МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 4 • 2004

УДК 532.5 + 535.211

© 2004 г. А. Н. КУЧЕРОВ

ПРОСВЕТЛЕНИЕ ТОНКОГО ПОГЛОЩАЮЩЕГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ ИМПУЛЬСОМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Исследован эффект просветления сильно поглощающей жидкости коротким лазерным импульсом при различной толщине слоя в предположении постоянства квантово-механических и оптических удельных (на одну молекулу) свойств жидкости. Получены распределения основных параметров жидкости: плотности, температуры, давления, внутренней энергии, скорости – и интенсивности излучения по времени и в пространстве. Для зависимости функции прозрачности воды от энергии импульса установлено удовлетворительное соответствие теоретических результатов экспериментальным данным. Исследовано взаимодействие с водой пучков с гауссовым и кольцевым поперечными распределениями интенсивности. Показано, что эксперименты с кольцевыми распределениями могут дать еще одно подтверждение гидродинамическому механизму просветления жидкости лазерным пучком.

Ключевые слова: вода, лазерный импульс, уменьшение плотности, просветление, прозрачность.

В серии экспериментов [1–7] обнаружен [1] и исследовался эффект просветления сильно поглощающих жидкостей (вода, глицерин, этанол) короткими лазерными импульсами с длиной волны, расположенной вблизи максимума коэффициента поглощения воды $\lambda = 2.79$ и 2.94 мкм, длительностью $\tau = 10^{-6}$–10^{-10} с, с энергией до $E_{in} = 20$ мДж. Эффект заключается в увеличении прозрачности (пропускания излучения) жидкости с ростом энергии и интенсивности импульса. Наблюдались высокие температуры $T > 2000$ K, давления $p \sim 30$ кбар, изменения показателя преломления от 1.333 до 1.1. Рассматривалось несколько возможных механизмов, объясняющих эффект просветления: насыщение поглощения, фазовый переход жидкость-пар, сдвиг спектра поглощения из-за разрыва водородных связей, уширение полосы поглощения. Обсуждалась возможность (невозможность) уменьшения плотности за счет выноса вещества из облучаемой зоны. Впервые теоретически уменьшение плотности жидкости в зоне облучения более чем на порядок показано в [8]. Получено удовлетворительное соответствие теоретических результатов с экспериментальными данными для функции прозрачности в некоторых интервалах энергии, интенсивности и длительности импульса лазерного пучка, температур и давлений жидкости. Гидродинамический механизм уменьшения плотности и, как следствие, коэффициента поглощения несомненно присутствует в рассматриваемом эффекте просветления. Исследование гидродинамических и термодинамических характеристик жидкости позволит выделить ситуации (если они есть), в которых изменение квантово-механических характеристик молекул играет определяющую роль в эффекте просветления.

1. Постановка задачи. Рассматривается тонкий слой сильно поглощающей жидкости микронной толщины $L \le \lambda \sim 3$ мкм, расположенный между прозрачными для излучения кварцевыми пластинами. Перпендикулярно пластинам подается импульс лазерного излучения, сфокусированного на слой жидкости, с гауссовым поперечным распределением $g(r) = \exp[-(r/r_0)^2]$, где r_0 – экспоненциальный радиус фокального пятна. Форму импульса по времени задавали двумя способами

$$f(t) = \begin{cases} C_1\dfrac{t}{\tau}, \quad 0 \le t \le t_1 = \dfrac{\tau}{k}; \quad k = 2-5, \quad C_1 = 2k(k^{-1} + \sqrt{\pi C_3^{-1}})^{-1} \\ C_2\exp\left[-C_3\left(\dfrac{t-t_1}{\tau}\right)^2\right], \quad t > t_1; \quad C_2 = \dfrac{C_1}{2}, \quad C_3 = \dfrac{\ln 2}{(1-0.5/k)^2} \end{cases} \tag{1.1}$$

$$f(t) = C_1\begin{cases} \exp\left[-C_2\left(\dfrac{t-t_1}{\tau}\right)^2\right], \quad 0 \le t \le t_1 = 1.273\tau, \quad C_2 = \dfrac{\ln 2}{((t_2-t_1)/\tau)^2} \\ \exp\left[-C_3\left(\dfrac{t-t_1}{\tau}\right)^2\right], \quad t > t_1; \quad C_3 = \dfrac{\ln 2}{((t_3-t_1)/\tau)^2}, \quad t_3 = 1.848\tau \end{cases} \tag{1.2}$$

$$C_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{1/\sqrt{C_3} + 1/\sqrt{C_2}}, \quad t_2 = 0.848\tau$$

Здесь τ – длительность импульса, k – числовой параметр. Вторая форма импульса $f(t)$ соответствует приведенной в [1] на фиг. 3. Нагрев и разлет жидкости описывается нестационарными уравнениями Навье – Стокса [9–11] и уравнением состояния [12–15] для воды

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \tag{1.3}$$

$$\begin{gathered} \frac{\partial\rho u}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u w) + \frac{\partial p}{\partial r} = \\ = \frac{1}{r}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left[2r\mu\frac{\partial u}{\partial r} + \mu_3\left(\frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial rw}{\partial z}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[r\mu\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right)\right]\right\} - \frac{2\mu u}{r^2} - \frac{\mu_3}{r^2}\left(\frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial rw}{\partial z}\right) \end{gathered} \tag{1.4}$$

$$\begin{gathered} \frac{\partial\rho w}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u w) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w^2) + \frac{\partial p}{\partial z} = \\ = \frac{1}{r}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left[r\mu\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[2r\mu\frac{\partial w}{\partial z} + \mu_3\left(\frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial rw}{\partial z}\right)\right]\right\} \end{gathered} \tag{1.5}$$

