

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов

**МОДЕЛЬ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ КРУПНЫХ ВОДНЫХ КАПЕЛЬ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ СО₂-ЛАЗЕРА**

Построена модель процесса светоиндуцированных деформаций крупных поглощающих водных капель. Проанализирована роль гидродинамического механизма, а также эффекта фазового взрыва перегретой жидкости в разрушении частиц. Интерпретирован экспериментальный результат по зависимости размеров осколков дробления капель от скорости ввода в вещество частиц световой энергии.

Действие интенсивного лазерного излучения на поглощающие жидкие частицы вызывает интенсивные фазовые превращения в их объеме — взрывное вскипание [1]. На характер вскипания существенным образом влияет распределение поглощенной световой энергии внутри частиц. При квазиоднородном поглощении излучения, реализующемся в каплях с радиусами $a_0 \leq (2\alpha_n)^{-1}$, где α_n — коэффициент поглощения жидкости на длине волны лазерного излучения, наблюдается объемное вскипание капель с последующим их разрушением. Данный режим, получивший название режима однородного фазового взрыва [1], достаточно подробно исследован в [1–3]. Для поглощающих частиц более крупных размеров ($a_0 > (2\alpha_n)^{-1}$) поле внутреннего энерговыделения существенно неоднородно и характеризуется наличием максимумов вблизи освещенной и теневой поверхностей капли [4]. Эксперименты [5–10] показали, что взрыв таких частиц, как правило, проходит многоэтапно. Сначала следуют выбросы пароконденсата с поверхности капли, затем происходит деформация частицы и разрушение ее на фрагменты, которые в случае продолжительного поступления лазерной энергии также дробятся.

В настоящей статье проводится построение теоретических моделей деформации и разрушения крупных водных капель излучением СО₂- лазера при высоких скоростях нагрева для режимов тепловыделения, когда не происходит выравнивания температурных градиентов внутри частиц. Существенной стороной подхода является использование экспериментальных данных.

1. Анализ отмеченных выше экспериментальных данных позволяет составить следующую картину процесса деформации жидкой частицы. В результате нагрева в приповерхностных слоях капли (там, где максимально тепловыделение) реализуются условия для взрывного вскипания жидкости. Выбросы образующейся пароконденсатной смеси оказывают реактивное давление на поверхностные слои капли, приводя к ее деформации и движению как целого. В дальнейшем при определенных условиях возможно разрушение деформированной частицы на фрагменты.

Рассмотрим постановку задачи о деформации жидкой частицы в интегральной формулировке:

$$\frac{d}{dt}(K + K_m + \Pi) + N = \int_S p(\mathbf{v}\mathbf{n}) dS'; \quad (1)$$

$$M'_0 \frac{d\mathbf{v}_m}{dt} = \mathbf{n} \int_S p(\mathbf{r}) dS' + \mathbf{F}_a. \quad (2)$$

Уравнение (1) есть уравнение баланса энергии деформированной частицы, а (2) — уравнение движения ее центра масс. В (1)–(2) $K = \frac{1}{2} \int_V \rho_1 v^2 dV'$ — кинетическая энергия жидкости в капле;

$\Pi = \sigma S$ — поверхностная энергия; $N = \frac{1}{2} \eta \int_V \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 dV'$ — скорость вязкой диссипации;

$K_m = \frac{1}{2} (M'_0 v_m^2)$ — кинетическая энергия движения центра масс; M'_0 , \mathbf{v}_m — масса, вектор скорости

всей капли после выбросов пароконденсата; V , S — объем и площадь деформированной капли; \mathbf{v} — вектор скорости течения; \mathbf{n} — вектор внешней нормали к поверхности капли; σ — коэффициент поверхностного натяжения; p — поле внешнего давления на поверхности частицы; η — динамическая вязкость; \mathbf{F}_a — аэродинамическая сила сопротивления движению капли [11]; ρ_1 — плотность жидкости; \mathbf{r} — радиус-вектор в капле.

