с задержкой в несколько микросекунд, когда слой ударно-сжатого ксенона или аргона еще мал. Очевидно, что в этих условиях в область за границей срыва потока (см. рис. 1) может проникнуть толкающий газ и заполнить ее при дальнейшем движении УВ по каналу. В таком случае имеет место эффект «нинчевания» рабочего газа вблизи оси канала и идеализированная схема (см. рис. 1) окажется малопригодной.

Изложенные выше соображения и сомнения в правильности интерпретации предшествующих экспериментов в полной мере применимы и к работе [10], в которой схема бифуркации [3, 8] в упрощенном виде использована для исследования деформации фронта в разрушаемом взрывном канале, облицованном стеклами с напыленным слоем металла.

В заключение отметим, что обсуждаемое явление стало серьезной помехой на пути дальнейшего развития техники высокоэнтальпийных ударных труб и заслуживает дальнейшего изучения и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Shreffler R. G., Christian R. H.** Boundary disturbances in high-explosive shock tubes // J. Appl. Phys.— 1954.— V. 25, N 3.
2. **Савров С. Д., Агеев И. М.** Лабораторная взрывная ударная труба // ТВТ.— 1980.— Т. 18, № 6.
3. **Губкин К. Е.** Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет.— М.: Наука, 1970.— Т. 2.
4. **Edmund J. Gion.** Plane shock interacting with thermal layer // Phys. Fluids.— 1977.— V. 20, N 4.
5. **Mirels H.** Mach reflection flow fields associated with strong shocks // AIAA J.— 1985.— V. 23, N 4.
6. **Артемьев В. И., Маркович И. Э. и др.** Двумерное автомодельное движение сильной ударной волны над нагретой поверхностью // ДАН СССР.— 1987.— Т. 293, № 5.
7. **Бергельсон В. И., Немчинов И. В. и др.** Автомодельное развитие предвестника перед ударной волной, взаимодействующей с теплым слоем // ДАН СССР.— 1987.— Т. 296, № 3.
8. **Савров С. Д.** Исследование динамики возбуждения излучающих ударных волн // Механика быстропротекающих процессов.— Новосибирск: ИГД, 1984.
9. **Никулин М. А., Попов Е. Г.** Излучательные свойства ударных волн в газах.— М.: Наука, 1977.
10. **Киселев Ю. Н., Клумов В. А. и др.** Исследование образования пристеночных возмущений при распространении ударных волн в трубах из различных материалов //ПМТФ.— 1986.— № 1.

г. Москва *Поступила 4/V 1988 г.*

УДК 534.222.2+535.211

В. В. Зосимов, М. Ю. Кукушкин, К. А. Наугольных, О. В. Пученков

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С СИЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩИМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ЖИДКОСТЯМИ

В многочисленных экспериментальных и теоретических работах к настоящему времени рассмотрены различные аспекты взаимодействия интенсивного оптического излучения с сильно поглощающими жидкостями [1—7]. Традиционной экспериментальной методикой исследования этого взаимодействия является регистрация акустических возмущений, возникающих под действием оптического излучения в жидкости и в прилегающем к ней газе. Такая регистрация проводится датчиками давления различной конструкции [3, 6], а также с помощью оптических теневых методов [1, 2, 5]. Однако из-за отсутствия общепризнанной теоретической модели процесса взаимодействия интенсивного оптического излучения с сильно поглощающими жидкостями эксперименты, связанные с акустическими измерениями, не получают в работах разных авторов единой интерпретации [4, 6, 7]. Поэтому возникает необходимость в получении новых дополнительных данных о физике происходящих явлений.

В настоящей работе исследуются сопровождающие процесс взаимодействия гидродинамические возмущения границы раздела жидкость — газ. Временной масштаб развития этих возмущений значительно превосходит характерное время формирования и эволюции акустических возмущений. Эта («гидродинамическая») стадия процесса взаимодействия детально не изучалась (эксперименты [8] носят качественный демонстрационный характер). Имеются, однако, работы, посвященные изучению сходных гидродинамических явлений в жидкости, вызванных взрывом на ее поверхности [9, 10]. Проведенное нами исследование позволило в некотором интервале интенсивности лазерного излучения установить линейную связь между действующим на поверхность жидкости полным импульсом давления отдачи вылетающего с поверхности пара и плотностью энергии падающего лазерного излучения. Причем коэффициент пропорциональности в пределах точности измерений одинаков для трех рассматриваемых жидкостей (вода, этанол, нагретый глицерин).