$$\begin{gathered} \frac{\partial\rho E}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}[ru(\rho E + p)] + \frac{\partial}{\partial z}[w(\rho E + p)] = \alpha_0\frac{\rho(r,z,t)}{\rho_0}I(r,z,t) + \frac{1}{r}\left\{\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{r\mu}{Pr}\frac{\partial h}{\partial r}\right] + \right. \\ + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{r\mu}{Pr}\frac{\partial h}{\partial z}\right] + \frac{\partial}{\partial r}\left[2r\mu u\frac{\partial u}{\partial r} + \mu_3 u\left(\frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial rw}{\partial z}\right)\right] + r\mu w\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right) + \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z}\left[r\mu u\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right) + 2r\mu w\frac{\partial w}{\partial z} + \mu_3 w\left(\frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial rw}{\partial z}\right)\right]\right\} \end{gathered} \tag{1.6}$$

$$\begin{gathered} p = p(\varepsilon, \rho) \\ E = \varepsilon + \frac{u^2 + w^2}{2}, \quad h = \varepsilon + \frac{p}{\rho}, \quad dh = C_p dT, \quad \mu_3 = \mu_2 - \frac{2\mu}{3} \end{gathered} \tag{1.7}$$

Здесь t – время, r, z – координаты поперек и по ходу пучка, u, w – компоненты скорости, ε, h – внутренняя энергия и энтальпия на единицу массы жидкости, C_p – теплоемкость при постоянном давлении, T – температура, $Pr = \nu/\chi$ – число Прандтля, χ, ν, $\mu = \rho\nu$ – коэффициенты температуропроводности, кинематической и динамической вязкости, μ_2 – объемная или вторая вязкость (приняли $\mu_2 = \mu$); ρ, ρ_0 – плотность и ее начальное значение; α_0 – начальный коэффициент поглощения (при $\lambda = 2.94$ и 2.79 мкм имеем $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6$ и $0.516 \cdot 10^6$ м$^{-1}$ [5]), I – интенсивность излучения. Предполагается постоянство квантово-механических и оптических удельных (на одну молекулу) свойств жидкости. Это означает, что нелинейный в общем случае коэффициент поглощения излучения в главном приближении пропорционален плотности среды

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\rho(r, z, t)}{\rho_0} \tag{1.8}$$

Уравнение состояния (1.7) выберем в виде связи функции давления $p(\rho, T)$ и внутренней энергии $\varepsilon(\rho, T)$ с функцией свободной энергии $F(\rho, T)$ [15, 16]

$$p = \rho^2\left(\frac{\partial F}{\partial \rho}\right)_T, \quad \varepsilon = F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_\rho \tag{1.9}$$

Например, для воды имеется уравнение, рекомендуемое [15]

$$F = \frac{p_*}{\rho_*}[F_0(T) + F_1(T, \rho) + F_2(T, \rho) + F_3(T, \rho) + F_4(T, \rho)] \tag{1.10}$$

$$F_0 = \left(F_{00} + F_{01}\frac{T}{T_*}\right)\ln\frac{T}{T_*} + \sum_{i=2}^{17} F_{0i}\left(\frac{T}{T_*}\right)^{i-4}$$

$$F_1 = \frac{\rho}{\rho_*}\sum_{i=0}^{4} F_{1i}\left(\frac{T_*}{T}\right)^{i-1}, \quad F_2 = F_{20}\frac{T}{T_*}\left[\ln\frac{\rho/\rho_*}{1-y} - \frac{130}{3(1-y)} + \frac{169}{6(1-y)^2} - 14y\right]$$

$$y = \frac{\rho}{\rho_*}\left[y_0 + y_1\ln\frac{T}{T_*} + y_2\left(\frac{T_*}{T}\right)^3 + y_3\left(\frac{T_*}{T}\right)^5\right]$$

$$F_3 = \sum_{i=0}^{35} F_{3i}\left(\frac{T_*}{T}\right)^{l(i)} z^{k(i)}, \quad z = 1 - \exp\left[-z_0\frac{\rho}{\rho_*}\right]$$

$$F_4 = \sum_{i=0}^{3} F_{4i}\delta_i^{n(i)}\exp[-a_i\delta_i^{m(i)} - b_i\tau_i^2], \quad \delta_i = \frac{\rho}{\rho_i} - 1, \quad \tau_i = \frac{T}{T_i} - 1$$

Здесь ρ_*, p_*, T_* – значения плотности, давления и температуры в критической точке. Значения коэффициентов F_{ij}, y_i, z_0, $l(i)$, $k(i)$, $n(i)$, $m(i)$, a_i, b_i, ρ_i/ρ_*, T_i/T_* приведены в [15]. Для контроля использовали табличные и графические данные, полученные с помощью [12].

Начальные условия

$$t = 0: u = 0, \quad w = 0, \quad \rho = \rho_0, \quad \varepsilon = \varepsilon_0, \quad p = p_0, \quad T = T_0 \tag{1.11}$$

Краевые условия

$$r = 0: u = 0 = \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} \tag{1.12}$$

$$z = 0; \quad z = L: w = 0, \quad u = 0, \quad T = T_w \quad (\text{или } \partial T/\partial z = 0) \tag{1.13}$$