Поскольку число Рейнольдса данной задачи $Re = va_0/\nu \gg 1$, где ν – кинематическая вязкость жидкости, то за исключением области пограничного слоя толщиной $\delta = a_0 / \sqrt{Re} \ll a_0$ течение внутри капли может быть рассмотрено потенциальным [11].

В теории деформации и разрушения частиц часто используют представление формы возмущенной поверхности в виде эллипсоидов [12]. Следуя этому приближению для потенциала скорости Φ можно записать [11]:

$$\Phi = \frac{1}{2} \left(\frac{x^2}{a_1} \frac{da_1}{dt} + \frac{y^2}{a_2} \frac{da_2}{dt} + \frac{z^2}{a_3} \frac{da_3}{dt} \right),$$

где a_i – полуоси. Вектор скорости $\mathbf{v} = \nabla \Phi$ и, таким образом, удается определить все слагаемые, входящие в (1).

Для типа деформации капли – эллипсоида вращения ($a_1 = a_3$), с введением новых переменных $\gamma = a_2/a_1$ – степени деформации, $\tau = \Omega_0 t$ – безразмерного времени ($\Omega_0 = (8\sigma / \rho_1 a_0^3)^{1/2}$ – основная частота собственных колебаний капли), уравнение (1) без учета вязкой диссипации трансформируется к виду

$$\begin{aligned} \frac{d^2\gamma}{d\tau^2} - \frac{(\gamma^2 + 2)}{3\gamma(\gamma^2 + 1/2)} \frac{d\gamma}{d\tau} + \frac{135\gamma^{8/3}}{32(\gamma^2 + 1/2)} \frac{dS}{d\tau} = \\ = \frac{\gamma^{8/3}}{2(d\gamma/d\tau)(\gamma^2 + 1/2)} \frac{1}{4\pi\sigma a_0^3} \left[\int_S p(\mathbf{v}\mathbf{n}) dS' - \Omega_0 \frac{d}{d\tau} (K_M) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} S &= \left(2\pi a_1^2 + \frac{\pi a_2^2}{\sqrt{1-\gamma^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1-\gamma^2}}{1 - \sqrt{1-\gamma^2}} \right) \frac{1}{a_0^2}, \text{ при } \gamma < 1 \text{ и} \\ S &= \left(2\pi a_1^2 + 2\pi \frac{a_2^2 \gamma^2}{\sqrt{\gamma^2-1}} \arcsin \frac{\sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma} \right) \frac{1}{a_0^2}, \text{ при } \gamma \geq 1. \end{aligned}$$

Нетрудно убедиться, что при $|\gamma - 1| \rightarrow 0$ и нулевой правой части уравнение (3) переходит в уравнение малых колебаний.

2. Рассмотрим случай, когда возбуждение деформаций капли происходит вследствие реактивного давления взрывающихся поверхностных слоев. Можно считать, что $p(\tau) \sim \delta(\tau - \tau_{вз})$, где $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака; $\tau_{вз}$ – безразмерное время начала взрывного вскипания [3], так как время образования и роста паровой фазы в зоне энерговыделения значительно меньше, чем время деформации частицы.

Интегрируя (3) по времени и учитывая, что по закону сохранения импульса

$$\int_0^\infty d\tau' \int_S p(\mathbf{v}\mathbf{n}) dS' = \frac{I_p^2}{2M'_0},$$

где $I_p = \int_0^{M_1} (\mathbf{v}\mathbf{n}) dM = v_1 M_1 + v_2 M_2$ – реактивный импульс отдачи от отлетающего пара; M_1 , v_1 , M_2 , v_2 – масса и скорость пароконденсата, выбрасываемого на освещенной и теневой поверхностях капли соответственно получим

$$\frac{16(\gamma^2 + 1/2)}{135\gamma^{8/3}} \left(\frac{d\gamma}{d\tau} \right)^2 + \frac{S(\tau_1)}{2\gamma^{2/3}} = \frac{1}{2} S(\tau_1 = 0) + \frac{I_p^2}{8\pi a_0^3 \sigma M'_0} = K_M / (4\pi\sigma a_0^3), \quad (4)$$

Здесь $\tau_1 = \tau - \tau_{вз}$ ($\tau_{вз} = \Omega_0 t_{вз}$).

