ландау еще в 1943 г.<sup>71</sup>. Идея основывалась на том, что при больших давлениях и температурах  $\sim 10^4$  К тепловое возбуждение (а следовательно, и проводимость) диэлектриков становятся столь велики, что

различие между диэлектриком и металлом, по существу, исчезает. Это делает возможным осуществить непрерывный переход от диэлектрической к металлической фазе и наоборот. Но тогда при меньших температурах и давлениях может существовать линия перехода металл-диэлектрик, заканчивающаяся в соответствующей критической точке, которая, вообще говоря, не должна совпадать с линией фазового перехода жидкость — пар.

Экспериментальное исследование электропроводности жидких металлов \*) показало, что вблизи критической точки перехода жидкость — пар малое изменение плотности металла приводит к резкому изменению его электропроводности, причем это относится как к закритическому состоянию, так и к докритическому, т. е. к жидкой фазе. По данным обзора <sup>72</sup> понижение плотности ртути на 20% в закритическом состоянии приводит к падению ее электропроводности на четыре порядка. Примерно такое же падение электропроводности происходит и в жидкой фазе ртути

при уменьшении ее плотности вдвое от нормального значения. Из рис. 16 видно, что зависимость относительного электросопротивления образца от температуры при постоянной плотности имеет в окрестности критической точки перехода жидкость — пар типичный для диэлектриков вид (резкое убывание электросопротивления с ростом температуры). Такое

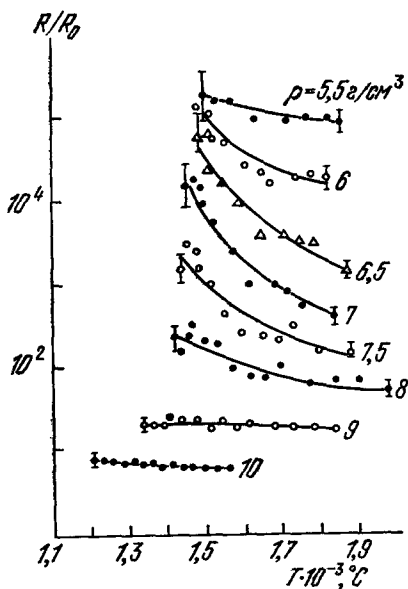


Рис. 16. Изохроны относительного электросопротивления ртути как функция температуры.

Ртуть,  $T_C = 1753 \pm 10$  К;  $P_C = 1520 \pm 10$  бар;  $\rho_C = 5,7 \pm 0,2$  г/см<sup>3</sup> <sup>73</sup>.

\*) Наиболее надежные данные имеются для ртути и цезия (см. обзор <sup>72</sup> и цитируемую в нем литературу).

поведение электропроводности позволяет говорить о существовании в окрестности критической точки перехода металл — диэлектрик. Однако следует подчеркнуть, что изменение свойств металла происходит хотя и резко, но непрерывным образом. Поэтому в рассматриваемом случае отсутствует линия фазового перехода, роль которой играет некоторая область значений термодинамических переменных, имеющая малую, но конечную ширину, т. е. переход является размытым.

С ростом лазерной энергетики появилась возможность при воздействии на металлическую мишень достигать в зоне облучения температуры и давления, соответствующих критическим значениям. Поэтому естественной была попытка исследовать влияние перехода металл-диэлектрик на протекание процесса взаимодействия лазерного излучения с материалом мишени. Впервые такое рассмотрение проводилось в работе <sup>66</sup> на основании качественного анализа явлений, к которым приводит появление диэлектрической фазы в докритическом состоянии металла. Однако из-за сложности проблемы авторы <sup>66</sup> ввели ряд упрощающих предположений (в частности, о прозрачности пара), в результате чего данная ими картина взаимодействия лазерного излучения с мишенью в интересующей нас области параметров оказалась весьма упрощенной и в ряде деталей далекой от действительности.

Строгий анализ явления, как отмечалось в работе <sup>74</sup>, возможен лишь на основании численного решения соответствующей задачи с учетом конкретного уравнения состояния и конкретной зависимости коэффициента поглощения и проводимости металла от температуры и плотности. Наиболее последовательно для закритического состояния металлов это было сделано в работах <sup>75-77</sup>, к изложению результатов которых мы и перейдем.

В указанных работах теоретически изучена следующая задача. Из вакуума на поверхность металла, занимающего полупространство  $z < 0$ , падает однородный поток излучения, который частично поглощается, а частично отражается. Интенсивность излучения достаточно велика для того, чтобы температура в области поглощения света достигала (за время действия лазерного импульса) критической температуры вещества. Нагретый металл расширяется в вакуум, образуя плазменный факел, а зона поглощения сдвигается с поверхности металла в область плотной плазмы. В металле под действием импульса отдачи, возникающего при расширении, формируется ударная волна. В <sup>75, 76</sup> рассмотрен режим, аналогичный тому, который в гидродинамике горения называется «медленным горением» <sup>68</sup>; при этом ударная волна является слабой, а скорость движения зоны поглощения лазерного излучения («фронта горения») — дозвуковой \*). Качественная картина рассматриваемого процесса такова. По невозмущенному металлу распространяется слабая ударная волна, за которой следует область сжатого вещества, переходящая в область интенсивной разгрузки. В последней происходит переход плотного металлического пара в разреженную, почти прозрачную для лазерного излучения плазму, разлетающуюся навстречу лазерному пучку. Границы между областями в значительной мере условны. Выделенными поверхностями являются только ударная волна и плоскость, от которой происходит отражение света, т. е. на которой действительная часть диэлектрической проницаемости  $\text{Re } \epsilon(\omega)$  обращается в нуль.