Для анализа возможных вариантов и построения решения удобно выполнить обезразмеривание. Отнесем время t к длительности лазерного импульса τ, координату r – к экспоненциальному радиусу r_0, координату z – к длине трассы (толщине слоя жидкости) L; плотность ρ, давление p, температуру T – к значениям в критической точке $\rho_* = 317.76$ кг/м^3, $p_* = 221.15$ бар, $T_* = 647.15$ К (для воды), функцию E – к $\varepsilon_* = 2.026$ МДж/кг; компоненты скорости u, w – к характерным значениям $u_0 = r_0/\tau$, $w_0 = L/\tau = u_0(L/r_0)$; коэффициент динамической вязкости μ – к его значению $\mu_0 = 6.44 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с) при температуре $T = 644$ К, близкой к критической [12]. Отметим, что в случае турбулизации течения жидкости коэффициенты, характеризующие процессы переноса (теплопроводность, вязкость), могут возрасти на несколько порядков. Не вводя специальных обозначений для безразмерных величин, получим систему уравнений с нижеследующими параметрами подобия:

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho_* u_0 r_0}{\mu_0}, \quad \mathrm{Eu} = \frac{p_*}{\rho_* u_0^2}, \quad \mathrm{Re}_L = \frac{\rho_* w_0 L}{\mu_0} = \mathrm{Re}\left(\frac{L}{r_0}\right)$$
$$\mathrm{Pe}_L = \mathrm{Re}_L \mathrm{Pr}, \quad \mathrm{Pe} = \mathrm{RePr}, \quad A_1 = \frac{u_0^2}{\varepsilon_*}, \quad A_2 = \frac{p_*}{\rho_* \varepsilon_*} = 0.03436, \quad Q = \frac{\alpha I_0 \tau}{\rho_0 \varepsilon_*} \tag{1.14}$$

Здесь Eu – число Эйлера, Q – параметр теплоподвода, $I_0 = E_{\text{in}}/(\pi r_0^2 \tau)$ – характерная интенсивность излучения, E_{in} – энергия импульса на входе в среду, Re, Re_L, Pe, Pe_L – числа Рейнольдса и Пекле по поперечному и продольному направлениям. Функция суммы удельных внутренней и кинетической энергии E и энтальпия h запишутся

$$E = \varepsilon + A_1\left[\frac{u^2}{2} + \frac{w^2}{2}\left(\frac{L}{r_0}\right)^2\right], \quad h = \varepsilon + A_2 \frac{p}{\rho} \tag{1.15}$$

В настоящей работе рассматриваются ситуации, в которых Eu ~ 1, и варьируется параметр теплоподвода $Q \approx 0$–50. Таковы были условия экспериментов по просветлению воды гигантским импульсом [1, 5] длительностью $\tau = 1.2$ мкс, с экспоненциальным радиусом $r_0 = 252$ мкм, толщиной слоя $L = 3.056$ мкм и энергией импульса $E_{\text{in}} = 0$–13 мДж: $u_0 = 210$ м/с, Eu = 1.578, $Q \approx 0$–41. Ввиду того что толщина слоя L значительно меньше дифракционной длины $2\pi r_0^2/\lambda$, излучение распространяется по законам лучевой геометрической оптики, интенсивность убывает экспоненциально:

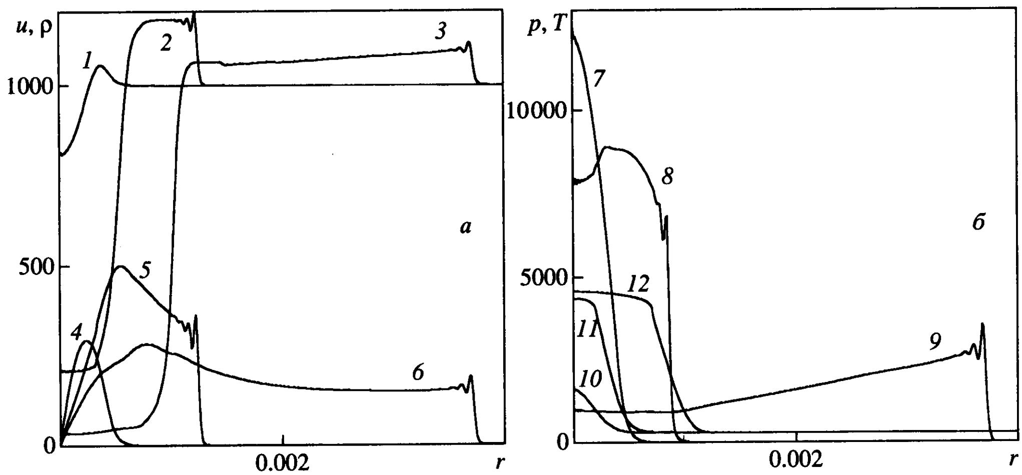
$$I(r, z, t) = f(t)g(r)\exp[-N_\alpha z\rho(r, z, t)], \quad g(r) = \exp(-r^2) \tag{1.16}$$

где $N_\alpha = \alpha_0 L\rho_*/\rho_0$ – параметр поглощения или оптической толщины слоя.

Отметим, что толщина слоя мала по сравнению с поперечным размером лазерного пучка [1, 5]: $L \ll r_0$. В этом случае из обезразмеренного уравнения сохранения продольной по лучу компоненты количества движения (1.5) следует, что давление постоянно по продольной координате z с погрешностью $(L/r_0)^2$. С учетом нулевого начального условия из (1.12) приходим к выводу, что в главном приближении продольная компонента скорости тождественно равна нулю: $w = 0$.

Рассмотрим сначала оптически тонкий слой $N_\alpha \ll 1$, в котором функция теплоподвода $I(r, t)$ в уравнении сохранения энергии (1.6) зависит только от одной координаты r. Производные по продольной координате малы $\partial/\partial z \sim L/r_0 \ll 1$. Тогда функции E и u также не зависят от продольной координаты z, за исключением тонкого пограничного слоя вблизи кварцевых пластин, толщина которого значительно меньше L.