1. Постановка задачи. Поглощение в жидкости лазерного излучения достаточно высокой энергии сопровождается процессами интенсивного парообразования в ее приповерхностном слое [6]. За счет импульса отдачи вылетающего с поверхности пара на нее действует некоторое давление, что приводит к генерации звука и вызывает остаточное течение в жидком полупространстве. Пренебрегая эффектами вязкости, а также изменением энтропии, для потенциала этого течения можно написать интегральное соотношение

$$\varphi(\tau) = -\frac{1}{\rho_0}\int_0^\tau p'\,dt + \frac{1}{\rho_0}\int_0^\tau \frac{p'^2}{\rho_0 c^2}\,dt - \int_0^\tau \frac{v^2}{2}\,dt, \tag{1.1}$$

где ρ_0 и c — плотность и скорость звука; p' — избыточное давление, возникающее под действием импульса отдачи; v — скорость движения; τ — длительность импульса отдачи. Рассматривая случай умеренных давлений, когда $p' \ll \rho_0 c^2$, пренебрегаем вторым интегралом в (1.1). На свободной поверхности избыточное давление p' равно внешнему импульсному давлению P. Обозначая через a характерный размер области действия импульсного давления, скорость жидкости вблизи поверхности можно оценить как $v \sim \varphi/a$. Если учитывать только вклад первого интеграла из (1.1) в величину φ, то найдем $v \simeq \Pi/(\rho_0 a)$ $\left(\Pi = \int_0^\tau P\,dt\right.$ — полный импульс давления отдачи$\left.\right)$. Тогда последний интеграл из (1.1) оценивается выражением $\int_0^\tau \frac{v^2}{2}\,dt \sim \frac{\Pi^2}{2\rho_0^2 a^2}\tau$, а смещение поверхности из положения равновесия к моменту $t = \tau$ имеет вид $h \sim (\Pi/(\rho_0 a))\tau$. Из приведенных оценок следует, что при выполнении условия

$$\Pi \ll \rho_0 a^2/\tau \tag{1.2}$$

можно пренебречь последним интегралом в (1.1), а также считать поверхность жидкости по окончании действия импульса давления плоской. Для рассмотренного нами случая взаимодействия с жидкостями излучения электроразрядного CO_2-лазера τ не превосходит 10 мкс [6, 7]. Считая $a \sim 2\cdot 10^{-3}$ м, $\rho_0 \sim 10^3$ кг/м^3, получаем из (1.2) ограничение $\Pi \ll 400$ Па·с.

Таким образом, проблема описания гидродинамических возмущений поверхности жидкости, возникающих под действием мощного оптического излучения, сводится к решению задачи о несжимаемом течении с заданным распределением начального потенциала на плоской свободной поверхности

$$\varphi|_{t=0}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\rho_0}\Pi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\rho_0}\int_0^\tau P(t, \mathbf{r})\,dt.$$

2. Теоретический анализ. Решение поставленной задачи нетрудно найти в линейном приближении малых возмущений в виде разложения по гравитационно-капиллярным волнам (ГКВ). Для аксиально-симметричного распределения $\Pi(\mathbf{r}) = \Pi_0 f(|\mathbf{r}|)$ такое разложение удобно проводить с использованием преобразования Лапласа по временной переменной и Ганкеля по пространственной переменной [11]. Учет влияния вязкости на характер возникающих поверхностных возмущений в случае, когда вязкость достаточно мала: $\nu \ll \omega(k)/(2k^2)$ (ν — кинематическая вязкость, $\omega(k)$ и k — частота и волновое число, связанные дисперсионным соотношением для спектра ГКВ), производится способом, указанным в [12]. При сделанных предположениях получаем выражение для вертикальных смещений поверхности

$$h(t,r)=\frac{1}{\rho_0}\int\limits_0^\infty \Pi^+(k)\,k^2 J_0(kr)\,\frac{\sin(\omega t)}{\omega}\exp\{-2\nu k^2 t\}\,dk. \tag{2.1}$$

Здесь $\omega=\sqrt{k(g+\sigma k^2/\rho_0)}$; σ — коэффициент поверхностного натяжения; g — ускорение силы тяжести; J_0 — функция Бесселя; $\Pi^+(k)$ — преобразование Ганкеля распределения $\Pi(r)$ полного импульса давления отдачи. Учитывая, что в основном возбуждаются ГКВ с длиной порядка размера области возмущения, можно оценить характерное время Δt, за которое поверхность максимально отклоняется от положения равновесия: $\Delta t \sim [a/(g+\sigma(\rho_0 a^2))]^{1/2}$. В частности, для воды при $a = 1{,}5$ мм находим $\Delta t \sim 6$ мс (расчет на основе выражения (2.1) дает $\Delta t = 4{,}5$ мс). На рис. 1 показан вычисленный по формуле (2.1) профиль поверхности воды в момент $t = 47$ мс, когда распространяющаяся ГКВ практически сформировалась. Расчет выполнен для гауссового распределения $\Pi(r)=\Pi_0 \times \exp(-r^2/a^2)$ ($\Pi_0 = 1$ Па·с, $a = 1{,}5$ мм).