Размеры всех указанных областей меняются с течением времени, и в целом задача нестационарна. Однако после того, как ударная волна отрывается от волны разгрузки и уходит в глубь вещества, в системе

\*) Впервые такой режим «медленного горения» при взаимодействии лазерного излучения с веществом изучался в работе <sup>78</sup>.

координат, связанной с плоскостью отражения, устанавливается стационарная \*) структура наиболее интересной области поглощения лазерного излучения, где велики градиенты всех переменных. Слева к этой области примыкает область вещества, сжатого ударной волной, в которой значения гидродинамических переменных также квазистационарны; справа — область нестационарного течения, которая есть автомодельная центрированная волна разрежения \*\*). Профили гидродинамических переменных в этой волне и коэффициент поглощения излучения могут быть записаны в явном виде (вещество в волне разрежения представляет собой идеальную равновесную плазму). Это позволяет использовать значения переменных в голове волны разрежения в качестве граничных условий при численном интегрировании уравнений, описывающих стационарную часть факела.

Для определения уравнения состояния, коэффициента поглощения, теплопроводности и других характеристик вещества во всей необходимой для расчетов области значений плотности и температуры авторами <sup>75-77</sup> проведена обработка большого числа экспериментальных данных <sup>73, 79-82</sup> и использованы результаты некоторых теоретических расчетов <sup>83-84</sup>. Это позволило при численном интегрировании уравнений воспользоваться табличным уравнением состояния с аналитической экстра- и интерполяцией в областях, в которых отсутствовали экспериментальные данные.

Как уже отмечалось ранее, наиболее полные экспериментальные данные по уравнению состояния и проводимости получены для ртути. Поэтому вычисления проводились именно для этого случая. Для получения приближенных уравнений состояния других металлов можно воспользоваться принципом соответственных состояний. Как показано в работе <sup>85</sup>, такой подход заведомо применим для металлов одной группы периодической системы элементов и дает неплохие результаты для металлов в целом. Таким образом, данные <sup>75, 76</sup> приобретают большую общность, если ввести безразмерные переменные

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_C}, \quad \tilde{T} = \frac{T}{T_C}, \quad \tilde{p} = \frac{p}{p_K}, \quad \tilde{q} = \frac{q}{q_K}, \quad \xi = \frac{z}{z_K}, \\ p_K &\equiv B \rho_C T_C, \quad q_K \equiv \rho_C (B T_C)^{3/2}, \quad z_K \equiv \frac{T_C \mu_C}{q_K} \approx \\ &\approx \frac{1}{3} \left( \frac{\pi}{e} \right)^2 \frac{\sigma_C \sqrt{T_C}}{\rho_C B^{3/2}}, \end{aligned} \quad (6.1)$$

где  $B \equiv R/A_m$  — приведенная газовая постоянная,  $\sigma$  — проводимость,  $e$  — заряд электрона. При написании последнего равенства в (6.1) мы воспользовались соотношением Видемана — Франца и выразили  $\kappa$  через  $\sigma$ . Характерное значение интенсивности излучения  $q_K$  для ртутной мишени равно примерно  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

Типичная структура зоны поглощения показана на рис. 17. Для удобства имеются две шкалы  $q$ , слева в безразмерных единицах (6.1), справа в Вт/см<sup>2</sup> — для ртути;  $z$  дано в см (для ртути). Справа к вертикальной линии, ограничивающей область численного счета, примыкает волна разрежения. Коэффициент отражения в рассматриваемом случае равен 1%,

\*) Вернее, квазистационарная, так как, хотя уравнения, описывающие изменение переменных в этой области, не зависят от времени, такая зависимость войдет в граничные условия (см. ниже), так что в целом решение будет зависеть от времени как от параметра.

\*\*) Строго говоря, течение не заканчивается волной разрежения. При  $z \rightarrow \infty$  эта волна имеет негидродинамический «хвост», который представляет собой свободно-молекулярное течение <sup>87</sup>. Однако наличие такого «хвоста» не сказывается на рассматриваемой задаче, так как содержащаяся в нем масса и доля поглощенного им излучения ничтожны.

а оптическая толщина плазменного факела  $\Lambda = 2,3$ . Узкая зона вблизи поверхности  $\text{Re } \epsilon = 0$ , в которой происходит быстрое расширение и нагрев вещества, более подробно показана на рис. 18, на котором помимо  $\tilde{q} = 18$  приведены данные для  $\tilde{q} = 8,3$  и  $\tilde{q} = 31,6$ . Слабая зависимость профиля  $\rho(z)$  при  $z < 0$  от интенсивности излучения объясняется малой сжимаемостью вещества при  $\rho > \rho_c$ . Наоборот, скорость расширения вещества при  $z > 0$  резко возрастает с увеличением  $\tilde{q}$ . Профили температуры также весьма чувствительны к изменению интенсивности (распределение температуры в области  $z < 0$ , куда не проникает излучение, определяется электронной теплопроводностью). Такая же структура факела сохраняется и для рубинового лазера. В случае излучения  $\text{CO}_2$ -лазера отражение излучения происходит в горячей разреженной плазме.

Перейдем теперь к обсуждению поведения  $\text{Re } \epsilon(z)$  и перехода металл — диэлектрик. Для случая, изображенного на рис. 17, значение  $\text{Re } \epsilon$  в голове волны разрежения, равное 0,992, с увеличением плотности плазмы

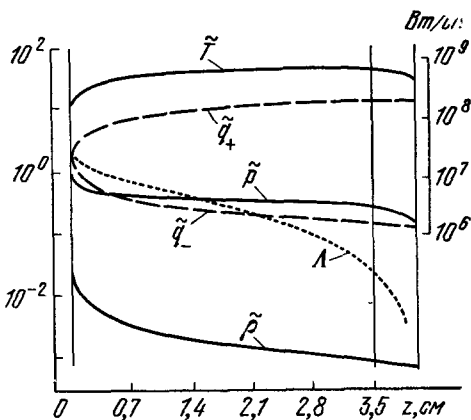


Рис. 17. Структура зоны поглощения при действии на ртутную мишень прямоугольного лазерного импульса.