Далее покажем, что различные варианты этого приближения дают удовлетворительное соответствие экспериментальным данным для функции пропускания излуче-



Фиг. 1. Распределения параметров по поперечной координате r, м, в различные моменты времени: *а* – *1*–*3* – плотность ρ, кг/м^3, *4*–*6* – скорость u, м/с; *б* – *7*–*9* – давление p, бар, *10*–*12* – температура T, К; t = 0.18 мкс (кривые *1*, *4*, *7*, *10*), 0.419 мкс (кривые *8*, *11*), 0.6 мкс (*2*, *5*), 1.904 мкс (кривые *3*, *6*, *9*, *12*) при $Q = 41.14$ (E_{in} = 13 мДж), Eu = 1.578, $T_{tr,0} = 0.9$

ния $T_{tr} = E_{out}/E_{in}$, где E_{out} – энергия импульса на выходе из кюветы с жидкостью, хотя в экспериментах параметр оптической толщины не мал: $N_\alpha = 0.318$ [5].

2. Приближение оптически тонкого слоя. Функцию тепловыделения на единицу массы $q(r, z, t) = Qf(t)g(r)\exp[-zN_\alpha\rho(r, z, t)]$ запишем, выполнив усреднение поперек слоя, в виде

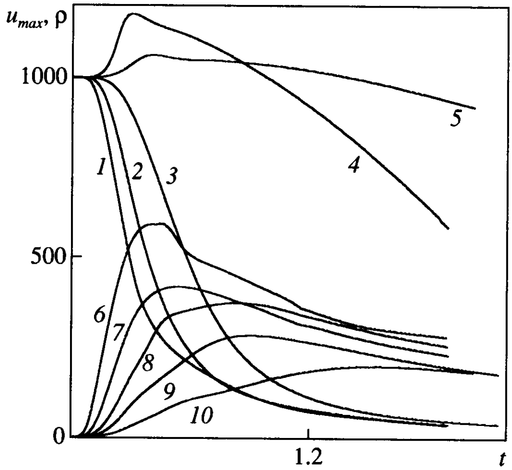
$$q(r,t) = Qf(t)g(r)\varphi(r,t), \quad \varphi(r,t) = \int_0^1 e^{-N_\alpha z\rho(r,z,t)}dz \approx \frac{1-e^{-N_\alpha\rho_{av}(r,t)}}{N_\alpha\rho_{av}(r,t)} \qquad (2.1)$$

Здесь $\rho_{av}(r, t)$ – средняя или эффективная функция плотности (далее – просто $\rho(r, t)$). При $N_\alpha \ll 1$ функция $\varphi(r, z, t) \to 1$ и предположение о независимости функции тепловыделения от z строго выполнено. Пусть начальное пропускание среды $T_{tr,0} = 0.9$, тогда $L = [\ln(1/T_{tr,0})]/\alpha_0 = 0.0823$ мкм и $N_\alpha = 0.0334$ ($\lambda = 2.94$ мкм, $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6$ м$^{-1}$). Полагая $w = 0$, $\partial/\partial z = 0$, получим решение задачи (1.3)–(1.7). Приняты следующие начальные условия: $T_0 = 293$ К, $\rho_0 = 998$ кг/м^3, $p_0 = 1883$ Н/м^2, $\varepsilon_0 = 82580$ Дж/кг, $u = 0$.

Решение получено численно методом крупных частиц [11], допускающим сквозной счет без выделения областей (поверхностей и линий) разрыва искомых функций – ударных волн или скачков уплотнения. Шаг по координате Δr составлял 0.05, по времени – $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3}$–$1.25 \cdot 10^{-4}$, расчетная сеточная область – $0 < r/r_0 < 400\Delta r = 20$, $0 < t/\tau < 3$, форма импульса по времени (1), числа Re, Pe $\gg 1$.

На фиг. 1 показаны распределения по координате r плотности ρ, скорости u, давления p и температуры T. Параметр тепловыделения $Q = 41.14$ (E_{in} = 13 мДж). Для функции внутренней энергии $\varepsilon(r, t)$ распределения по пространству такие же, как для температуры. Нагрев на начальном этапе сопровождается быстрым ростом температуры, внутренней энергии и давления. Максимальные значения наблюдаются там, где максимальна интенсивность излучения, т.е. в центре при $r = 0$ в случае гауссова пучка.

Под действием сил давления жидкость приходит в движение в направлении от области максимума функций T, ε, p, плотность в области максимального нагрева начинает



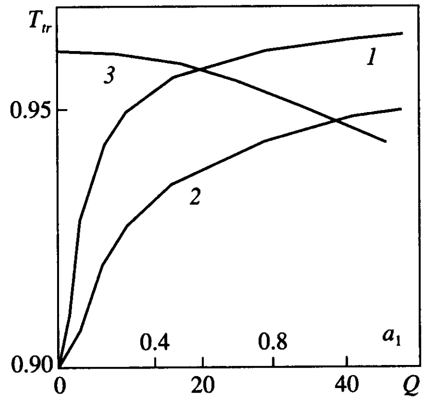
Фиг. 2. Изменения по времени t, мкс плотности в центре ρ, кг/м^3 (кривые *1–5*) и максимальной скорости u_{max}, м/с (кривые *6–10*) при различных значениях параметра теплоподвода, начальной прозрачности среды и поперечном распределении интенсивности: *1*, *6* – гауссово распределение при $T_{tr,0} = 0.9$, $Q = 41.1$ ($E_{in} = 13$ мДж); *2*, *7* – гауссово и *4*, *9* – кольцевое распределения при $T_{tr,0} = 0.9$, $Q = 15.8$ ($E_{in} = 5$ мДж); *3*, *8* – гауссово и *5*, *10* – кольцевое распределения при $T_{tr,0} = 0.02$, $Q = 15.8$ ($E_{in} = 5$ мДж)

понижаться. К концу импульса плотность в центре понижается почти на два порядка. Вне пучка вследствие движения жидкости плотность увеличивается. Ее максимальный рост составляет около 20%. В некоторый момент скорость фронта движущейся жидкости начинает превышать скорость звука, возникает ударная волна, за которой параметры изменяются скачком. Ударная волна хорошо видна на фиг. 1 как область больших градиентов физических величин – плотности ρ, скорости u, давления p. Температура T в ударной волне меняется всего на несколько градусов. Координате резкого убывания температуры и внутренней энергии (фиг. 1, *б*, *12*) соответствует край "воронки" пониженной плотности (фиг. 1, *а*, *3*).