В обратном предельном случае очень большой вязкости ($\nu \gg \omega/k^2$) решение можно получить из линеаризованного уравнения Навье — Стокса (естественно, граничное условие также должно быть записано с учетом вязкости). В этом случае имеем затухающее апериодическое решение

$$h(t,r)=\frac{1}{\rho_0}\int\limits_0^\infty \Pi^+(k)\,k^2 J_0(kr)\,\frac{\exp[-Qt/(2k\nu)]-\exp(-2\nu k^2 t)}{2\nu k^2-Q/(2\nu k)}\,dk \tag{2.2}$$

($Q=\omega^2/k$). Оба решения (2.1) и (2.2) справедливы при условии $|h_{\max}| < a$, что налагает ограничение на импульс давления Π_0. Ниже при обсуждении экспериментальных данных приведены соответствующие оценки.

При $h > a$ задача становится нелинейной и ее полное аналитическое решение получить не удается. Однако ряд экспериментально обнаруженных особенностей эволюции изучаемых поверхностных возмущений позволил разработать теоретическую модель и для нелинейной задачи. Оказалось, что в довольно широком диапазоне энергий лазерного излучения, взаимодействующего с жидкостью, деформируемый участок поверхности на определенной стадии представляет собой полусферу, расширяющуюся внутрь жидкости (см. рис. 3). Такое течение полностью определяется законом расширения полусферы $R(t)$. Пусть E_0, R_0 — энергия движения и радиус полусферы в начальный момент t_0, тогда уравнение баланса энергий имеет вид

$$\pi\rho_0 R^3(t)\dot{R}^2(t)+\Delta F_{\text{св}}=E_0, \tag{2.3}$$

где приращение свободной энергии $\Delta F_{\text{св}}$ складывается из приращения поверхностной энергии $\Delta F_{\text{пов}}=$

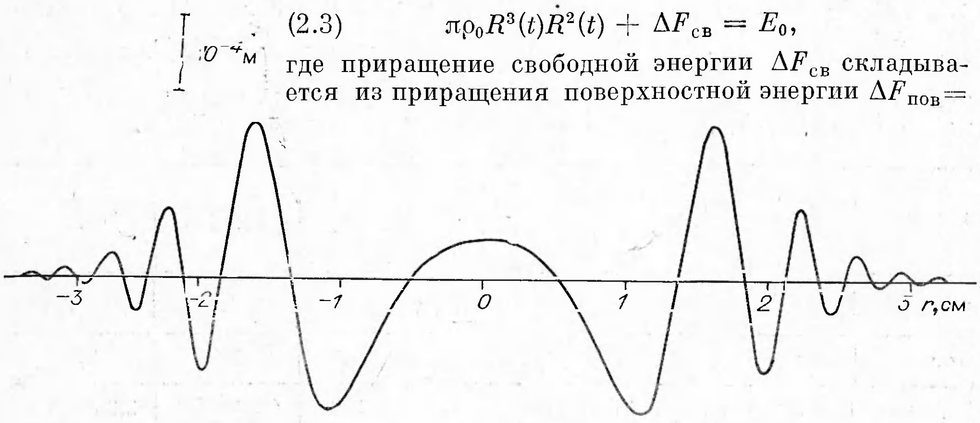


Рис. 1

$= \pi\sigma(R^2(t) - R_0^2)$ и потенциальной энергии в поле тяжести $\Delta F_т(R)$. В условиях нашего эксперимента при $\sqrt{2\sigma/(g\rho_0)} \gtrsim R$ выполнено соотношение $\Delta F_{пов} \gtrsim \Delta F_т$. Интегрируя (2.3), получаем

$$t - t_0 = \int_{R_0}^{R} \sqrt{\frac{\pi\rho_0 R^3}{E_0 - \Delta F_{св}}} dR. \tag{2.4}$$

Считая, что начальная энергия E_0 достаточно велика (так что для некоторого временного интервала выполнено условие $E_0 \gg \Delta F_{св}$), выражение (2.4) запишем в форме

$$R = \left[R_0^{5/2} + \frac{5}{2}\sqrt{\frac{E_0}{\pi\rho_0}}(t - t_0)\right]^{2/5}. \tag{2.5}$$

