

01;07;12

## Канал просветления в слое жидкости при распространении лазерного импульса

© А.Н. Кучеров

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ),  
Отделение фундаментальных исследований,  
140180 Жуковский, Московская область, Россия  
e-mail: ank@aerocentr.msk.su

(Поступило в Редакцию 15 сентября 2003 г. В окончательной редакции 29 декабря 2003 г.)

Исследован эффект просветления слоя жидкости коротким лазерным импульсом длительностью порядка микросекунды. В главном приближении предполагается линейная зависимость индексов преломления и поглощения от плотности жидкости. Установлены параметры подобия, изучены характеристики канала просветления при изменении параметра тепловыделения и числа Эйлера, дана интерпретация в физических переменных.

### Введение

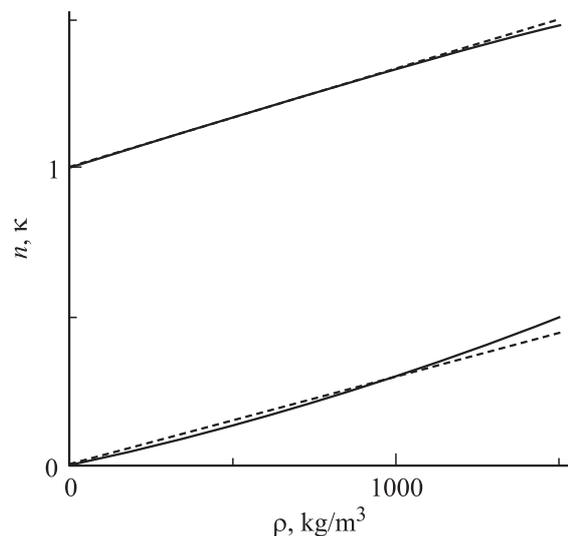
Эффект увеличения прозрачности сильно поглощающих жидкостей, включая воду, коротким лазерным импульсом был впервые обнаружен в [1], излучался экспериментально в [2–7]. Исследованы гигантские импульсы длительностью  $\tau = 1.2\text{--}1.3\ \mu\text{s}$ , цуги импульсов (суммарной длительностью  $\Delta t \sim 1\ \mu\text{s}$ ) и отдельные пучки длительностью  $\tau \sim 10^{-10}\ \text{s}$  с длинами волн  $\lambda = 2.94$  [3] и  $2.79\ \mu\text{m}$  [4], с энергией до 20 мДж. В экспериментах с гигантским импульсом пропускание увеличивалось в 20 раз, для одиночного пучка — в 40 раз, для цуга импульсов — в 540 раз [6]. В [8] показано, что при  $\tau \sim 1\ \mu\text{s}$  (гигантский импульс) и  $\lambda = 2.94\ \mu\text{m}$  гидродинамический механизм (разлет сильно нагретого вещества от центра лазерного пятна и уменьшение коэффициента поглощения вследствие уменьшения плотности вещества в области занятой излучением) объясняет экспериментальные данные по просветлению воды. Настоящая работа посвящена исследованию характеристик канала просветления и окружающей жидкости (экстремальных значений скорости, плотности, температуры и давления, ширины канала просветления) в зависимости от параметров лазерного импульса (энергии, поперечного размера пучка, длительности импульса) и среды.

### Постановка задачи

Между двумя кварцевыми пластинами толщиной около 1 мм расположен тонкий слой сильно поглощающей жидкости толщиной  $L \leq \alpha^{-1} \sim 1\ \mu\text{m} \ll r_0$  (где  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $r_0$  — поперечный размер пучка) [1,6]. На одну из пластин перпендикулярно падает импульс излучения с поперечным распределением интенсивности  $g(r)$ , с формой импульса по времени  $f(t)$ , с длиной волны  $\lambda$  около  $3\ \mu\text{m}$ , с энергией  $E_{\text{in}}$  порядка 1–10 мДж. За другой пластиной расположен фотоприемник, фиксирующий интенсивность  $I$  и энергию  $E_{\text{out}}$  излучения, прошедшего через слой.

Эффект просветления заключается в увеличении функции прозрачности (пропускания) среды  $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$  на порядок и более с увеличением энергии импульса. Предположим, что квантово-механические свойства молекул воды остаются неизменными. Из соотношения Лорентца–Лоренца [9, с. 97; 10, с. 67] следует, что коэффициент поглощения и показатель преломления в главном приближении линейно зависят от плотности среды (рис. 1):  $\alpha \approx \alpha_0 \rho / \rho_0$ .

Из уравнения Максвелла для нелинейной сильно поглощающей среды [11–14] с учетом того, что поперечный размер пучка  $r_0$  значительно превышает толщину слоя  $L$ , получим обыкновенные дифференциальные уравнения для интенсивности  $I = EE^*$  и фазы  $\Phi$  излучения (где  $E = \sqrt{I} \exp(ik\Phi)$  — перпендикулярная составляющая медленно меняющейся компоненты вектора элек-



**Рис. 1.** Зависимости индексов преломления  $n$  и поглощения  $\kappa$  (нижние кривые, коэффициент поглощения  $\alpha = 4\pi\kappa/\lambda$ ) от плотности среды  $\rho$ . Штриховая кривая — линейные аппроксимации:  $n = n_0 \rho / \rho_0$ ,  $\kappa = \kappa_0 \rho / \rho_0$ .

трического поля [13],  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число)

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - \frac{1}{2I} \left( \frac{\partial I}{\partial z} \right)^2 - 2k^2 I \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 + 2k^2 I (n^2 - \kappa^2) = 0, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{1}{I} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial I}{\partial z} + 2k\kappa = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Начальные условия имеют вид

$$I(z=0) = I_0, \quad \Phi(z=0) = 0, \quad \frac{\partial I(0)}{\partial z} = \alpha_0, \quad \frac{\partial \Phi(0)}{\partial z} = n_0, \quad (2)$$

где  $I_0, \alpha_0 = 2k\kappa_0, n_0$  — интенсивность, коэффициент поглощения и показатель преломления при  $z=0$  на входе в среду.