$\tau = 300$  нс;  $\omega = 1,78 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>;  $q = 18\tilde{q} \approx 2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.  $\tilde{q}_+$  и  $\tilde{q}_-$  — падающий и отраженные потоки соответственно. Начало координат совмещено с плоскостью  $\text{Re } \epsilon = 0$  <sup>78, 76</sup>.

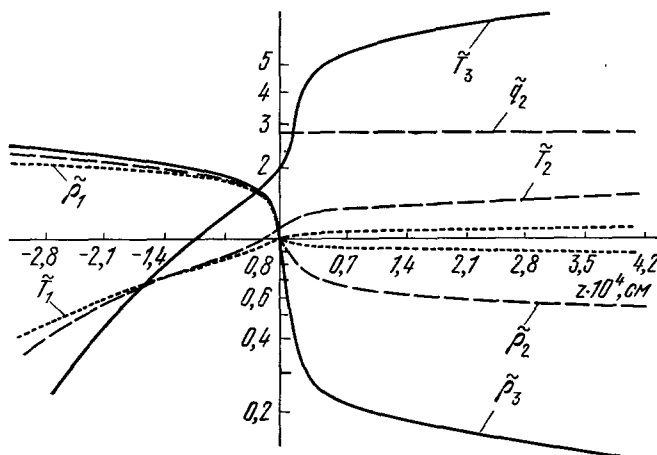


Рис. 18. То же, что и рис. 17.

Область вблизи плоскости отражения в более мелком масштабе. 1 —  $\tilde{q} = 8,3$ , 2 —  $\tilde{q} = 18$ , 3 —  $\tilde{q} = 31,6$  <sup>78, 76</sup>.

медленно уменьшается, и на расстоянии  $\sim 10^{-3}$  см от плоскости отражения  $\text{Re } \epsilon = 0,972$  (здесь  $\tilde{T} = 3,2$ ,  $\tilde{\rho} = 0,178$ ); затем в узкой зоне  $\sim 10^{-3}$  см происходит практически полная диэлектризация вещества \*) ( $\text{Re } \epsilon =$

\*) Критерием диэлектризации является обращение в нуль плазменной частоты, т. е. отсутствие свободных электронов.

$= 0,9993$ ,  $\tilde{T} = 1,4$ ,  $\tilde{\rho} = 0,51$ ), и сразу же после этого в области размером  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  см диэлектрик обращается в металл и полностью отражает свет ( $\text{Re } \varepsilon = 0$ ;  $\tilde{T} = 1,16$ ;  $\tilde{\rho} = 1,6$ ). Аналогично ведет себя и коэффициент поглощения света  $K$ . Зависимость  $K(\rho)$  для рассматриваемого случая приведена на рис. 19. В случае необходимости, используя рис. 18, ее можно пересчитать в  $K(z)$  или в  $K(T)$ . Такое поведение  $\varepsilon$  и  $K$  объясняется совместным изменением температуры, плотности и электронной концентрации. Но качественно его можно объяснить так: (см. рис. 19): 1) участок  $ab$  —

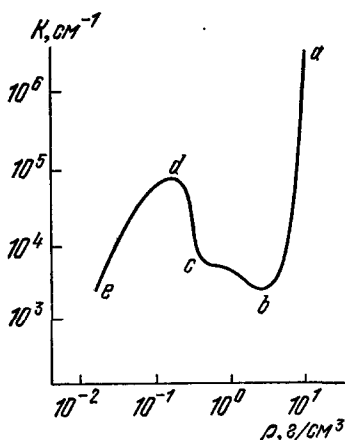


Рис. 19. То же, что и рис. 17. Зависимость коэффициента поглощения излучения от плотности ртути в факеле <sup>75</sup>.

раскрытие щели в электронном спектре (переход металл — диэлектрик); 2)  $bc$  — щель полностью раскрыта, но температура растет, а с ней растет и проводимость <sup>79, 84</sup>, степень ионизации мала; 3)  $cd$  — образование плазмы, концентрация свободных электронов растет и поднимает  $K$  вопреки расширению; 4)  $de$  — область многократной ионизации. Степень ионизации  $\alpha_i$  растет медленно, поэтому  $K$  падает из-за расширения ( $K \sim \rho^2 \alpha_i^3 T^{-3/2}$ ). Нестационарная часть факела, соответствующая волне разрежения, на рис. 19 не показана.

Подчеркнем, что в области перехода металл — диэлектрик весьма велик градиент плотности, между тем как изменение температуры слабее, что объясняется сравнительно большой теплопроводностью. Поэтому резкое изменение оптических свойств вещества обусловлено образованием резкого фронта плотности. Поскольку с возрастанием интенсивности излучения растет и градиент плотности (см. рис. 18), то ширина зоны диэлек-

тризации при этом уменьшается. При интенсивности  $\tilde{q} \geq 52$  зона диэлектризации полностью исчезает, и прозрачность плазмы медленно ухудшается по мере приближения к плоскости отражения, после чего плазма резко металлизирована, т. е. зависимость  $K(z)$  становится монотонной. Подчеркнем, что при таких интенсивностях плазма нагревается до весьма высоких температур ( $\tilde{q} = 52$  соответствует  $\tilde{T}(0) = 2,14$ ), и именно этим объясняется исчезновение диэлектрической области — до металлических плотностей сжимается горячая плотная плазма, которая и сама не прозрачна.