Начальный радиус в (2.3)—(2.5) можно считать равным характерному радиусу области действия импульса давления: $R_0 = a$. В случае параболического распределения полного импульса давления отдачи $\Pi(r) = \Pi_0 \times \times [1 - (r/a)^2]$ полная энергия течения, определяемая по начальному распределению потенциала, $E_{пол} = \frac{16}{15}\frac{\Pi_0^2 a}{\rho_0} \sim \frac{\Pi_0^2 a}{\rho_0}$. Нетрудно видеть, что при

$$\Pi_0 \gg \sqrt{a\sigma\rho_0} \tag{2.6}$$

можно пренебречь долей полной энергии, идущей на образование новой поверхности при деформации первоначально плоской границы в полусферу радиуса a, и считать, что в (2.3)—(2.5) $E_0 \simeq E_{пол}$. Отметим, что если (2.6) не выполнено, то вся кинетическая энергия переходит в поверхностную уже при $R \leqslant a$ и нелинейная стадия процесса не развивается. Таким образом, окончательно имеем

$$R(t) = \left[\frac{5}{2\sqrt{\pi}}\frac{\Pi_0}{\rho_0}\sqrt{a}(t - t_0) + a^{5/2}\right]^{2/5}. \tag{2.7}$$

При выводе формулы (2.7) не учитывали влияния вязкости. Определим границы применимости такого подхода. Скорость убывания кинетической энергии из-за вязкости дается выражением [12] $\dot{E}_к = -\nu\rho_0 \int \mathrm{grad}\,(v^2) d\mathbf{s}$, где интегрирование ведется по поверхности жидкости, элемент $d\mathbf{s}$ ориентирован в направлении внешней нормали. Подставляя (2.7), находим $\dot{E}_к = -\frac{6\nu}{\rho_0}\frac{\Pi_0^2 a}{R^2}$. При расширении полусферы от начального радиуса a до некоторого радиуса R полная диссипация энергии $\Delta E = 12\sqrt{\pi}\Pi_0\sqrt{a}\nu \times \times \{\sqrt{R} - \sqrt{a}\}$. Таким образом, влиянием вязкости можно пренебречь при $\frac{\Delta E}{E_0} \simeq 12\sqrt{\pi}\frac{\nu\rho_0}{\Pi_0}\sqrt{\frac{R}{a}} \ll 1$. Это условие выполнялось в экспериментах для всех рассмотренных жидкостей (параметры их приведены в таблице по данным [13]), за исключением глицерина при $T = 24$ °C.

Жидкость	ρ_0, кг/м³	σ, Н/м	ν, м²/с	α, см$^{-1}$	λ, кДж/кг	$w_{пор}$, Дж/см²	w^*, Дж/см²
Вода	998	0,073	$1{,}00 \cdot 10^{-6}$	1080	2256	1,4	2,1
Этанол	789	0,022	$1{,}52 \cdot 10^{-6}$	480	840	2,1	2,7
Глицерин	1260	0,065	$4{,}7 \cdot 10^{-5}$ (70 °C) $7{,}9 \cdot 10^{-4}$ (24 °C)	3640	962	1,6 (70 °C) 3,9 (24 °C)	2,2 (70 °C) —

Проведенное теоретическое рассмотрение дает следующую картину течения. Если

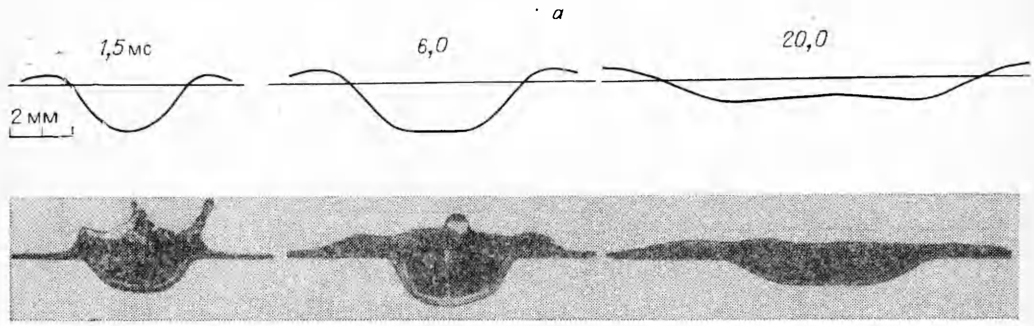
$$\Pi_0 < \sqrt{a\sigma\rho_0}, \tag{2.8}$$

то на поверхности жидкости возникает расходящаяся от центра области приложения давления отдачи ГКВ, описываемая выражением (2.1). При выполнении условия (2.6) движение носит существенно нелинейный характер: после короткой переходной стадии возмущаемая поверхность принимает форму расширяющейся полусферы, причем начальная энергия движения E_0, как следует из приводимых ниже экспериментальных данных, составляет величину порядка 0,1 мДж, в то время как приращение свободной энергии для значений радиусов полусферы, рассматриваемых в данной работе ($R \leqslant 6$ мм), составляет всего $\sim$0,01 мДж, что указывает на справедливость предположения, сделанного при выводе формулы (2.5). Таким образом, прекращение расширения полусферы в нашем случае не связано с затратами энергии движения на приращение свободной энергии жидкости. Изменение характера движения происходит в результате «захлопывания» полусферы жидкостью, которая вытесняется над поверхностью в процессе расширения и, имея лишь вертикальную скорость, не увлекается в горизонтальном направлении вслед за полусферой, а смыкается над ней, образуя замкнутый объем. В этой ситуации соотношение (2.3) несправедливо, так как следует дополнительно учесть работу против разности сил внешнего давления и давления внутри расширяющейся полости. Подробное гидродинамическое описание такого рода движений можно найти в [14]. Проведенные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами — после захлопывания полости расширение прекращается быстрее, чем это следует из формулы (2.5).