Кинетическая энергия движения центра масс капли находится с помощью (2) и имеет вид

$$K_M = \frac{M'_0 v_M^2}{2} = \frac{2I_p^2}{9M'_0},$$

где $M'_0 = M_0 - (M_1 + M_2)$, M_0 – начальная масса капли радиуса a_0 . Начальные условия к (4):

$$\gamma(\tau_1 = 0) = \gamma_0;$$

$$\left. \frac{d\gamma}{d\tau} \right|_{\tau_1=0} = -\frac{1}{a_0} \left[\frac{43(5(M_1^2 v_1^2 + M_2^2 v_2^2) + 26M_1 v_1 M_2 v_2)}{288\pi\sigma M'_0} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $\gamma_0 = a_2^0 / a_1^0$; $a_2^0 = a_0$, $a_1^0 = 3M'_0 / (4\pi\rho_1 a_0^2)$.

Масса выбрасываемого пароконденсата M_1, M_2 находится из решения задачи о фазовом взрыве капли [1,3] и конкретного вида поля температуры в частице при $t = t_{вз}$. Значение v_1, v_2 , как показывают экспериментальные исследования [5–10], при высоких скоростях нагрева капли варьируют в диапазоне $\sim 400\div 600$ м/с. Аналогичные значения дает и теоретический расчет начальной стадии газодинамического разлета продуктов взрывного разрушения водных капель [1, 3].

В данной работе был выполнен численный расчет зависимости $\gamma(\tau)$ по (4), (5) при различных начальных условиях. Рассмотрены ситуации, характеризующиеся высокими скоростями нагрева ($(M_1+M_2)/M'_0 = 0,5; 0,25; 0,15$ для $a_0 = 15; 30; 50$ мкм) и деформаций. Результаты расчета представлены на рис. 1.

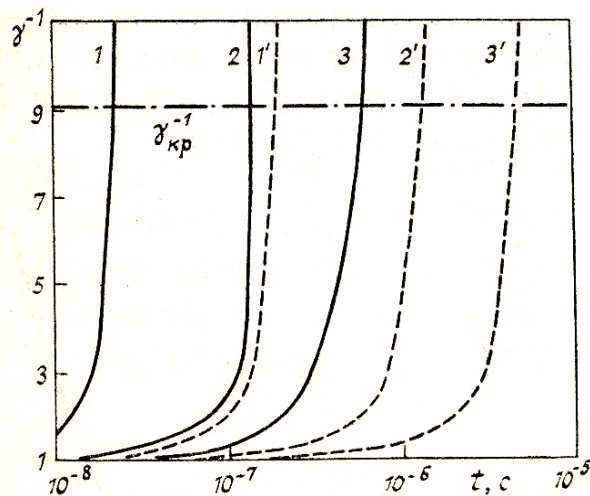


Рис. 1. Зависимость от времени обратной величины степени деформации водных капель различного начального размера $a_0 = 15$ (1, 1'); 3,0 (2, 2'); 50 мкм (3, 3') при $J_n = 2 \cdot 10^9$ (1–3) и $5 \cdot 10^8$ К/с (1'–3')

3. При плотности энергии излучения w , близкой к порогу вскипания жидкости $w_{вз}$, экспериментально был обнаружен другой тип деформации крупных капель [14], когда частица вначале вытягивалась вдоль направления излучения за счет возникновения и роста паровых областей вблизи поверхности, а затем происходили ее релаксационные колебания.