Исследования показали, что на каждом шаге по  $z$  в процессе построения численного решения интенсивность подчиняется экспоненциальному закону ослабления излучения в поглощающей среде:  $I(z + \Delta z, r, t) = I(z + \Delta z, r, t) \exp(-\alpha(\rho)\Delta z)$ . Резонансные явления в настоящей работе не рассматривались. Функция возмущения плотности  $\rho$  находится из уравнений гидродинамики [15] — полных уравнений Навье–Стокса, взятых в данном случае в цилиндрической системе координат. Важную роль играет уравнение состояния вещества, выбранное здесь для воды [16,17] как связь давления  $p$ , плотности  $\rho$  и функции внутренней энергии  $\varepsilon$  с помощью функции свободной энергии Гельмгольца  $F(\rho, T)$ , где  $T$  — температура [18],

$$p(\rho, T) = \rho^2 \left( \frac{\partial F}{\partial \rho} \right)_T, \quad \varepsilon(\rho, T) = F - T \left( \frac{\partial F}{\partial T} \right)_\rho. \quad (3)$$

Уравнения для среды решались численно методом крупных частиц [19], который допускает сквозной счет без выделения поверхностей и линий разрыва искомым функций — ударных волн. Начальные и краевые условия для гидродинамических параметров имеют вид

$$\begin{aligned} \text{при } t = 0 \quad u = 0, \quad w = 0, \quad \rho = \rho_0, \\ \varepsilon = \varepsilon_0, \quad p = p_0, \quad T = T_0; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{при } r = 0 \quad u = 0 = \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r}; \quad (5)$$

$$\text{при } z = 0; L \quad w = 0. \quad (6)$$

Так как  $L \ll r_0$ , из уравнения сохранения продольной компоненты количества движения следует, что давление постоянно по продольной координате  $z$  и продольная компонента скорости тождественно равна нулю в главном приближении:  $w \equiv 0$ . Далее рассмотрим одномерную нестационарную задачу с двумя независимыми переменными — координатой  $r$  и временем  $t$ .

Выполним обезразмеривание. Отнесем время  $t$  к длительности лазерного импульса  $\tau$ , координату  $r$  — к экспоненциальному радиусу  $r_0$ , координату  $z$  — к длине трассы (толщине слоя жидкости)  $L$ ; интенсивность  $I$  — к характерному значению  $I_{00} = E_{\text{in}}/(\pi r_0^2 \tau)$ , плотность  $\rho$ ,

давление  $p$ , температуру  $T$  — к значениям в критической точке  $\rho_* = 317.763 \text{ kg/m}^3$ ,  $p_* = 221.15 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ ,  $T_* = 647.27 \text{ K}$  (для воды), функцию внутренней энергии  $\varepsilon$  — к  $\varepsilon_* = 2.026 \text{ MJ/kg}$ ; скорость  $u$  — к характерному значению  $u_0 = r_0/\tau$ ; коэффициент динамической вязкости  $\mu$  — к его значению  $\mu_0 = 6.44 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$  при температуре  $T = 644 \text{ K}$ , близкой к критической. В масштабе времени существования импульса  $\tau \sim 10^{-6} \text{ s}$  происходят турбулизация жидкости акустическими волнами (за время порядка времени прохода возмущения поперек слоя  $\tau_a \sim L/a \sim 10^{-9} \text{ s}$ , где  $a \sim 1.5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$  — скорость звука в жидкости) и существенное увеличение переносных свойств: вязкости, диффузии и теплопроводности. В итоге, как показало сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей для функции прозрачности, коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности на несколько порядков больше соответствующих молекулярных коэффициентов переноса. Обезразмеренные уравнения содержат следующие параметры подобия (плюс, естественно, начальные  $\rho_0/\rho_*, p_0/p_*, \varepsilon_0/\varepsilon_*$ ):

$$\text{Re} = \frac{\rho_* u_0 r_0}{\mu_0}, \quad \text{Eu} = \frac{p_*}{\rho_* u_0^2}, \quad \text{Pe} = \text{Re Pr},$$

$$Q = \frac{\alpha I_{00} \tau}{\rho_0 \varepsilon_*} = \frac{\alpha E_{\text{in}}}{\rho_0 \pi r_0^2 \varepsilon_*}.$$

Здесь  $\text{Eu}$  — число Эйлера;  $Q$  — параметр теплоподвода;  $I_{00} = E_{\text{in}}/(\pi r_0^2 \tau)$  — характерная интенсивность излучения;  $\text{Re}, \text{Pe}$  — числа Рейнольдса и Пекле;  $\text{Pr} = \nu/\chi$  — число Прандтля;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости;  $\chi$  — коэффициент температуропроводности среды (в турбулентной среде примем  $\text{Pr} \approx 1$ ). В безразмерных переменных интенсивность тепловыделения в слое можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} q(r, t) = Q \rho I(r, t), \quad I(r, t) = f(t) g(r) \exp[-N_\alpha \Delta z \rho(r, t)], \\ N_\alpha = \alpha L \rho_* / \rho_0, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $N_\alpha$  — параметр поглощения или оптической толщины слоя,  $f(t)$  — гауссова форма импульса по времени из [1] (рис. 2, II) либо линейная до момента  $\tau/n$  ( $n = 2-5$ ) с дальнейшим убыванием по гауссову закону (рис. 2, I),  $\Delta z$  — эффективная толщина слоя (которую введем для учета поглощения излучения в случае оптически толстой среды).

Рассмотрим гауссово начальное поперечное распределение излучения  $g(r) = \exp(-r^2)$ . При построении численного решения шаг  $\Delta r$  по координате  $r$  составлял  $0.05 r_0$ , по времени —  $\Delta t = 0.002-0.000125 \tau$ , расчетная сеточная область  $-0 \leq r/r_0 \leq 400 \Delta r = 20, 0 \leq t/\tau \leq 3$ .