Отметим, что выводы теоретического анализа о существовании зависимости $R \sim t^{2/5}$ полностью согласуются с данными работы [10], в которой экспериментально исследованы цилиндрические и точечные взрывы на свободной поверхности жидкости и сделан вывод о том, что движение жидкости, вызванное точечным взрывом на ее поверхности, близко к автомодельному с показателем $n \simeq 0{,}38$.

3. Экспериментальные результаты. Для экспериментального изучения процесса взаимодействия оптического излучения с диэлектрическими жидкостями использовался электроразрядный CO_2-лазер, излучение которого (длина волны 10,6 мкм) сильно поглощается всеми исследованными жидкостями (соответствующие коэффициенты поглощения α приведены в таблице по данным [15, 16]). Визуализация поверхностных возмущений проводилась по обычной теневой схеме (см., например, [2]) с импульсной подсветкой лазером па алюмоиттриевом гранате (длительность импульса 30 нс, длина волны после удвоения частоты 0,53 мкм). Временная задержка между моментами запуска CO_2-лазера и лазера подсветки определялась с точностью не хуже 1 мкс. Точность измерения вертикальных отклонений поверхности $\sim$0,1 мм. Полная энергия импульса излучения CO_2-лазера менялась от 0,05 до 0,6 Дж и контролировалась проходным проволочным болометром, собранным по дифференциальной схеме. Регистрация осуществлялась в диапазоне времен задержки 0,2—100 мс, что позволило подробно изучить форму поверхностных возмущений и зависимость амплитуды отклонения поверхности от энергии лазерного излучения и от времени.

В ходе экспериментов обнаружено, что заметные возмущения поверхности, обусловленные действием импульса давления отдачи, возникают лишь при достижении определенного для каждой жидкости порогового значения плотности энергии излучения $w_{\text{пор}}$. Это связано с тем, что при малых энергиях взаимодействующего с жидкостью излучения интенсивные процессы испарения не происходят. Значения $w_{\text{пор}}$ указаны в таблице, где для сравнения приведены также и соответствующие значения удельных теплот парообразования λ.



Следует отметить, что при регистрации акустических сигналов, генерируемых в жидкости под действием импульса давления отдачи, также наблюдаются пороговые плотности энергии, превышение которых приводит к резкому увеличению амплитуды акустического сигнала. Для случая взаимодействия излучения CO_2-лазера с водой такие измерения, в частности, проведены в [6, 7]. Найденное нами для воды значение $w_{пор} = 1{,}4$ Дж/см² практически совпадает с величиной порога 1,5 Дж/см² [7] и несколько ниже значения 2,5 Дж/см² [6]. Как отмечалось в [6], наличие порога может быть связано с переходом от поверхностного испарения к объемному фазовому превращению.

Зависимость амплитуды отклонения поверхности от энергии такова, что уже при превышении $w_{пор}$ на 20—30 % возникающие поверхностные смещения не могут быть описаны в рамках теории линейного приближения (условие (2.8)). Систематические количественные измерения в столь узком интервале энергий не проводились. Установлено, однако, хорошее качественное соответствие расчетных и экспериментально зарегистрированных профилей поверхности даже при $h_{max} \sim a$. Так, на рис. 2, *а* профили поверхности воды для разных моментов времени сопоставлены с расчетом, проведенным по формуле (2.1) в предположении параболического распределения импульса отдачи $\Pi(r) = \Pi_0(1 - (r/a))^2$. Плотность энергии лазерного излучения, отвечающая фотографиям рис. 2, *а*, $w \simeq 2{,}0$ Дж/см², а параметры, использованные в расчете: $\Pi_0 = 1$ Па·с, $a = 2{,}1$ мм (условие применимости теории линейного приближения (2.8) для данного случая требует $\Pi_0 < 0{,}4$ Па·с). На рис. 2, *б* аналогичное сравнение проведено для глицерина (при $T = 24$ °С) в условиях, когда $w \simeq 4{,}3$ Дж/см². Расчет проводился по формуле (2.2) для $\Pi_0 = 6{,}7$ Па·с, $a = 1{,}8$ мм.