При уменьшении интенсивности излучения ширина диэлектрической области увеличивается, однако само явление выражено слабо, так как впереди диэлектрической фазы находится разреженная сравнительно слабо ионизованная плазма, которая также почти прозрачна для излучения \*).

Проводились также расчеты зависимости эффективной удельной энергии испарения  $\lambda_{\text{eff}} = q/j_m$ , где  $j_m \equiv m j_v$  — плотность потока массы <sup>75</sup> и удельного импульса отдачи <sup>75, 76</sup> от интенсивности лазерного излучения (см. рис. 20, 21). Видно, что обе зависимости монотонны, и наличие диэлектрической фазы никак не влияет на их ход. Монотонный рост  $\lambda_{\text{eff}}$  и падение удельного импульса отдачи с увеличением интенсивности излучения и длительности импульса объясняется тем, что в рассматриваемом

\*) Подчеркнем, что хотя коэффициент поглощения излучения в такой плазме мал, но зато протяженность факела велика, так что оптическая толщина его остается порядка единицы, что обеспечивает стационарность режима испарения.

режиме лазерного воздействия увеличение этих параметров ведет к «бесполезному» увеличению размеров факела и росту его температуры, между тем как доля энергии, расходуемой собственно на испарение, уменьшается. Уменьшение  $\lambda_{eff}$  с ростом частоты излучения связано с тем, что излучение большей частоты (рубиновый лазер) поглощается хуже ( $K \sim \omega^{-2}$ ) и отражается от более плотного вещества, а поскольку оптическая толщина факела слабо зависит от характеристик лазерного импульса (см. рис. 20), то существенная доля энергии излучения рубинового лазера выделяется в области, оптически недоступной для неодимового. Поэтому излучение рубинового лазера эффективнее разрушает мишень. Экспериментальные данные по величине  $\lambda_{eff}$  в рассматриваемом диапазоне интенсивностей излучения нам неизвестны. Сопоставление удельного импульса отдачи, вычисленного в <sup>75, 76</sup>, с экспериментом для ряда металлов <sup>32</sup>, показанное на рис. 21, демонстрирует хорошее совпадение (чтобы не усложнять излишне рис. 21, мы нанесли данные только для Zn и Al). Заметим, что зависимость удельного импульса отдачи от интенсивности

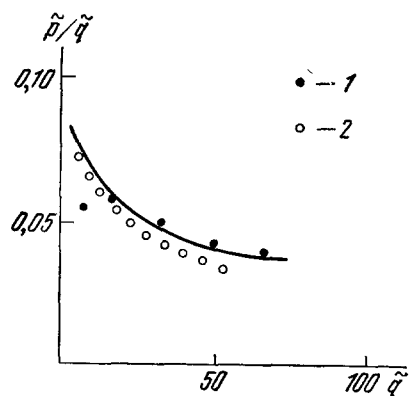


Рис. 21. Зависимость удельного импульса отдачи от интенсивности излучения.

Приведенные координаты,  $\omega = 1,78 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Сплошная линия — расчетная кривая,  $\tau = 10 \text{ нс}$  <sup>75, 76</sup>. Эксперимент <sup>32</sup>:  $\tau = 7,5 \text{ нс}$ ; 1 — Zn, 2 — Al.

на рис. 22. Хорошо прослеживается формирование ударной волны и ее продвижение в глубь вещества. Ширина сжатого ударной волной слоя вещества возрастает с течением времени, поскольку ударная волна

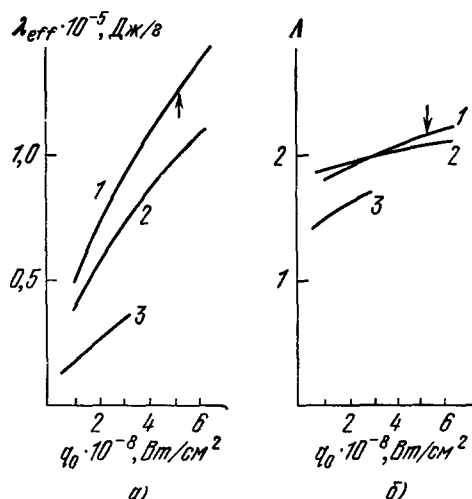


Рис. 20. Зависимость эффективной теплоты испарения ртути  $\lambda_{eff}$  (а) и оптической толщины факела  $\Lambda$  (б) от интенсивности излучения.

1 —  $\tau = 300 \text{ нс}$ ,  $\omega = 1,78 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ; 2 —  $\tau = 300 \text{ нс}$ ,  $\omega = 2,713 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ; 3 —  $\tau = 10 \text{ нс}$ ,  $\omega = 1,78 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Стрелкой обозначен момент исчезновения диэлектрической фазы <sup>75</sup>.

излучения, выраженная в соответствующих безразмерных переменных, является универсальной кривой. Это позволяет, совместив преобразованием масштабов экспериментальную кривую с изображенной на рис. 21, определить сразу два критических параметра,  $T_c$  и  $p_c$ . После этого  $p_c$  определяется из принципа соответственных состояний. Этот метод может быть использован для определения критических параметров тугоплавких металлов, что трудно выполнимо другими методами.