На фиг. 2 представлены изменения во времени плотности жидкости в центре пучка и максимальной (по пространству) скорости $u_{max}(t) = \max[u(r, t)]$. Сопоставление кривых *1* и *2* для плотности и кривых *6* и *7* для скорости дает представление об изменении физических величин при увеличении параметра теплоподвода Q (энергии импульса E_{in}) более чем в 2.5 раза.

Кривые *3* и *8* демонстрируют, как изменяется ситуация в случае оптически толстой среды, при $T_{tr,0} = 0.02$. Сравнение с экспериментальными данными показало (см. далее фиг. 7), что рассматриваемое приближение оптически тонкого слоя, с поправкой $\varphi(r, t)$ на затухание интенсивности тепловыделения в удаленных (по ходу излучения) слоях жидкости по сравнению с более близкими к источнику лазерного излучения, дает удовлетворительное описание функции прозрачности с погрешностью в несколько процентов в диапазоне $Q = 19–48$ ($E_{in} = 6–15$ мДж). Качественно верное описание процесса просветления имеем во всем рассматриваемом диапазоне энергии импульса. Кривые *4*, *5* и *9*, *10* описывают варианты кольцевого распределения интенсивности, которое подробнее рассматривается в следующем разделе.

Заметим, что функция $\varphi(r = 0, t)$ для варианта оптически плотной среды (при $T_{tr,0} =$ $= 0.02$) изменяется от значения 0.25 в начале до 0.9–0.92 к концу импульса, при $t > 2$ мкс. В случае оптически тонкой среды (при $T_{tr,0} = 0.9$) функция $\varphi(r = 0, t)$ от значения 0.9 очень быстро ($\Delta t \approx 0.5\tau$) выходит на единицу.



Фиг. 3. Прозрачность тонкого слоя воды T_{tr} в зависимости от параметра тепловыделения: кривые *1*, *2* – гауссово и кольцевое распределения ($a_1 = r_1/r_0 = 0.909$), *3* – зависимость T_{tr} от радиуса отверстия a_1 = 0–0.909 (Q = 28.5, E_{in} = 9 мДж); начальное пропускание $T_{tr,\,0}$ = 0.9, Eu = 1.578, форма импульса по времени (1.1)

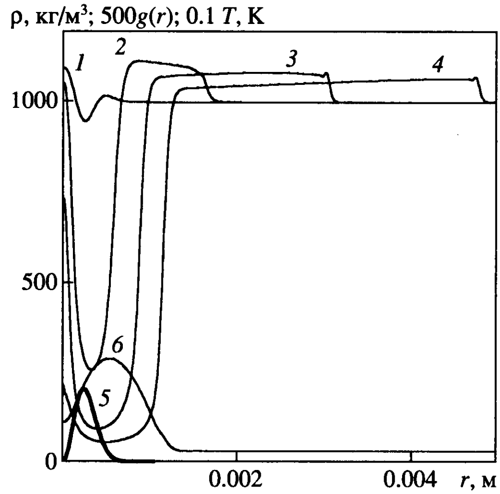
3. Кольцевое распределение интенсивности. Кольцевое распределение может уменьшить эффект просветления по сравнению с гауссовым распределением интенсивности. Примем функцию поперечного распределения интенсивности в виде

$$g(r) = \left(\exp[-r^2] - \exp\left[-\left(\frac{r}{a_1}\right)^2\right]\right)(1 - a_1^2)^{-1} \tag{3.1}$$

Здесь r_1, $a_1 = r_1/r_0$ – физический и относительный размер отверстия кольца. Функция $g(r)$ нормирована к единице, чтобы можно было рассматривать и сравнивать импульсы равной энергии при гауссовом и кольцевом поперечных распределениях интенсивности излучения. На фиг. 3 представлены зависимости функции пропускания T_{tr} от параметра теплоподвода Q (от энергии пучка E_{in}) для гауссова (кривая *1*) и кольцевого (*2*) распределения. Кривая *3* описывает зависимость функции прозрачности от радиуса отверстия кольца при Q = 28.5 (E_{in} = 9 мДж).

Уменьшение прозрачности с ростом радиуса отверстия кольца r_1 объясняют распределения плотности ρ и температуры T в различные моменты времени, представленные на фиг. 4. Там же показано поперечное распределение интенсивности I (кривая *5* – безразмерная функция $g(r)$, масштаб увеличен). Максимум температуры T смещен во внешнюю область от кольца – максимума распределения интенсивности излучения. Увеличение плотности воды происходит в начальный интервал времени в обе стороны от кольца (от максимума интенсивности). Затем плотность в центре начинает убывать. На протяжении всего импульса плотность в центре выше, чем в случае гауссова распределения (см. кривые *4*, *5* на фиг. 2). Минимум плотности находится не в центре, а во внешней части кольца распределения интенсивности. Его положение соответствует расположению максимума температуры.