Динамика развития возмущений поверхности различных жидкостей для бо́льших значений энергии излучения представлена на рис. 3. Плотность энергии лазерного излучения w для воды 4,7 Дж/см², этанола 5,8 Дж/см², нагретого глицерина 7,6 Дж/см². Для всех трех жидкостей в исследованном интервале энерговкладов на определенной стадии поверхность принимает форму полусферы, расширяющейся внутрь жидкости.

С целью определения закона расширения экспериментальная зависимость радиуса полусферы R от времени t построена на рис. 4 в специально подобранных координатах. По оси ординат отложен $\ln R$, а по оси абсцисс— $(2/5) \ln t$. Экспериментальные точки отвечают следующим энерговкладам w : *а* — вода: *1*, *2* — 2,8; 5,7 Дж/см²; этанол: *3*, *4* — 4,25; 5,7 Дж/см²; σ — глицерин (при $T = 70$ °С) : *5*, *6* — 4,2; 6,5 Дж/см². Здесь же для сравнения приведены аналогичные данные и для глицерина при $T = 24$ °С : *7*, *8* — 6,6; 11,1 Дж/см² (в этом случае надо говорить не о радиусе полусферы, а об амплитуде отклонения поверхности, так как при указанных энерговкладах форма поверхности подобна изображенной на рис. 2, *б*). Из рис. 4 следует, что для всех энергий, начиная с некоторого минимального значения, существует интервал времени, в котором зависимость $R(t)$ выражается степенным законом с показателем $n = 2/5$, в полном соответствии с выражением (2.7).

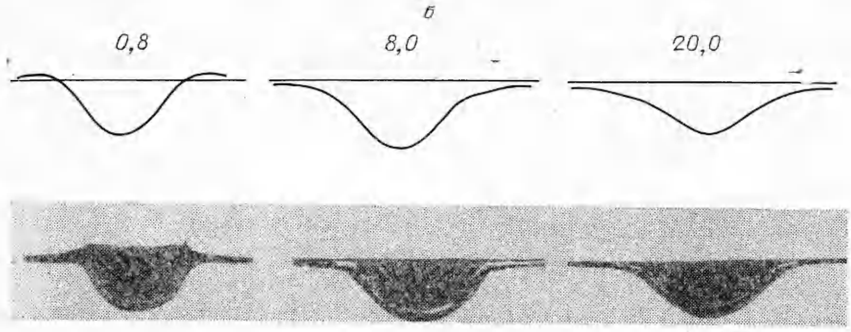


Рис. 2

Особый интерес для построения адекватной теоретической модели процесса взаимодействия оптического излучения с сильно поглощающими диэлектрическими жидкостями представляет зависимость полного импульса давления отдачи Π_0 от энергии излучения ε. Величину Π_0 в жидкости не удается непосредственно измерить. Однако, считая, что связь между R и Π_0, даваемая выражением (2.7), экспериментально подтверждена, и определяя из эксперимента $R(\varepsilon)$, нетрудно найти соотношение между Π_0 и ε. Расположим экспериментальные значения R, полученные для моментов времени, лежащих в интервале, где выполняется закон $R \sim t^{2/5}$, на графике рис. 5 в координатах, выбранных с учетом выражения (2.7), следующим образом:

$$y = \ln\left\{\left(\frac{\rho_0}{\sqrt{a}\,t}\right)^{2/5} RA\right\}, \quad x = \frac{2}{5}\ln\left\{\frac{\varepsilon - \varepsilon^*}{B}\right\}. \tag{3.1}$$

Все величины в (3.1) выражены в системе единиц СИ. Величина ε^* определяется в эксперименте и отвечает энергии, при которой максимальное отклонение поверхности жидкости от равновесия равно характерному