Устойчивость рассмотренного авторами <sup>75, 76</sup> стационарного режима разлета факела исследована в недавно выполненной работе <sup>77</sup>, где проводилось численное интегрирование нестационарных уравнений гидродинамики без каких-либо упрощающих предположений. Профили температуры и плотности, полученные в этой работе, представлены

движется с большей скоростью, чем волна разгрузки. С момента отделения ударной волны от волны разгрузки структура поглощающего слоя становится квазистационарной. Нестационарное решение быстро выходит на стационарный режим, чем доказывается устойчивость последнего.

Резюмируя все сказанное ранее, заключаем, что возможности экспериментального наблюдения перехода металл — диэлектрик, обусловленного воздействием на металлы лазерного излучения, весьма ограничены.

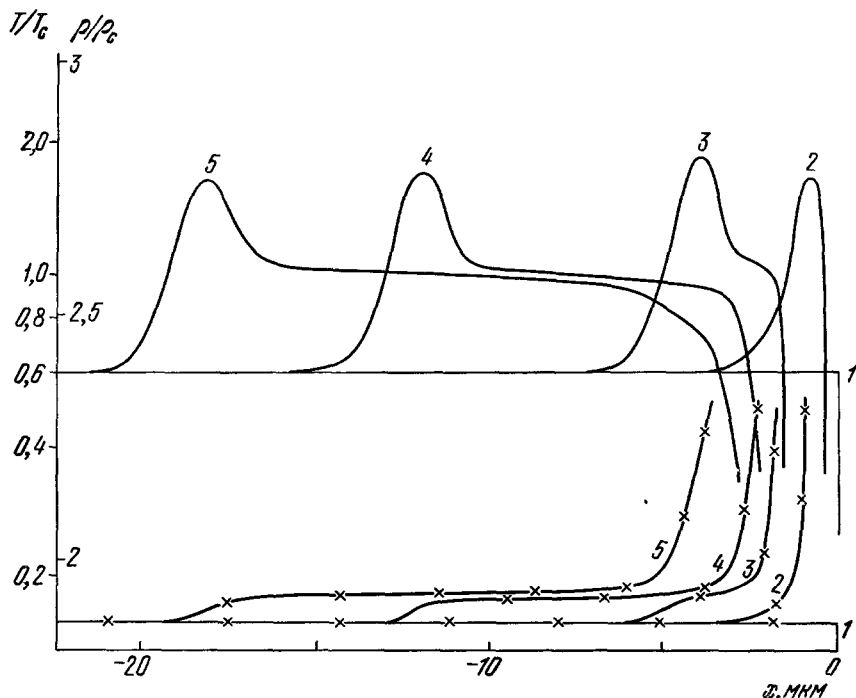


Рис. 22. Расчетные профили плотности (—) и температуры (×) в различные моменты времени.

Прямоугольный импульс,  $\tau = 10$  нс;  $\omega = 1,78 \cdot 10^{14}$  с $^{-1}$ ;  $q = 1$  Гвт/см $^2$ .  $t$  (нс) = 0 (1), 1 (2), 3 (3), 7,5 (4) и 11 (5) нс.

Действительно, наличие диэлектрической фазы никак не должно отразиться на результатах косвенных экспериментов (измерение эффективной теплоты испарения и удельного импульса отдачи). Поэтому единственный путь — путь непосредственного наблюдения эффекта «просветления». Здесь реальными нам представляются два подхода. Первый — изучение зависимости  $K(z)$  в разлетающемся факеле путем зондирования его тонким лучом вспомогательного лазера в направлении, перпендикулярном к распространению основного лазерного пучка. Насколько нам известно, этот подход еще не применялся. Однако следует подчеркнуть, что получение надежных результатов таким путем сопряжено со значительными трудностями из-за малой толщины диэлектрического слоя и неоднородности разлета на периферии фокального пятна, искажающей результаты измерений.

Второй подход использовался в работах <sup>86, 87</sup> и сводится к действию излучения на тонкую металлическую пленку. При этом в диэлектрическое состояние может перейти большая часть металла и мишень «просветится» насквозь. В этом случае также целесообразно использовать слабые зондирующие пучки различной частоты, но действующие теперь в направлении распространения основного пучка, как это делалось в <sup>86</sup> (в <sup>87</sup> исследо-

валось прохождение через фольгу собственного ультрафиолетового излучения плазменного факела). При этом, в соответствии со сказанным ранее, чем выше частота зондирующего излучения, тем раньше для него наступает эффект просветления. Основная трудность этого метода в том, что сложно определить, обусловлено ли «просветление» переходом металл — диэлектрик в закритической области или просто испарением металла и тривиальным переходом в непроводящую газовую фазу. По нашему мнению имеющихся экспериментальных фактов недостаточно для однозначного ответа на этот вопрос.

Заметим, однако, что для достижения критических параметров вещества совершенно не обязательно пользоваться только лазерным импульсом. Так, например, тонкая металлическая пленка может быть помещена в гелиевую атмосферу\*). При этом гелий может быть предварительно сжат до давления, превосходящего критическое давление для исследуемого металла (для цезия, например,  $p_c = 120$  бар<sup>72</sup>, так что постановка такого эксперимента не сопряжена со сколько-нибудь серьезными трудностями). Но тогда при действии лазерного излучения вещество мишени заведомо будет находиться в закритическом состоянии, так что при наличии просветления вопрос о его природе решается однозначно. Однако, насколько нам известно, эксперименты в такой постановке не проводились.

## 7. НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из обзора, физика взаимодействия мощных потоков излучения с жидкостью весьма разнообразна, а возникающие при этом явления исследованы далеко не полностью, как теоретически, так и экспериментально. Мы постоянно старались обратить внимание читателей на соответствующие «белые пятна», вернее, на те из них, которые мы смогли заметить. Однако наши замечания касаются самых различных явлений и расположены в самых различных частях обзора. Поэтому представляется целесообразным повторить здесь важнейшие из них, а также указать некоторые, на наш взгляд, весьма интересные проблемы, на обсуждении которых мы не имели возможности остановиться подробно.