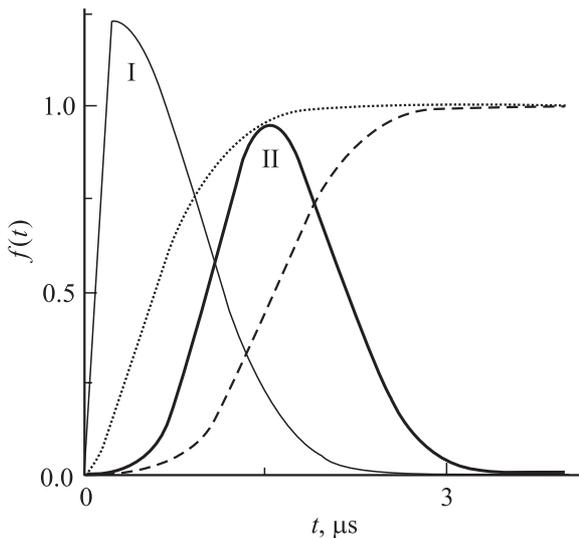
## Решения для гигантского импульса. Оптически тонкий слой

Рассмотрим вариант оптически тонкого слоя: начальная прозрачность  $T_{\text{tr},0} = 0.9$ , толщина слоя  $L = (1/\alpha_0) \times \ln[1/T_{\text{tr},0}] = 0.0823 \mu\text{m}$ , параметр поглощения  $N_\alpha = 0.0334$  (коэффициент поглощения  $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

**Таблица 1.** Функция прозрачности  $T_{tr}$ , максимумы температуры  $T_m$ , давления  $p_m$ , скорости звука  $a_m$  (в центре, при  $r = 0$  m), скорости  $u_m = \max[u(r, t)]$ , минимумы плотности (при  $t = 1.9 \mu s$ ,  $r = 0$  m), поперечный размер (радиус) канала просветления к концу импульса  $\Delta_1$  ( $t = 1.9 \mu s$ ) и в середине  $\Delta_2$  —  $t = 0.785 \mu s$ . Параметры подобия: параметр теплоподвода  $Q = 1.58-47.47$  ( $E_{in} = 0.5-15$  mJ), число Эйлера  $Eu = 1.578$ , параметр поглощения  $N_\alpha = 0.0334$  ( $T_{tr,0} = 0.9$ ), число Рейнольдса  $Re = 5.222$ , число Прандтля  $Pt = 1$ , форма импульса по времени  $f(t)$  — I (коэффициент поглощения  $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6$  m<sup>-1</sup>, длина волны  $\lambda = 2.94 \mu m$ ,  $L = 0.0823 \mu m$ ;  $r_0 = 252 \mu m$ )

$E_{in}$ , mJ	0.5	1	3	5	9	13	15
$Q$	1.58	3.165	9.495	15.82	28.48	41.14	47.47
$T_{tr}$	0.91	0.928	0.949	0.956	0.961	0.9637	0.9645
$T_m$ , K;	750	1345	3604	4370	4475	4552	4580
$t$ , $\mu s$	1.427	1.536	1.438	1.267	1.382	1.421	1.751
$p_m$ , GPa	0.078	0.1953	0.5799	0.8233	1.142	1.362	1.468
$t$ , $\mu s$	0.3714	0.3696	0.3024	0.2808	0.2554	0.2406	0.2400
$a_m$ , m/s	1667	1748	1882	1943	2008	2044	2154
$t$ , $\mu s$	0.311	0.247	0.178	0.149	0.122	0.118	0.264
$u_m$ , m/s	99.5	187	338	418	520	591	624
$t$ , $\mu s$	1.739	1.082	0.648	0.523	0.444	0.406	0.408
$\rho_{min}$ , kg/m <sup>3</sup>	208.2	90.66	42.79	39.31	39.24	37.39	34.56
$\Delta_1$ , mm	0.246	0.442	0.706	0.824	0.943	1.00	1.003
$\Delta_2$ , mm	0	0.134	0.362	0.451	0.542	0.599	0.619

при  $\lambda = 2.94 \mu m$ ). Пусть площадь лазерного пятна равна  $s = \pi r_0^2 = 2 \cdot 10^{-7}$  m<sup>2</sup> (радиус  $r_0 = 0.252$  mm), длительность импульса  $\tau = 1.2 \mu s$ . Исследуем зависимость параметров среды и канала просветления от параметра тепловыделения в диапазоне  $Q = 0-47.47$  ( $E_{in} = 0-15$  mJ) при фиксированных других параметрах задачи. Процесс нагрева характеризуется быстрым ростом температу-



**Рис. 2.** Форма импульса по времени  $f(t)$  (пунктир — интеграл по времени  $\int f(t)dt$ ): I —  $f(t) = C_1 t / \tau$  при  $0 \leq t \leq t_1 = \tau/n$  (число  $n = 2-5$ ,  $C_1 = 2n/[1/n + \sqrt{(\pi/C_2)}]$ ,  $C_2 = \ln 2/[1 - 1/2n^2]$ ) и  $f(t) = 0.5C_1 \exp[-C_2((t-t_1)/\tau)^2]$  при  $t > t_1$ ; II —  $f(t) = C \exp[-C_i((t-t_1)/\tau)^2]$ , где  $C = 2/[\sqrt{\pi}(1/\sqrt{C_2} + 1/\sqrt{C_3})]$ ,  $C_i = \ln 2/((t_i-t_1)/\tau)^2$ ,  $i = 2$  при  $0 \leq t \leq t_1 = 1.273\tau$ ,  $t_2 = 0.848\tau$ ,  $i = 3$  при  $t > t_1$ ,  $t_3 = 1.848\tau$  [1,6].