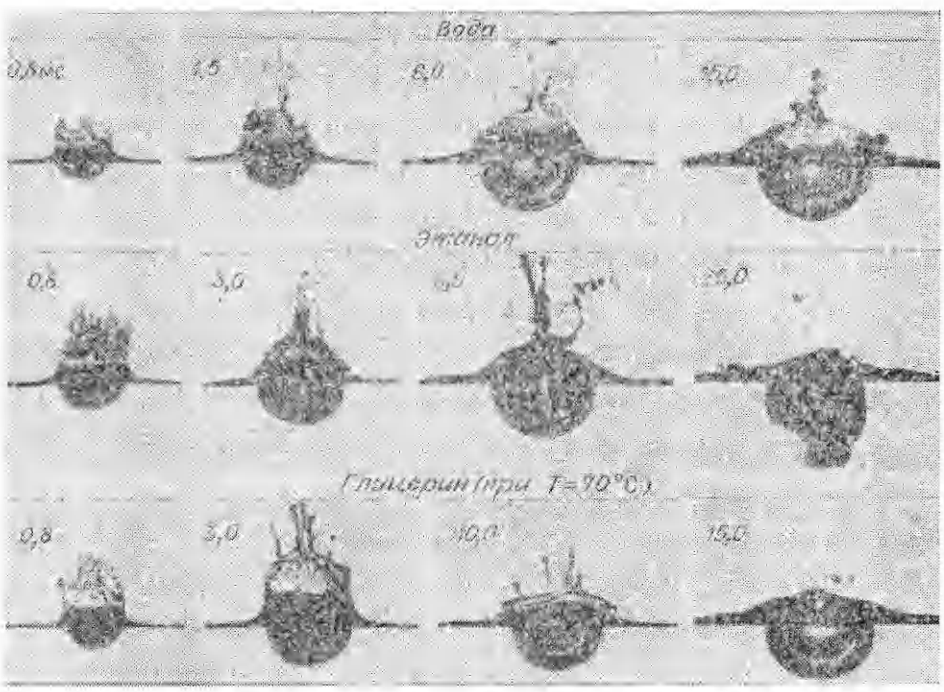


Рис. 3

радиусу области действия давления отдачи: $R|_{t=t^*}(\varepsilon^*) = a$ (t^* — момент достижения максимального отклонения, вычисляемый по формуле линейного приближения (2.1)). На рис. 5 значения произвольных констант A и B, позволяющих сделать безразмерными аргументы логарифмических функций в (3.1), выбраны для удобства представления экспериментальных данных в виде $A = 1{,}11$ $(\text{с}\cdot\text{м/кг})^{2/5}$, $B = 1{,}7\cdot 10^{-2}$ Дж. Различным точкам отвечают следующие значения t : вода : *1*, *2* — 1,5; 3 мс; этанол : *3*, *4* — 1,5; 3 мс; глицерин (при $T = 70$ °C): *5* — 3 мс. Для всех случаев $a = 1{,}8$ мм. Аналогичные измерения были выполнены и для других значений радиуса. В качестве примера на рис. 5 приведены данные для воды при $a = 2{,}75$ мм, $t = 3$ мс (точки *6*). Как видно из рис. 5, экспериментальные точки при фиксированном радиусе лазерного луча ложатся на одну и ту же прямую для всех исследованных жидкостей. Аппроксимация этой прямой дает выражение для зависимости R от ε:

$$R = q(l)\left[\frac{\sqrt{a}\,t}{\rho_0}(\varepsilon - \varepsilon^*)\right]^{2/5} \tag{3.2}$$

($q(b)$ — общий коэффициент пропорциональности, зависящий от радиуса лазерного луча b). Функцией радиуса b является также и ε^*. Анализ экспериментальных данных позволяет установить, что в исследованном диапазоне изменения радиуса луча 1,2—2,5 мм коэффициент $q \sim 1/b^{4/5}$, а $\varepsilon^* \sim b^2$. Сравнивая теперь (3.2) с теоретической формулой (2.7), запишем приближенное соотношение

$$\Pi_0 \simeq \gamma(w - w^*). \tag{3.3}$$

Здесь $w = \varepsilon/(\pi b^2)$, а значения постоянных $w^* = \varepsilon^*/(\pi b^2)$ указаны для каждой из жидкостей в таблице. Отметим, что (3.3) справедливо при $w - w^* \gg \sqrt{a\sigma\rho_0}/\gamma$ (в соответствии с условием (2.6)). Коэффициент γ одинаков для воды, этанола и нагретого до 70 °C глицерина: $\gamma = 2{,}4\cdot 10^{-4}$с/м. Это обстоятельство следует учесть при построении теории объемного испарения, призванной дать описание процесса взаимодействия интенсивного лазерного излучения с сильно поглощающими диэлектрическими жидкостями. Согласно (3.3), полученные в наших экспериментах значения полных импульсов давления отдачи для воды лежат в диапазоне $\Pi_0 \simeq (2{,}4$—$15{,}1)$ Па·с при $w = (3{,}1$—$8{,}4)$ Дж/см². Для сравнения укажем, что по данным акустических измерений,