Прежде всего сюда относится круг вопросов, связанных с оптотермодинамикой критической точки, метастабильной и абсолютно неустойчивой жидкости, требующий обстоятельного теоретического и экспериментального изучения.

Сравнительно большое количество интересного экспериментального материала по оптическому пробое жидкостей\*\*) и предпробойным явлениям<sup>88-108</sup> соседствует с совершенно зачаточным состоянием теории этого явления, где имеется лишь несколько работ, посвященных главным образом описанию распространения и эволюции возникающей при пробое ударной волны<sup>110-112</sup>.

Очень мало изучен как теоретически, так и экспериментально «испарительный» механизм генерации звука, несмотря на то, что есть все основания ожидать, что роль его должна возрастать с ростом интенсивности лазерного излучения. При достаточно больших плотностях потока излуче-

\*) Гелий удобен тем, что имеет высокий потенциал ионизации, поэтому степень его ионизации во время действия лазерного импульса будет невелика и это не смажет картины взаимодействия излучения с мишенью.

\*\*) Отметим особо методику высокоскоростной голографии, примененную в<sup>109</sup> для исследования динамики оптического пробоя жидкости и сопутствующих явлений. Голографическая запись позволяет выделить полезный сигнал из интенсивного шумового фона, обусловленного рассеянием лазерного излучения на кавитационных пузырьках и белым излучением из области пробоя.

ния. При достаточно больших плотностях потока излучения испарительный механизм должен становиться определяющим, что может существенно повысить значение коэффициента преобразования энергии излучения в акустическую.

Следует упомянуть также о весьма интересных явлениях светоакустической кавитации<sup>35, 109, 113-115</sup> и лазерной сонолюминесценции<sup>116, 117</sup>, оптотермодинамических эффектах при действии излучения на аэрозольную атмосферу<sup>118, 119</sup>.

Наконец, отметим, что оптотермодинамические эффекты отнюдь не ограничиваются взаимодействием лазерного излучения с жидкостью. Перспективным объектом в этом плане представляются твердые растворы, где характерные времена развития неустойчивости, как правило, на много порядков больше соответствующих величин в жидкостях. Индуцирование лазерным излучением фазовых переходов сегнетоэлектрического типа в кристаллах и газовых средах рассмотрено в работах<sup>120-123</sup>.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность С. И. Анисимову, В. А. Гальбурту, М. Ф. Иванову, И. Е. Пожуровской и В. И. Фишеру, предоставившим им результаты работы<sup>77</sup> до ее опубликования. Авторы благодарны В. С. Тесленко и Л. К. Чистяковой, оказавшим помощь в составлении библиографии, а также В. М. Подгаецкому за обработку ряда экспериментальных данных.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашин П. П.—УФН, 1976, т. 119, с. 401.
2. Бункин Ф. В.,—Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 302.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 1.—М.: Наука, 1976.
4. Подгаецкий В. М.,—Ж. прикл. спектр., 1974, т. 20, с. 48.
5. Матюшин Г. А., Мельников Л. С., Подгаецкий В. М., Трибельский М. И.—Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1076.
6. Бункин Ф. В., Подгаецкий В. М., Трибельский М. И.—ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 2309.
7. Рикенглаз Л. Э.—ЖТФ, 1974, т. 44, с. 1125.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.—М.: Наука, 1966.
9. Вукалович М. П., Ривкин С. Л., Александров А. А. Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара.—М.: Изд-во стандартов, 1969.
10. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.—М.: Наука, 1972.
11. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость.—М.: Наука, 1972.
12. Бункин Ф. В., Мельников Л. С., Подгаецкий В. М., Трибельский М. И.—Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 521.
13. Коул Р. Подводные взрывы.—М.: ИЛ, 1950.
14. Каган Ю.—ЖФХ, 1960, т. 34, с. 92.
15. Зельдович Я. Б.—ЖЭТФ, 1942, т. 12, с. 525.
16. Kantrowitz A.—J. Chem. Phys., 1951, v. 19, p. 1097.
17. Wakeshima H.—Ibid., 1954, v. 22, p. 1614.
18. Collins F. C.—Zs. Electrochem., 1955, Bd. 59, S. 404.
19. Chakraverty B. K.—Colloq. Intern. Centre nat. rech. scient., 1965, t. 152, p. 373.
20. Фортон В. Е., Леонтьев А. А.—ТВТ, 1976, т. 14, с. 711.
21. Лифшиц И. М., Слезов В. В.—ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 479.
22. Лифшиц И. М., Каган Ю.—ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 383.
23. Гиббс Д. В. Термодинамические работы.—М.; Л.: Гостехиздат, 1950.
24. Зельдович Я. Б., Тодес О. М.—ЖЭТФ, 1940, т. 10, с. 1441.
25. Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов.—М.: Наука, 1975.
26. Chu B., Schoenes F. J.—Phys. Rev., 1969, v. 185, p. 219.