ры  $T$  и внутренней энергии  $\varepsilon$  в области, занятой излучением, с острым максимумом в центре. Плотность жидкости в этой сильно нагретой области монотонно уменьшается (более чем на 2 порядка) вплоть до  $t \sim 10\tau \sim 10^{-5}$  s. Давление в начальный интервал быстро растет до значений  $\sim 1$  GPa (табл. 1) и вызывает движение жидкости от центра со скоростью порядка  $u_0 = 219$  m/s. После того как скорость перемещения фронта возмущенной области жидкости (которая за время  $\sim \tau$  увеличивается до размеров  $\sim 10r_0$ ) начинает превышать скорость звука, возникает головная ударная волна. Сформированная головной частью лазерного импульса область уменьшенной плотности и сниженного более чем на порядок коэффициента поглощения есть канал просветления жидкости, по которому проходит заключительная часть энергии этого же импульса [8]. На рис. 3 показан канал просветления (поперечные распределения функции плотности  $\rho(r, t)$ ) в различные моменты времени  $0-1.9 \mu s$ . В табл. 1 приведены функции прозрачности  $T_{tr}$ , максимальные значения температуры  $T_m$ , давления  $p_m$  (в центре, при  $r = 0$ ), скорости  $u_m = \max[u(r, t)]$  и скорости звука  $a_m(r = 0)$  в зависимости от энергии импульса  $E_{in}$  или от параметра тепловыделения  $Q$ . Приведены также минимальные значения плотности (в центре, в момент  $t = 1.9 \mu s$ ), ширина канала просветления по уровню  $0.5\alpha_0$  к концу импульса  $\Delta_1$  ( $t = 1.9 \mu s$ ) и в середине  $\Delta_2$  (в момент  $t = 0.78 \mu s$ , когда энергия высветившегося излучения  $E(t)$  равна половине от полной  $E = 0.5E_{in}$ ).

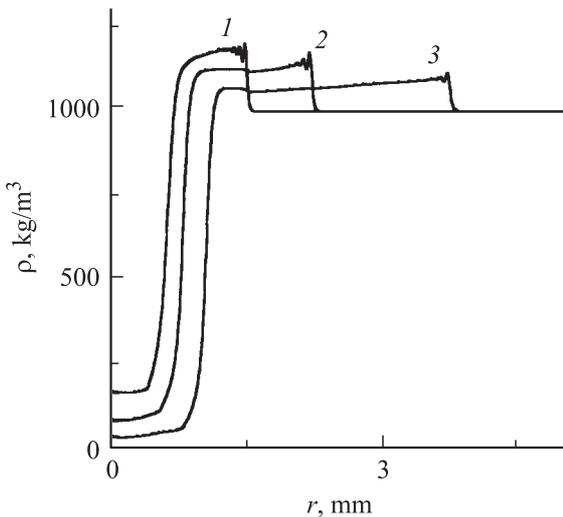
На рис. 4 показаны распределения плотности  $\rho(r, t)$  к концу импульса ( $t = 1.9 \mu s$ ) при значениях параметра тепловыделения  $Q = 3.17, 9.495, 28.48, 47.47$  (кривые 1-4 соответственно). Канал просветления расши-

**Таблица 2.** Экстремальные параметры среды: максимальная температура  $T_m$ , давление  $p_m$ , плотность  $\rho_m$ , скорость звука  $a_m$  (при  $r = 0$  m) и скорость жидкости  $u_m = \max[u(r, t)]$  с соответствующими моментами времени  $t$ ; поперечные размеры канала просветления в конце импульса  $\Delta_1$ , mm ( $t = 1.5 \mu s$ ) и в середине ( $\Delta_2$ , mm;  $t = 0.785 \mu s$ ), а также интегральная прозрачность слоя  $T_{tr} = E_{out}/E_{in}$  и минимальная плотность  $\rho_{min}$  ( $t = 1.5 \mu s$ ) в зависимости от числа Эйлера  $Eu = p_*/\rho_*u_0 = 0.1-10$  при значениях параметра тепловыделения  $Q = \alpha E_{in}/(\rho_0 \epsilon_* \pi r_0^2) = 47.47$  ( $I_{00} = 6.25 \cdot 10^{11}$  W/m<sup>2</sup>) и параметра поглощения  $N_\alpha = 0.0334$  ( $T_{tr,0} = 0.9$ ); форма импульса по времени  $f(t) - I$

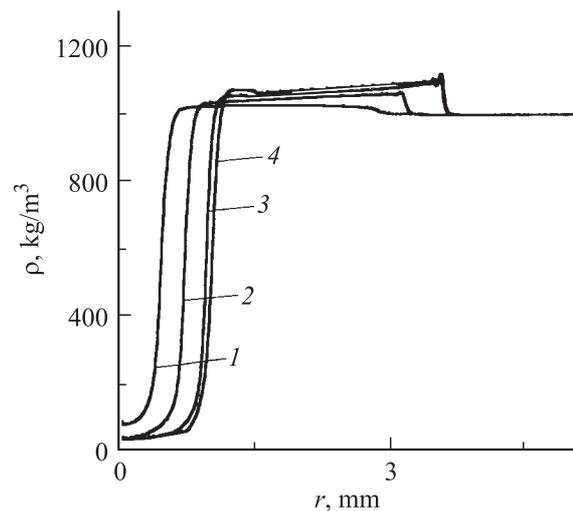
Eu	0.1	0.5	1.578	3	5	10
$r_0, \mu m$	1001	447.7	252	182.8	141.6	100.1
$E_{in}, mJ$	236.1	47.2	15	7.87	4.72	2.36
$T_{tr}$	0.9326	0.9536	0.9645	0.9720	0.9760	0.9795
$T_m, K$	4600	4571	4563	4511	4487	4458
$t, \mu s$	1.627	1.378	1.103	1.090	0.9672	0.8484
$p_m, GPa$	3.860	2.483	1.468	1.071	0.8388	0.5956
$t, \mu s$	0.288	0.2856	0.2400	0.2160	0.192	0.180
$\rho_m, kg/m^3$	1315	1252	1182	1176	1151	1121
$t, \mu s$	0.9120	0.8736	0.7176	0.4776	0.3120	0.2760
$a_n, m/s$	2630	2466	2154	2036	1987	1820
$t, \mu s$	0.288	0.262	0.264	0.276	0.288	0.288
$u_m, m/s$	975.4	720	624	534	481	410
$t, \mu s$	0.624	0.454	0.408	0.371	0.336	0.300
$\rho_{min}, kg/m^3$	230.1	126.4	52.02	31.45	17.75	13.33
$\Delta_1, mm$	2.11	1.33	0.90	0.735	0.615	0.525
$\Delta_1/r_0$	2.108	2.970	3.571	4.020	4.343	5.25
$\Delta_2, mm$	0.	0.851	0.619	0.501	0.421	0.330
$\Delta_2/r_0$	0.	1.90	2.456	2.740	2.973	3.30