Образовавшийся в результате поглощения излучения канал пониженной плотности имеет радиус, существенно больший, чем радиус кольца интенсивности. Несовпадение кольца минимума плотности (максимума прозрачности среды) с кольцом максимума интенсивности излучения приводит к тому, что эффект просветления в случае кольцевого распределения значительно ниже, чем при гауссовом. Особенно велика разница для оптически толстого слоя, как показывает сравнение кривых *2* и *4* на фиг. 7. Если эффект просветления обусловлен не наличием канала пониженной плотности, разли-



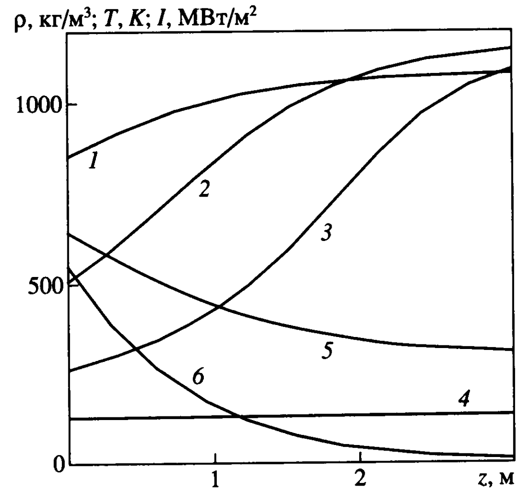
Фиг. 4. Распределения по координате r плотности $\rho(r, t)$ в различные моменты времени: *1–4* – t = 0.238, 0.96, 1.2, 2.82 мкс; функции $g(r)$ (кр. *5*) и температуры T (*6*, t = 2.82 мкс); параметр Q = 47.5 (энергия импульса E_{in} = 15 мДж), начальное пропускание $T_{\text{tr, 0}}$ = 0.02, число Eu = 1.578, форма импульса по времени (1.1)

чие между вариантами гауссова и кольцевого пучка будет отсутствовать или же будет существенно меньше (при одинаковой энергии импульса). Таким образом, эксперимент с кольцевым пучком может дать еще одно подтверждение гидродинамическому механизму просветления воды лазерным импульсом в рассматриваемых условиях.

4. Двумерная задача с учетом ослабления излучения по глубине слоя жидкости. Рассмотрим двумерный слой, в котором параметры излучения и жидкости меняются по координате z. Ввиду того что продольный по лучу размер L значительно меньше поперечного r_0, из уравнения сохранения продольной компоненты количества движения (1.5) следует, что $(\partial p/\partial z) = 0$ и $w = 0$. Функция энергии E и радиальная поперечная к пучку компонента скорости u зависят от z. Отметим, что использование условий (1.14) теплоизоляции или температуры поверхности T_w, соответствующей температуре прилегающей жидкости, дало отличие менее 10%. Основные результаты приведены для последнего случая.

Скорость звука составляет $1.5 \cdot 10^3$ м/с, давление выравнивается в продольном направлении за время t_a, очень короткое по сравнению с длительностью импульса излучения τ: $t_a \sim L/a \sim 2 \cdot 10^{-9}$ с $\ll \tau = 1.2 \cdot 10^{-6}$ с. Амплитуда роста давления очень велика, давление достигает значения $p \sim 1$ ГПа. Продольные по ходу излучения акустические волны, многократно отражаясь от кварцевых стенок кюветы, возмущают жидкость, турбулизуют ее, вследствие чего интенсивность процессов переноса (теплопроводности, вязкости, диффузии) может существенно возрасти. Сравнение с экспериментальными данными по пропусканию излучения подтверждает описанную физическую картину процесса нагрева и просветления жидкости. Турбулентное число Прандтля принято равным 1.

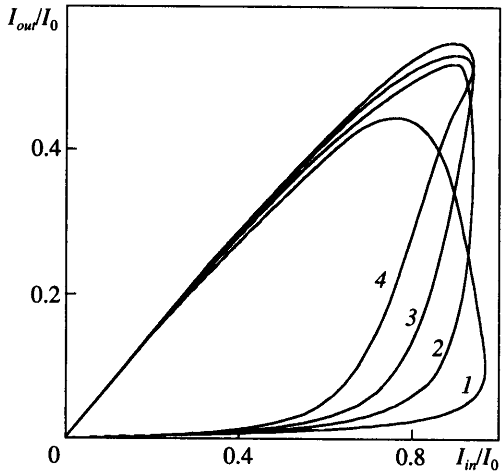
Шаг по продольному направлению Δz при построении решения выбрали равным 0.1–0.05. Решения были получены для условий эксперимента [5], длительность гигантского импульса τ = 1.2 мкс; размеры облучаемого объема жидкости r_0 = 252 мкм, L = 3.056 мкм; длина волны λ = 2.94 мкм, коэффициент поглощения $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6$ м$^{-1}$. Принята форма импульса по времени (1.2) и, для отдельных вариантов – (1.1).



Фиг. 5. Изменения по координате z плотности ρ в центре пучка ($r = 0$ м) в различные моменты времени: кривые *1–4* – $t = 0.718, 0.974, 1.20, 1.76$; *5* и *6* – температура T и интенсивность излучения I в момент $t = 0.718$ мкс, $Q = 25.3$ ($E_{\rm in} = 8$ мДж), $T_{\rm tr,\,0} = 0.02$, $\mathrm{Eu} = 1.578$, $\mathrm{Pe}_L = 1$, форма импульса по времени (1.2)