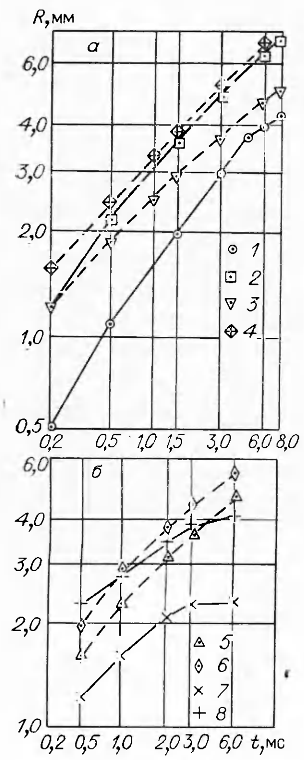


Рис. 4

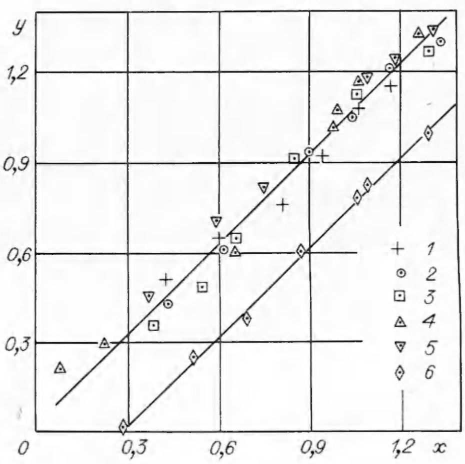


Рис. 5

проведенных в [7] для аналогичной экспериментальной ситуации (взаимодействие излучения электроразрядного CO_2-лазера с водой) при бо́льших радиусах лазерного луча ($\sim$5 мм), полный импульс давления отдачи $\Pi_0 \sim 1$ Па·с при $w \simeq 0{,}85$ Дж/см^2. Рост отношения Π_0/w при увеличении радиуса пятна и неизменной w связан с повышением эффективности приложения реакции отдачи в условиях более длительного сохранения плоской геометрии разлета пара.

Отметим, что экспериментально установленные в работе закономерности позволяют оценивать переданный поверхности жидкости импульс давления отдачи по заданной энергии лазерного излучения. Объяснение этих закономерностей требует дальнейшего развития теории явления.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bell C. E., MacCabee B. S.** Shock wave generation in air and in water by CO_2-TEA laser radiation // Appl. Optic..— 1974.— V. 13, N 3.
2. **Emmony D. C., Geerken T., Klein-Baltink H.** Laser-generated high frequency sound waves in water // J. Acoust. Soc. Amer.— 1983.— V. 73, N 1.
3. **Sigrist M. W., Kneubühl F. K.** Laser-generated stress waves in liquids // J. Acoust. Soc. Amer.— 1978.— V. 64, N 6.
4. **Бункин Ф. В., Трибельский М. И.** Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // УФН.— 1980.— Т. 130, вып. 2.
5. **Emmony D. C.** Interaction of IR-radiation with liquids // Infrared Phys.— 1985.— V. 25, N 1/2.
6. **Алексеев В. Н., Егерев С. В. и др.** Акустическая диагностика нестационарных процессов взаимодействия оптического излучения с сильно поглощающей диэлектрической жидкостью // Акуст. журн.— 1987.— Т. 32, № 6.
7. **Витшас А. Ф., Корнеев В. В. и др.** Импульс отдачи при нестационарном поверхностном испарении воды // ТВТ.— 1987.— Т. 25, № 2.
8. **Emmony D. C., Geerken B. M., Straaijer A.** The interaction of 10,6 laser radiation with liquids // Infrared Phys.— 1976.— V. 16, N 1/2.
9. **Дерибас А. А., Похожаев С. И.** Постановка задачи о сильном взрыве на поверхности жидкости // ДАН СССР.— 1962.— Т. 144, № 3.
10. **Минин В. Ф.** О взрыве на поверхности жидкости // ПМТФ.— 1964.— № 3.
11. **Зосимов В. В., Наугольных К. А., Пученков О. В.** Об одном случае возбуждения гравитационно-капиллярных волн при взаимодействии мощного лазерного излучения с жидкостью // IV Всесоюз. симп. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике: Тез. докл.— Ашхабад: Изд-во АН ТССР, 1985.
12. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
13. **Таблицы** физических величин: Справочник/Под ред. акад. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
14. **Наугольных К. А., Рой Н. А.** Электрические разряды в воде: (Гидродинамическое описание).— М.: Наука, 1971.
15. **Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнов Е. В.** Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник.— Л.: Химия, 1984.
16. **The Sadtler** handbook of infrared spectra.— Philadelphia: Sadtler Res. Labs, 1978.

г. Москва *Поступила 27/IV 1988 г., в окончательном варианте — 21/VII 1988 г.*

УДК 532

О. М. Лаврентьева

ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В СЛОЕ НА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛОСКОСТИ

При проведении некоторых современных технологических процессов требуется наносить на плоские поверхности тонкие пленки равномерной толщины. Один из применяемых для этого методов состоит в том, что вначале на плоскость наливается достаточно толстый слой жидкости, который затем утончается путем вращения образца [1]. Подобные методы используются при производстве зеркал [2], экранов цветных телевизоров [3], интегральных схем и магнитных дисков памяти [1]. С помощью вращающихся дисков также осуществляется разбрызгивание и перемешивание жидкостей для ускорения гетерогенных химических реакций в различных процессах химической технологии [4—6].

Для эффективного управления этими процессами нужно знать характер возникающих течений. Поскольку радиус вращающегося диска обычно много больше толщины слоя жидкости, при математическом моделировании можно заменять диск бес-