рывается и углубляется с ростом параметра  $Q$ . Интервал значений  $\Delta Q = 1.58-3.165$  является порогом эффекта просветления по параметру  $Q$  (по поглощенной энергии лазерного излучения  $\alpha E_{in}$ ). Изменения функции прозрачности  $T_{tr}$  увеличиваются почти в 3 раза, от 0.01 до 0.028, в то время как в основном диапазоне значений

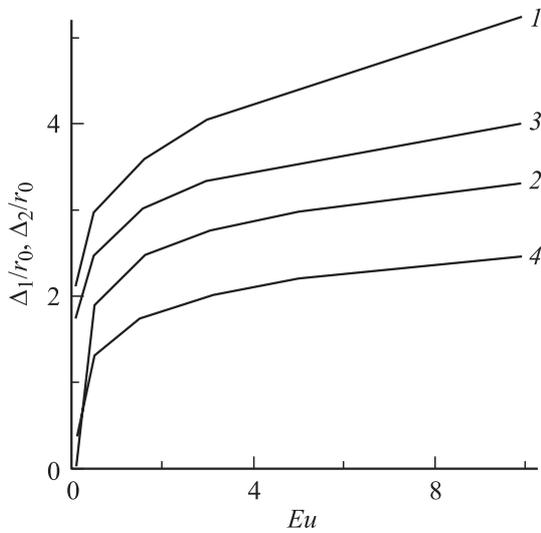
при вариациях параметра тепловыделения  $Q$  от 3.165 до 47.47 — только в 2.3 раза. В рассмотренном диапазоне интенсивности тепловыделения ширина канала возросла в несколько раз, темп прироста снизился от величины  $\sim 100\%$  ( $Q = 1.58$ ) практически до нуля (при  $Q = 47.47$ ).



**Рис. 3.** Распределение плотности воды  $\rho(r, t)$  в различные моменты времени: 1 —  $t = 0.72$ ; 2 —  $t = 1.08$ ; 3 —  $t = 1.9 \mu s$ . Параметры подобия  $Q = 47.47$  ( $E_{in} = 15$  mJ), число Эйлера  $Eu = 1.578$ , параметр поглощения  $N_\alpha = 0.0334$  ( $T_{tr,0} = 0.9$ ), число Рейнольдса  $Re = 5.222$ , число Прандтля  $Pr = 1$ , форма импульса по времени  $f(t) - I$ .



**Рис. 4.** Распределение плотности воды  $\rho(r, t)$  при различных значениях параметра подобия: 1 —  $Q = 3.17$ , 2 — 9.5, 3 — 28.5, 4 — 47.5 ( $E_{in} = 1, 3, 9, 15$  mJ), момент времени  $t = 1.9 \mu s$ . Число Эйлера  $Eu = 1.578$ , параметр поглощения  $N_\alpha = 0.0334$  ( $T_{tr,0} = 0.9$ ), число Рейнольдса  $Re = 5.222$ , число Прандтля  $Pr = 1$ , форма импульса по времени  $f(t) - I$ .



**Рис. 5.** Относительные радиусы канала просветления (по уровню  $0.5\alpha_0$ ) в конце импульса  $\Delta_1/r_0$  (1, 3) и в середине  $\Delta_2/r_0$  (2, 4): 1, 2 — оптически тонкий слой воды  $T_{tr,0} = 0.9$  ( $N_\alpha = 0.0334$ ); 3, 4 — оптически толстый слой  $T_{tr,0} = 0.02$  (параметр поглощения  $N_\alpha = 0.318$ ).

Заметим, что результаты, представленные в табл. 1, можно рассматривать в физических переменных как зависимости, полученные при фиксированной энергии импульса  $E_{in} = 15$  мДж в вариациях коэффициента поглощения в диапазоне  $\alpha_0 = 4.267 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1} - 1.28 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ ,  $\lambda = 2.94 \mu\text{м}$  ( $E_{in} = 37.2$  мДж,  $\alpha_0 = 1.720 \times 10^4 \text{ м}^{-1} - 0.516 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ ,  $\lambda = 2.79 \mu\text{м}$ ) при одновременном изменении толщины слоя  $L = [\ln(1/T_{tr,0})]/\alpha_0 = 2.47 - 0.0823 \mu\text{м}$  ( $L = 6.125 - 0.204 \mu\text{м}$  при  $\lambda = 2.79 \mu\text{м}$ ). Еще одна возможная трактовка результатов табл. 1 следующая: при фиксированном коэффициенте поглощения  $\alpha_0 = 0.516 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  ( $\lambda = 2.79 \mu\text{м}$ ) и толщине слоя воды  $L = 0.204 \mu\text{м}$  — вариации энергии импульса в диапазоне значений  $E_{in} = 1.24 - 37.2$  мДж.