27. Langer J. S.— *Physica. Ser. A*, 1974, v. 73, p. 61.
28. Hilliard J. E.— In: *Spinodal Decomposition in Phase Transformations*/Ed. H. I. Aronson.— *Metals Park, Ohio: Amer. Soc. Metals*, 1970.
29. Афанасьев Ю. В., Крохин О. И.— *ЖЭТФ*, 1967, т. 52, с. 967.
30. Кондратьев В. Н.— *ПМТФ*, 1972, № 5, с. 49.
31. Рыкалин Н. Н., Углов А. А.— *ТВТ*, 1971, т. 9, с. 575.
32. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы.— *М.: Наука*, 1970.
33. Карлов Н. В., Крынецкий Б. Б., Мишин В. А., Гамохин А. А.— *Письма ЖЭТФ*, 1974, т. 19, с. 111.
34. Бункин Ф. В., Карлов Н. В., Комиссаров В. М., Кузьмин Г. П.— *Ibid.*, 1971, т. 13, с. 479.
35. Emmony D. C., Geerken B. M., Straijer A.— *Infrared Phys.*, 1976, v. 16, p. 87.
36. Gounay L. S.— *J. Acoust. Soc. Am.*, 1966, v. 40, p. 1322.
37. Auth D. C.— *Appl. Phys. Lett.*, 1970, v. 16, p. 521.
38. Scarlet R. I.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1972, v. 6, p. 2281.
39. Eichler H., Stahl H.— *J. Appl. Phys.*, 1973, v. 44, p. 3429.
40. Ивакин Е. В., Лазурук А. М., Петрович И. П., Рубанов А. С.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 2421.
41. Eichler H., Stahl H.— *Optics Comm.*, 1972, v. 6, p. 239.
42. Ивакин Е. В., Лазурук А. М., Петрович И. П., Рубанов А. С.— В кн. *Тезисы VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике*. Ташкент, 1974.— *М.: Изд-во Моск. ун-та*, 1976.— С. 110.
43. Ивакин Е. В., Лазурук А. М., Петрович И. П., Рубанов А. С., Степанов Б. И.— *Письма ЖЭТФ*, 1976, т. 2, с. 466.
44. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.— *Акуст. ж.*, 1973, т. 19, с. 305.
45. Божков А. И., Бункин Ф. В.— *Квант. электрон.*, 1975, т. 2, с. 1763.
46. Касоев С. Г., Лямшев Л. М.— *Ibid.*, 1977, т. 23, с. 870.
47. Исакович М. А. *Общая акустика*.— *М.: Наука*, 1973.
48. Бункин Ф. В., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.— *Квант. электрон.*, 1976, т. 3, с. 441.
49. Божков А. И., Бункин Ф. В., Гырдев Л. Л.— *Ibid.*, с. 1494.
50. Касоев С. Г., Лямшев Л. М.— *Акуст. ж.*, 1977, т. 23, с. 265.
51. Егеров С. В., Наугольных К. А.— *Ibid.*, с. 738.
52. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский А. А.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 942.
53. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский А. А.— В кн. *Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом*. Ленинград, 1978.— *Л.: ГОИ*, 1978.— С. 85.
54. Бункин Ф. В., Маляровский А. И., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.— *Ibid.*— С. 98.
55. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения.— *М.: Мир*, 1974.
56. Гарашук В. П., Величко О. А., Давыдова В. Б.— *Автомат. сварка*, 1971, № 5, с. 31.
57. Баранов М. С., Вершок Б. А., Гейнрихс И. Н.— *ТВТ*, 1975, т. 13, с. 566.
58. Баранов М. С., Вершок Б. А., Гейнрихс И. Н.— *Физ. и хим. обработки матер.*, 1976, № 5, с. 3.
59. Антонов А. А., Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 1747.
60. Батанов В. А., Федоров В. Б.— *Письма ЖЭТФ*, 1973, т. 17, с. 348.
61. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. Н. *Лазерная обработка материалов*.— *М.: Машиностроение*, 1975.
62. Locke E. V., Hoag E. D., Hella R. A.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1972, v. QE-8, p. 132.
63. Locke E. V., Hella R. A.— *Ibid.*, 1974, v. QE-10, p. 179.
64. Баранов М. С., Вершок Б. А., Гейнрихс И. Н. *Физ. и хим. обработки матер.*, 1976, № 4, с. 8.
65. Трибелский М. И. Доклад на 52-м семинаре по физике и химии обработки материалов концентрированными потоками энергии. Москва, ИМЕТ АН СССР, ноябрь 1974.— *Квант. электрон.*, 1978, т. 5, с. 804.
66. Батанов В. А., Бункин Ф. В., Прохоров А. М., Федоров В. Б.— *ЖЭТФ*, 1972, т. 63, с. 586.
67. Анисимов С. И., Рахматулина А. Х.— *ЖЭТФ*, 1973, т. 64, с. 869.
68. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Механика сплошных сред*.— *М.: Гостехиздат*, 1954.
69. Раров Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В.— *ДАН СССР*, 1972, т. 207, с. 83.