На фиг. 5 приведены продольные по лучу распределения плотности ρ, температуры жидкости T и интенсивности излучения I в интервале времени $t = 0.718$–1.76 мкс. Выравнивание внутренней энергии ε, температуры T и плотности ρ вдоль оси z происходит к моменту $t = 1.76$ мкс с разницей на краях $z/L = 0$ и 1 в несколько процентов, интенсивность излучения I падает по толщине слоя $\Delta z = L$ на величину около 25% при $t = 2.44$ мкс. В начальный интервал времени 0–1 мкс плотность жидкости у задней стенки кюветы превышает первоначальную, нагрев не происходит из-за эффекта затенения, в то же время давление быстро повышается по всей толщине из-за нагрева ближней к излучению части слоя жидкости. Внутренняя энергия и температура жидкости у задней стенки кюветы убывают. Если турбулентная теплопроводность недостаточно велика, например число Пекле $\mathrm{Pe}_L = 10$, то в некотором объеме на короткий интервал времени образуется лед. В варианте с формой импульса по времени (1.1) при $Q = 6.3$, 9.5 и 12.7 ($E_{\rm in} = 2$, 3 и 4 мДж) в интервалы времени 0.415–1.11 мкс, 0.324–0.974 мкс и 0.284–0.416 мкс соответственно в центре пучка вблизи задней (по ходу излучения) кварцевой пластины вследствие сильного увеличения давления и уплотнения еще не разогретой воды происходит понижение температуры ниже точки замерзания и образование льда (внутренняя энергия становится отрицательной). Протяженность этой области по координатам z и r около $\Delta z \approx 0.460$ мкм и $\Delta r \approx 0.227$ мм ($t = 0.6$ мкс), $\Delta z \approx 0.611$ мкм и $\Delta r \approx 0.340$ мм ($t = 0.6$ мкс); $\Delta z \approx 0.458$ мкм и $\Delta r \approx 0.214$ мм ($t = 0.359$ мкс) при $Q = 6.3$, 9.5 и 12.7 ($E_{\rm in} = 2.3$ и 4 мДж) соответственно.

Для варианта с формой импульса по времени (1.2) (эксперимент [1, 5]) получен следующий результат. При $\mathrm{Pe}_L = 10$ и параметре $Q = 6.3$, 19 и 25.3 ($E_{\rm in} = 2$, 6 и 8 мДж) лед может образоваться (если турбулентные коэффициенты переноса, температуропроводности и теплопроводности в первую очередь принимают значения $\chi_0 = L^2/(\tau \mathrm{Pe}_L) = L^2/(10\tau)$, $k_0 = \rho_0\chi_0 C_p$) в интервалы времени 1.44–1.77 мкс, 1.03–1.37 мкс, 0.960–1.3 мкс в областях с размерами, соответственно по z и по r: $\Delta z \approx 0.055$ мкм и $\Delta r \approx 0.286$ мм ($t = 1.68$ мкс), 0.22 мкм и 0.277 мм ($t = 1.2$ мкс), 0.153 мкм и 0.35 мм ($t = 1.2$ мкс). Заметим, что вначале лед образуется в центре, затем эта область расширяется и превращается в кольцевую, наконец исчезает при дальнейшем нагреве. Если зафиксировать экспериментально

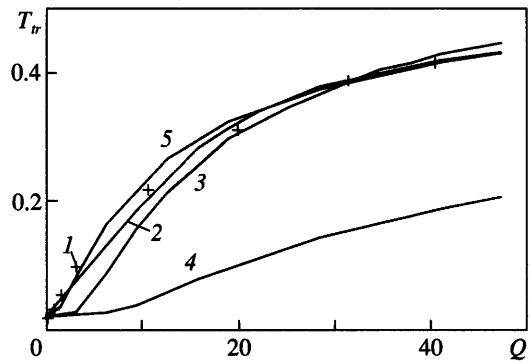


Фиг. 6. Связь интенсивности на выходе $I_{out}(r = 0, z/L = 1, t)/I_0$ с интенсивностью на входе в кювету с водой $I_{in}(r = 0, z = 0, t)/I_0$: параметр $Q = 9.5$ ($E_{in} = 3$ мДж, кривая *1*), 19 (6 мДж, *2*), 28.5 (9 мДж, *3*), $Q = 41.14$ (13 мДж, *4*). $T_{tr,0} = 0.02$, Eu = 1.578, $\text{Pe}_L = 1$, форма импульса по времени (1.2), направление процесса – против часовой стрелки

наличие льда на тыловой кварцевой пластине при определенных условиях, можно будет оценить турбулентные коэффициенты переноса в области между пластинами. Это можно выполнить с помощью контрольного луча малой интенсивности (по сравнению с интенсивностью просветляющего пучка), который падает сбоку наклонно на облучаемый слой воды. Условия отражения 4-слойной системы (кварц, вода, лед, кварц) изменятся по сравнению с 3-слойной (кварц, вода, кварц), что будет зарегистрировано фотоприемником с коротким временем разрешения.

На фиг. 6 показаны фигуры Лиссажу для интенсивности I – зависимости интенсивности I_{out} на выходе из кюветы от интенсивности I_{in} на входе в кювету. Время выхода на максимальное значение интенсивности I_{out} составляет 1.93–1.71 мкс (E_{in} = 3–13 мДж). Направление процесса – против хода часовой стрелки. Аналогичные фигуры, демонстрирующие гистерезис эффекта просветления, получены в эксперименте [5].