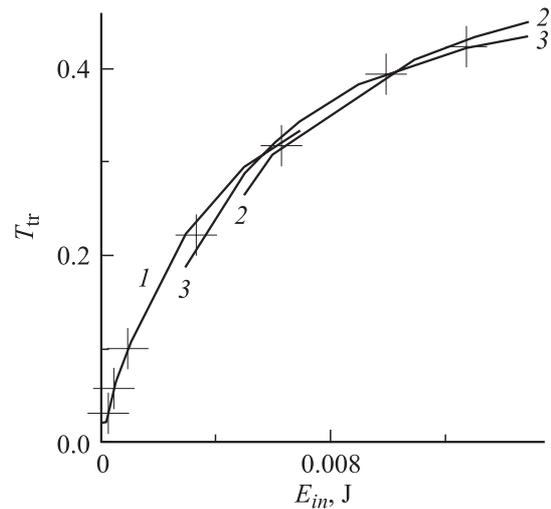
Зафиксируем параметры тепловыделения  $Q = 47.47$  и параметр поглощения  $N_\alpha = 0.0334$ . Будем варьировать число Эйлера  $Eu$  в диапазоне 0.1–10. В физических переменных эту серию испытаний можно интерпретировать как изменение поперечного размера пучка  $r_0 = 1.001 - 0.1001$  мм при одновременном изменении энергии импульса  $E_{in} = 2.361 - 236.1$  мДж или как изменение длительности импульса  $\tau = 0.302 - 3.02 \mu\text{с}$  ( $r_0 = 0.252$  мм,  $E_{in} = 15$  мДж). В табл. 2 приведены параметры среды и канала просветления при различных значениях числа Эйлера  $Eu = 0.1 - 10$  и фиксированных параметрах тепловыделения ( $Q = 47.47$ ) и поглощения ( $N_\alpha = 0.0334$ ).

На рис. 5 представлены зависимости относительного радиуса канала просветления в середине импульса  $\Delta_2$  и в конце  $\Delta_1$  от числа Эйлера (кривые 1, 2, параметры  $Q = 47.47$ ,  $N_\alpha = 0.0334$ ,  $Re = 5.222$ ). Импульс с гауссовым поперечным распределением интенсивности создает канал просветления, который уже к середине

интервала длительности импульса в 2–3 раза шире первоначального размера пучка (в интервале значений  $Eu = 0.5 - 10$ ). Если в последующий интервал времени направить второй (даже более широкий) импульс излучения, его пропускание может быть близким к единице. Конкретное значение функции прозрачности для второго импульса зависит, конечно, от его поперечного размера и длительности, от коэффициента поглощения среды (длины волны излучения). При уменьшении числа Эйлера  $Eu$  от 0.5 до 0.1 эффект просветления резко ослабевает и далее при  $Eu \rightarrow 0$  исчезает.

### Оптически толстый слой

Рассмотрим ситуацию, в которой начальная прозрачность невелика  $T_{tr,0} = 0.02$  ([6], рис. 3),  $\tau = 1.2 \mu\text{с}$ ,  $r_0 = 0.252$  мм,  $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  ( $\lambda = 2.94 \mu\text{м}$ ),  $L = 3.056 \mu\text{м}$ , форма импульса по времени  $f(t)$  — П. В [8] для этого варианта получено удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными в рамках модели одномерного (тонкого) слоя в диапазоне  $Q = 0 - 18.96$  ( $E_{in} = 0 - 6$  мДж,  $Eu = 1.578$ ,  $N_\alpha = 0.318$ ) с погрешностью  $\sim 10\%$ . Источник тепла задавался в виде  $q = Qg(r)f(t)$ . Улучшить соответствие можно, учитывая изменение функции интенсивности тепловыделения по глубине поглощающего слоя путем введения эффективного слоя поглощения  $\Delta z$ :  $q = Qg(r)f(t) \times \exp[-N_\alpha \rho(r, t) \Delta z]$ . На рис. 6 приведены экспериментальные результаты (значки + [6]) и теоретические



**Рис. 6.** Функция прозрачности слоя воды  $T_{tr}$  в зависимости от параметра тепловыделения  $Q$  (от энергии импульса  $E_{in}$ ). Начальная прозрачность  $T_{tr,0} = 0.02$  (параметр поглощения  $N_\alpha = 0.318$ ), число Эйлера  $Eu = 1.578$ , число Рейнольдса  $Re = 5.222$ , число Прандтля  $Pr = 1$ . Обозначения: + — экспериментальные данные, 1 — функция теплоподвода  $q = Q \exp[-r^2] f(t) \exp[-N_\alpha \rho(r, t) \Delta z]$ , форма импульса по времени  $f(t)$  — П; 2 —  $q = Q \times \exp[-r^2] f(t) \{1 - \exp[-N_\alpha \rho(r, t)]\} / N_\alpha \rho(r, t)$ ; 3 —  $f(t)$  — П.

**Таблица 3.** Максимальная температура  $T_m$ , давление  $p_m$ , минимальная плотность  $\rho_{\min}$  и соответствующие моменты времени  $t, \mu\text{s}$ ; функция прозрачности  $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$ , ширина канала просветления в конце импульса  $\Delta_1$  ( $t = 2.5 \mu\text{s}$ ) и в середине  $\Delta_2$  ( $t = 1.62 \mu\text{s}$ ) при значениях параметр тепловыделения  $Q = 1.58-47.47$ . Число Эйлера  $Eu = 1.578$ , параметр поглощения  $N_\alpha = 0.318$  (начальная прозрачность  $T_{\text{tr},0} = 0.02$ ); функция тепловыделения  $q(r, t) = Q \exp[-r^2]f(t) \exp[-N_\alpha \rho(r, t)\Delta z]$  при  $E_{\text{in}} = 0.5-7 \text{ mJ}$ ;  $q(r, t) = \exp[-r^2]f(t)[1 - \exp(-N_\alpha \rho(r, t))]/N_\alpha \rho(r, t)$  при  $E_{\text{in}} = 9-15 \text{ mJ}$ ;  $f(t) - \text{II}$