70. Andrews J. G., Atthey D. R.—J. Phys. Ser. D, 1976, v. 9, p. 2181.
71. Зельдович Я. Б., Ландау Л. Д.—Acta Phys.—Chim. USSR, 1943, v. 18, p. 194; ЖЭТФ, 1944, т. 14, с. 32.
72. Алексеев В. А., Андреев А. А., Прохоренко В. Я.—УФН, 1972, т. 106, с. 393.
73. Кикоин И. К., Сенченков А. П.—ФММ, 1967, т. 24, с. 843.
74. Бункин Ф. В.—Квант. электрон. 1974, т. 1, с. 2055.
75. Фишер В. И., Автореферат канд. диссертации.—Черноголовка: ИТФ АН СССР, 1974.
76. Анисимов С. И., Гальбурт В. А., Фишер В. И.—Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 301.
77. Анисимов С. И., Гальбурт В. А., Иванов М. Ф., Пожуровская И. Е., Фишер В. И.—ЖТФ, 1979, т. 49, с. 512.
78. Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Федоров В. Б.—Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 609.
79. Hensel F., Frank E. V.—Rev. Mod. Phys., 1968, v. 40, p. 697.
80. Renkert H., Hensel F., Frank E. V.—Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 30, p. 494.
81. Алексеев В. А., Овчаренко В. Г., Рыжков Ю. Ф., Сенченков А. П.—Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 207.
82. Коршунов Ю. С., Сенченков А. П., Асиновский Э. И., Кунавин А. Т.—ТВТ, 1970, т. 8, с. 1288.
83. Алексеев В. А., Веденов А. А.—УФН, 1970, т. 102, с. 665.
84. Смирнов Б. М.—ДАН СССР, 1970, т. 195, с. 75.
85. Фортон В. Е., Леонтьев А. А., Дремин А. Н.—ТВТ, 1975, т. 13, с. 1072.
86. Бонч-Бруевич А. М., Потапов С. Е.—Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 353.
87. Дымшиц Ю. И.—Ibid., 1976, т. 2, с. 751.
88. Аскарян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П.—ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 2180.
89. Brewer R. G., Rieckhoff K. E.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 334a.
90. Carome E. F., Moeller C. E., Clark N. A.—J. Acoust. Soc. Am., 1966, v. 40, p. 1462.
91. Bell S. E., Landt J. A.—Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10, p. 46.
92. Barnes P. A., Rieckhoff K. E.—Ibid., 1968, v. 13, p. 282.
93. Бузуков А. А., Попов Ю. А., Тесленко В. С.—ПМТФ, 1969, № 5, с. 17.
94. Roach J. F., Zagiboylo W., Davies J. M.—Proc. IEEE, 1969, v. 57, p. 1693.
95. Тесленко В. С.—Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 1248.
96. Тесленко В. С.—Ibid., 1977, т. 4, с. 1732.
97. Fujii H., Yoshino K., Inuishi Y.—Technol. Repts. Osaka Univ., 1976, v. 26, No. 1319, p. 461; J. Phys. Ser. D, 1977, v. 10, p. 1975.
98. Бутенин А. В., Коган Б. Я.—Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 433.
99. Бузуков А. А., Тесленко В. С.—ПМТФ, 1970, № 3, с. 123.
100. Иоффе А. И., Мельников Н. А., Наугольных К. А., Упадыхшев В. А.—Ibid., с. 125.
101. Леонов Р. К., Таурин Н. Ф., Шерстнев К. Б., Ямпольский П. А.—Физ. и хим. обработки матер., 1974, № 6, с. 134.
102. Леонов Р. К., Ефимов В. В., Захаров С. И., Таурин Н. Ф., Ямпольский П. А.—ЖТФ, 1975, т. 45, с. 130.
103. Тесленко В. С.—ПМТФ, 1976, № 4, с. 109.
104. Тесленко В. С.—Цит. в <sup>53</sup> сб.—С. 335.
105. Орлов Р. Ю., Скидан И. П., Телегин Л. С.—ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 784.
106. Бутенин А. В., Коган Б. Я.—В кн. Квантовая электроника/Под ред. Н. Г. Басова.—М.: Сов. радио, 1971.—Вып. 5, с. 143.
107. Балькявичюс П. И., Косенко Е. К., Лукошюс И. П., Малдугис Э. К.—Цит. в <sup>53</sup> сб.—С. 59.
108. Арушанов С. З., Косолобов В. Н., Мизин В. М., Хронополо Ю. Г.—Ibid.—С. 48.
109. Lauterborn W., Ebeling L. K.—Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, p. 663.
110. Захаров С. И., Лохов Ю. Н., Фивейский Ю. Л.—Физ. и хим. обработки матер., 1974, № 4, с. 16.
111. Егеров С. В., Есипов И. Б., Наугольных К. А.—Цит. в <sup>53</sup> сб.—С. 170.
112. Куперстох А. Л., Тесленко В. С.—Ibid.—С. 245.

113. Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Савранский В. В., Федоров В. Б.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 2087.
114. Рысаков В. М., Коротков В. И.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 1087.
115. Дунина Т. А., Егерев С. В., Наугольных К. Н.— В кн. Симпозиум по физике акустогидродинамических явлений: Сб. докладов. Сухуми, 1975.— М., 1975.— с. 98.
116. Базуков А. А., Тесленко В. С.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 286.
117. Акманов А. Г., Беньковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И., Шеманин В. Г.— Акуст. ж., 1973, т. 19, с. 649.
118. Букздорф Н. В., Землянов А. А., Кузиковский А. В., Хмелевцов С. С.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1974, № 5, с. 36.
119. Кузиковский А. В., Чистякова Л. К.— В кн. Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере.— Томск Ин-т оптика атмосферы СО АН СССР, 1977.— С. 10.
120. Емельянов В. И., Климонтович Ю. Л.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 848.
121. Емельянов В. И.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 3312.
122. Емельянов В. И., Климонтович Ю. Л.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 7.
123. Емельянов В. И., Климонтович Ю. Л.— Цит. в <sup>53</sup> сб.— С. 174.
124. Клеменс Р. G.— J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 2165.
125. Скрипов В. П., Скрипов А. В.— УФН, 1979, т. 128, с. 193.
126. Веденов А. А., Гладуш Г. Г., Явохин А. Н.— В кн. Тезисы докладов 5-й Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Т. 1.— Киев, 1979.
127. Анисимов С. И., Трибельский М. И., Эпельбаум Я. Г.— ЖЭТФ, 1980, т. 78.
128. Казновский С. П., Селиванов Ю. Ф., Субботин В. И., Шаньгин Н. Н.— ТФТ, 1976, т. 14, с. 1007.
129. Бурмистров А. В.— ПМТФ, 1979, № 3, с. 35.