5. Сравнение с экспериментом. На фиг. 7 приведены экспериментальные данные *1* по пропусканию излучения гигантского импульса [1, 5] слоем воды. Теоретические зависимости $T_{tr}(Q)$, описываемые кривыми *2* и *3*, получены в приближении оптически тонкого слоя (см. раздел 2) с формой импульса по времени (1.1) и (1.2) соответственно. Кривая *4* соответствует кольцевому распределению при $a_1 = 0.909$ (форма импульса по времени (1.1)). Зависимость *5* получена для двухмерного слоя (см. разд. 4) при $f(t)$ из (1.2). Отметим удовлетворительное соответствие теоретической кривой *5* экспериментальным данным во всем рассмотренном диапазоне энергии импульса. Приближение тонкого слоя, благодаря поправке $\varphi(r, t)$, соответствует экспериментальным данным в широком диапазоне параметра теплоподвода Q = 12.7–48 (E_{in} = 4–15 мДж) с погрешностью менее 10% преимущественно с недостатком. Ранее в [8], не вводя поправку $\varphi(r, t)$, получено соответствие экспериментальным данным с превышением на величину порядка 10% в диапазоне Q = 0–16 (E_{in} = 0–5 мДж). Улучшить соответствие теоретических результатов приближения тонкого слоя экспериментальным данным в этом диапазоне можно путем введения поправочного коэффициента $\varphi(r, t) = \exp[-\alpha_0 \Delta z \rho(r, t)/\rho_0]$ в функции тепловыделения для учета затухания излучения в жидкости. Функцию $\rho(r, t)$ можно рассматривать как некоторую среднюю или эф-



Фиг. 7. Зависимость функции прозрачности T_{tr} от параметра тепловыделения Q при $T_{tr,0} = 0.02$, $Pe_L = 1$: *1* – экспериментальные точки "+" ([5], фиг. 3, кривая *1*); *2* – приближение тонкого слоя, $f(t)$ – по формуле (1.1); *3* – приближение тонкого слоя, $f(t)$ – по (1.2); *4* – кольцевое распределение, $a_1 = 0.909$, $f(t)$ – по (1.1); *5* – двумерное приближение, учет изменения интенсивности по глубине, $f(t)$ – по (1.2)

фективную плотность жидкости в слое, а величину Δz – как глубину слоя, на которой задаем эффективные источники тепла для всего слоя.

Приближение двумерного слоя (кривая *5*), наиболее строгое и точное среди рассмотренных моделей просветления в некотором диапазоне $6 < Q < 28$ превышает экспериментальные данные. Это говорит о том, что при числе $Pe_L = 1$ турбулентная теплопроводность завышена. Например, при $Pe_L = 1$ получены следующие значения пропускания: $T_{tr} \approx 0.036$, 0.18 и 0.25 при $Q = 6.33$, 18.9 ($E_{in} = 2$, 6 мДж). Эти значения отличаются от экспериментальных [1, 5]. Удовлетворительное соответствие экспериментальным данным получено при $Pe_L \approx 1.3$ и 2.5 ($Q = 6.33$ и 18.9 или $E_{in} = 2$ и 6 мДж соответственно).

Заключение. При нагреве тонкого слоя сильно поглощающей жидкости лазерным импульсом гидродинамический разлет и понижение плотности в области излучения объясняют эффект просветления, наблюдавшийся экспериментально. Кольцевое распределение интенсивности в отличие от гауссова дает снижение плотности и коэффициента поглощения в области, не совпадающей с максимумом интенсивности, вследствие чего эффект просветления уменьшается.

Форма импульса по времени с быстрым выходом на максимум (1.1) и гауссова форма (1.2) не влияют существенно на интегральную прозрачность среды. Приближение оптически тонкого слоя ($N_\alpha \ll 1$) дает удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными при введении поправочного (на глубину затухания) множителя. Решение двумерной задачи нагрева слоя жидкости лазерным импульсом при увеличении теплопроводности за счет турбулентности (при $Pe_L \sim 1$ против $Pe_L \gg 1$ в исходной задаче без учета турбулентности) дает удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Прохоров А.М.* Вода и этанол как просветляющие поглотители излучения в лазере на иттрий-эрбий-алюминиевом гранате ($\lambda = 2.94$ мкм) // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 6. С. 1820–1824.
2. *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М.* Лазерная генерация звуковых импульсов субнаносекундной длительности в жидкостях // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 1(7). С. 114 –121.

3. *Андреева Л.И., Водопьянов К.Л., Кайдалов С.А., Калинин Ю.М., Карасев М.Е., Кулевский Л.А., Лукашев А.В.* Пикосекундный лазер на гранате с эрбием (λ = 2.94 мкм) с активной синхронизацией мод // Квант. электроника. 1986. Т. 13. № 3. С. 499–509.
4. *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Умысков А.Ф., Щербаков И.А.* Спектрально-ограниченные пикосекундные импульсы лазера на ИСГГ: Cr^{3+}, Er^{3+} (λ = 2.79 мкм) с активной синхронизацией мод // Квант. электроника. 1987. Т. 14. № 6. С. 1219–1224.
5. *Водопьянов К.Л.* Эффект просветления воды для интенсивного света в максимуме полосы поглощения ($\lambda \approx$ 3 мкм) // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 1. С. 205–218.
6. *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Пашинин П.П.* Изменение рефрактивных свойств воды под действием излучения эрбиева лазера (λ = 2.94 мкм) // Квант. электроника. 2000. Т. 30. № 11. С. 975–978.
7. *Долгаев С.И., Симакин А.В., Шафеев Г.А.* Пропускание лазерного излучения поглощающими жидкостями // Квант. электроника. 2002. Т. 32. № 5. С. 443–446.
8. *Кучеров А.Н.* Гидродинамический механизм просветления сильно поглощающей жидкости лазерным импульсом // Докл. РАН. 2003. Т. 388. № 5. С. 616–619.
9. *Черный Г.Г.* Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
10. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 847 с.
11. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.Д.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
12. *Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А.* Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд.-во стандартов, 1969. 408 с.
13. *Ривкин С.Л., Александров А.А., Кременевская Е.А.* Термодинамические производные для воды и водяного пара. М.: Энергия, 1977. 263 с.
14. *Ривкин С.Л., Александров А.А.* Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Энергоатомиздат, 1984. 80 с.
15. ГСССД 98–86. Вода. М.: Изд-во стандартов, 1986. 33 с.
16. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. Ч.1. М.: Наука, 1976. 584 с.

Москва

Поступила в редакцию
23.X.2003