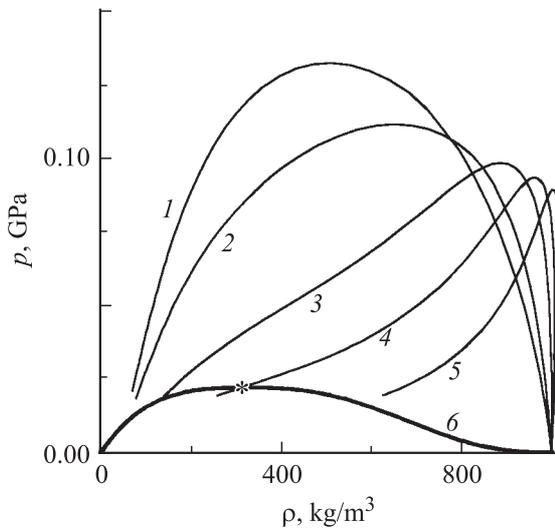
$E_{\text{in}}, \text{ mJ}$	0.5	1	3	7	9	13	15
$Q$	1.58	3.165	9.495	22.15	28.48	41.14	47.47
$T_{\text{tr}}$	0.063	0.102	0.218	0.333	0.369	0.431	0.449
$T_m, \text{ K}$ ;	797	1100	2273	4251	4329	4435	4469
$t, \mu\text{s}$	2.203	2.347	2.352	2.119	2.143	2.107	2.131
$p_m, \text{ GPa}$	0.0862	0.1326	0.260	0.3985	0.4198	0.489	0.515
$t, \mu\text{s}$	1.675	1.723	1.536	1.387	1.363	1.291	1.246
$\rho_{\min}, \text{ kg/m}^3$	213	140.1	68.4	53.96	55.38	54.02	56.2
$t = 2.5 \mu\text{s}$							
$\Delta_1, \text{ mm}$	0.260	0.315	0.475	0.610	0.655	0.760	0.765
$\Delta_2, \text{ mm}$	0	0	0.181	0.310	0.345	0.415	0.441
$u_m, \text{ m/s}$	117.9	164.4	261	329.6	344.2	383.7	397.7
$t, \mu\text{s}$	2.419	2.203	1.872	1.651	1.627	1.531	1.529
$a_m, \text{ m/s}$	1600	1604	1616	1711	1711	1712	1858
$t, \mu\text{s}$	1.056	1.008	0.912	1.723	1.627	1.435	1.361

**Таблица 4.** Максимальная температура  $T_m$ , давление  $p_m$  и минимальная плотность  $\rho_{\min}$  ( $t = 2.5 \mu\text{s}$ ) с соответствующими моментами времени  $t, \mu\text{s}$ ; интегральная прозрачность слоя  $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$ , ширина канала просветления в конце импульса  $\Delta_1$  ( $t = 2.5 \mu\text{s}$ ) и в середине  $\Delta_2$  ( $t = 1.62 \mu\text{s}$ ) при значениях числа Эйлера  $Eu = 0.1-10$ . Параметр тепловыделения  $Q = 47.47$ , параметр поглощения  $N_\alpha = 0.318$  (начальная прозрачность  $T_{\text{tr},0} = 0.02$ ); функция тепловыделения  $q(r, t) = \exp[-r^2]f(t)[1 - \exp(-N_\alpha \rho(r, t))]/N_\alpha \rho(r, t)$ ; форма импульса по времени  $f(t) - \text{II}$

$Eu$	0.1	0.5	1.6	3	5	10
$E_{\text{in}}, \text{ mJ}$	236.1	47.2	15	7.87	4.72	2.36
$T_{\text{tr}}$	0.118	0.2864	0.449	0.5316	0.608	0.6866
$T_m, \text{ K}$	4442	4473	4469	4465	4491	4462
$t, \mu\text{s}$	2.419	2.314	2.131	2.269	2.119	1.976
$p_m, \text{ GPa}$	1.881	0.8842	0.515	0.381	0.2954	0.2158
$t, \mu\text{s}$	1.507	1.344	1.246	1.219	1.152	1.104
$\rho_{\min}, \text{ kg/m}^3$	279.5	119.8	56.2	32.68	20.08	9.922
$r_0, \mu\text{m}$	1001	447.7	252	182.8	141.6	100.1
$\Delta_1, \text{ mm}$	1.725	1.10	0.765	0.610	0.50	0.40
( $2.5 \mu\text{s}$ )						
$\Delta_1/r_0$	1.723	2.457	3.036	3.336	3.531	4.00
$\Delta_2, \text{ mm}$	0.365	0.582	0.441	0.364	0.310	0.2455
( $1.62 \mu\text{s}$ )						
$\Delta_2/r_0$	0.3646	1.30	1.75	1.991	2.189	2.450

(кривая 1), причем эффективная толщина слоя поглощения составляет  $\Delta z = \Delta z_{\text{phys}}/L = 0, 0.13, 0.28, 0.30, 0.35$  ( $Q = 1.6, 3.17, 9.5, 15.8, 22.2$ ;  $E_{\text{in}} = 0.5-7 \text{ mJ}$ ). Расхождение с экспериментальными данными составляет  $\sim 1\%$ . В диапазоне значений  $Q \approx 16-48$  хорошее соответствие с экспериментальными данными ( $\sim 1\%$ ) дает функция теплоподвода  $q(r, t) = Qg(r)f(t)\{1 - \exp[-N_\alpha \rho(r, t)]\}/N_\alpha \rho(r, t)$  (кривая 2 на рис. 6). Выражение для  $q(r, t)$  получено путем интегрирования функции источников тепла по всей толщине слоя в предположении постоянства плотности. Таким образом, здесь плотность есть некоторая эффективная, усредненная по толщине

сильно поглощающего слоя величина. Заметим, что форма импульса по времени слабо влияет на функцию прозрачности (кривая 3 на рис. 6). Отличие для двух рассмотренных в настоящей работе функций  $f(t) - \text{I}$  и  $\text{II}$ , в которых пики отстоят на величину  $\sim \tau$ , т.е. на характерное значение длительности импульса, составило величину  $\leq 10\%$  в диапазоне  $Q = 9.5-50$ . В табл. 3 приведены экстремальные параметры среды: максимальная температура  $T_m$ , давление  $p_m$  и минимальная плотность  $\rho_{\min}$  с соответствующими моментами времени  $t, \mu\text{s}$ , а также интегральная прозрачность слоя  $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$  и ширина канала просветления в зависимости от парамет-



**Рис. 7.** Траектория различных точек в жидкости на плоскости  $p$ – $\rho$  в процессе нагрева: 1 —  $r = 0$ , 2 —  $r = 63 \mu\text{m}$ , 3 —  $r = r_0 = 252 \mu\text{m}$ , 4 —  $r = 315 \mu\text{m}$ , 5 —  $r = 378 \mu\text{m}$ , 6 — бинадаль, \* — критическая точка. Параметр  $Q = 3.17$  ( $E_m = 1 \text{ mJ}$ ,  $\tau = 1.2 \mu\text{s}$ ), момент времени  $t = 3.2 \mu\text{s}$ , число Эйлера  $Eu = 1.578$ , форма импульса по времени  $f(t)$  — П, начальная прозрачность  $T_{tr,0} = 0.02$  (параметр поглощения  $N_\alpha = 0.318$ ).

ра тепловыделения  $Q = 1.6$ – $50$  ( $Eu = 1.6$ ;  $N_\alpha = 0.318$ ;  $T_{tr,0} = 0.02$ ), в табл. 4 — параметры среды и канала просветления в зависимости от числа Эйлера  $Eu = 0.1$ – $10$  при постоянном значении параметра тепловыделения  $Q = 47.47$  ( $N_\alpha = 0.318$ ;  $T_{tr,0} = 0.02$ ). Зависимости поперечного размера канала просветления в конце и в середине импульса от числа Эйлера построены на рис. 5 (кривые 3, 4). Во второй половине импульса поперечный размер канала просветления в 1.3–2.5 раза превышает поперечный размер просветляющего жидкость пучка (в интервале значений  $Eu = 0.5$ – $10$ ). Поперечный размер канала просветления растет с увеличением числа Эйлера как в случае оптически тонкого слоя, так и в случае оптически толстого слоя жидкости. При  $Eu \rightarrow 0$  эффект просветления исчезает.

После завершения импульса (или при относительно небольших энергиях, где-то на завершающей его стадии) кривая состояния жидкости на диаграммах  $p$ – $\rho$ – $\varepsilon$  пересекает бинадаль (линию равновесия жидкость–пар) и спинодаль (линию абсолютной неустойчивости, за которой невозможно состояние перегретой жидкости или переохлажденного пара). На рис. 7 на диаграмме  $p$ – $\rho$  показаны ситуации, из которых начинается процесс образования парожидкостного пузыря: 1–3 — в переохлажденном паре начинают конденсироваться капли, плотность возрастает; 4 — вся жидкость переходит в пар после достижения критической точки, плотность убывает, 5 — в перегретой жидкости образуются пузырьки пара, плотность убывает. Температура в точках, соответствующих кривым 1–3, после пересечения бина-

дали (или спинодали) может слегка подрасти, вернее, снизится темп ее уменьшения, а в точках 4, 5 — увеличится темп снижения температуры. В дальнейшем давление и температура в парожидкостной возмущенной области продолжают уменьшаться, а плотность возрастает. Жидкость возвращается в состояние, близкое к первоначальному.

Исследования показали, что для отдельного пучка (длительностью  $\tau \sim 10^{-10}$  s) гидродинамический механизм просветления не является существенным, изменения плотности незначительны, хотя изменения давления и внутренней энергии (температуры) велики. Испарительный механизм, как и в случае гигантского импульса ( $\tau \sim 10^{-6}$  s), не работает. В литературе обсуждаются механизмы просветления за счет насыщения поглощения, уширения полосы и сдвига линии поглощения [6,7]. Какой из упомянутых эффектов является определяющим для коротких пучков, покажут дальнейшие исследования.

## Выводы

Канал просветления расширяется и углубляется (по форме поперечного распределения плотности или коэффициента поглощения) с ростом параметра интенсивности тепловыделения  $Q$  при постоянных других параметрах подобия. Темп прироста ширины канала снижается с увеличением параметра  $Q$ .

Поперечный размер канала просветления растет с увеличением числа Эйлера  $Eu$  (при постоянном значении параметра интенсивности тепловыделения  $Q$  и других параметрах задачи) как в случае оптически тонкого слоя (параметр поглощения мал  $N_\alpha \ll 1$ , начальная прозрачность  $T_{tr,0} \sim 1$ ), так и в случае оптически толстого слоя жидкости ( $N_\alpha \sim 1$ ,  $T_{tr,0} \ll 1$ ). Во второй половине интервала длительности импульса канал просветления в несколько раз шире поперечного размера лазерного пучка. При уменьшении числа Эйлера  $Eu$  от 0.5 до 0.1 эффект просветления быстро ослабевает.

Для коротких пучков ( $\tau \sim 10^{-10}$  s,  $Eu \ll 1$ ) возмущения плотности жидкости незначительны по сравнению с вариантом гигантского импульса ( $\tau \sim 10^{-6}$  s,  $Eu \sim 1$ ). Гидродинамический механизм просветления не реализуется.

## Список литературы

- [1] Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Прохоров А.М. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 6. С. 1820–1824.
- [2] Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 1 (7). С. 114–121.
- [3] Андреева Л.И., Водопьянов К.Л., Кайдалов С.А. и др. // КЭ. 1986. Т. 13. № 3. С. 499–509.
- [4] Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П. и др. // КЭ. 1987. Т. 14. № 6. С. 1219–1224.

- [5] *Водопьянов К.Л., Карасев М.Е., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Токер Г.Р.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 324–329.
- [6] *Водопьянов К.Л.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 1. С. 205–218.
- [7] *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Пашинин П.П.* // КЭ. 2000. Т. 30. № 11. С. 975–978.
- [8] *Кучеров А.Н.* // ДАН. 2003. Т. 388. № 5. С. 616–619.
- [9] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [10] *Виноградова М.В., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
- [11] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз, 1967. 683 с.
- [12] *Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В.* // УФН. 1967. Т. 93. Вып. 6. С. 19–70.
- [13] *Луговой В.Н., Прохоров А.М.* // УФН. 1973. Т. 111. Вып. 2. С. 203–247.
- [14] *Маркузе Д.* Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 с.
- [15] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 848 с.
- [16] *Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А.* Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1969. 408 с.
- [17] *ГСССД 98-86.* Вода. М.: Изд-во стандартов, 1986. 33 с.
- [18] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 583 с.
- [19] *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.