Рассмотрим модель таких деформаций капли и ее последующей релаксации на основе следующих представлений. За время, называемое временем деформации t_d , после начала воздействия вблизи освещенной и теневой поверхностей возникают паровые пузыри, которые искажают эти поверхности. Капля приобретает форму эллипсоида вращения с главной осью, совпадающей с направлением действия лазерного излучения. В дальнейшем считается, что пузыри не влияют на динамику капли, движения центра масс не происходит.

В математическом плане постановка задачи, соответствующая данной модели, сводится к уравнению (3) с нулевой правой частью и начальными условиями, заданными в момент $\tau = \tau_d$ ($\tau_d = \Omega_0 t_d$):

$$\gamma(\tau_d) = \gamma_0; \quad (d\gamma/d\tau)|_{\tau=\tau_d} = 0.$$

Значения начальной деформации определяются из (4), где $\tau_1 = \tau - \tau_d$, $K_M = 0$; v_1, v_2 — скорости движения поверхности освещенной и теневой полусфер капли. Для крупных капель, малых скоростей закачки энергии, когда образуется небольшое количество пузырей, скорость движения поверхности жидкости при близком подходе к ней пузыря можно найти из задачи динамики пузыря, растущего из центра капли. Решение этой задачи известно [15]. Таким образом, для определения γ_0 удастся записать уравнение

$$\left(1 + \frac{\gamma_0^2}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}} \arcsin \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{\gamma_0} \right) \gamma_0^{-2/3} (\gamma_0 - 1)^{1/3} = \frac{a_0 \rho_2}{3\sigma} (v_1^2 + v_2^2),$$

где ρ_2 — плотность пара.

Результаты численного решения задачи о релаксационных колебаниях приведены на рис. 2, где по оси ординат отложено значение относительного сдвига частоты колебаний $(\Omega - \Omega_0)/\Omega_0$ от частоты собственных колебаний Ω_0 в зависимости от начального радиуса частиц. Здесь же нанесены экспериментальные данные, взятые из [14].

Из рисунка видно, что с уменьшением размера частиц степень нелинейности колебаний возрастает. Количественное отличие экспериментальных данных от расчетных в области больших частиц свидетельствует о том, что в экспериментах регистрировались типы колебаний, отличные по частоте от основной моды.

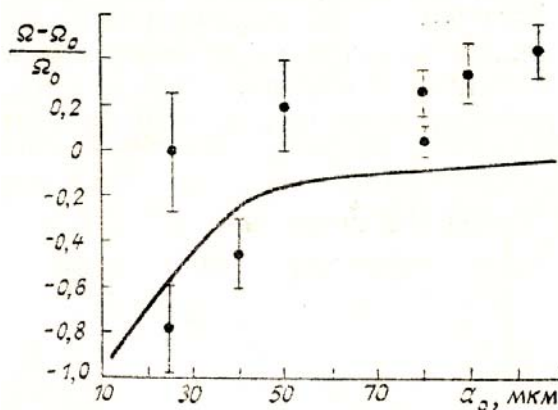


Рис. 2. Зависимость относительного сдвига частоты деформационных колебаний капли от ее размера по данным [14]. Сплошная кривая — теоретический расчет

4. Рассмотренные выше модели процессов, происходящих при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с поглощающими крупными каплями, указывают на то, что при определенных условиях реализуются значительные деформации частиц.

При рассмотрении физических механизмов разрушения таких капель можно выделить два основных процесса, приводящих к их распаду: гидродинамическая неустойчивость и фазовый взрыв. В первом случае капля, основная масса которой остается не прогретой излучением, разрушается под действием удара по фронтальным поверхностям отлетающим из зон энерговыделения пароконденсатом, и причиной разрушения является развитие возмущений поверхности в условиях высоких скоростей деформации. По данным экспериментов [16] при гидродинамической неустойчивости разрушение капель на фрагменты наступает при $\gamma = \gamma_{кр} \approx 0,1$. Во втором случае причиной разрушения является взрывное вскипание капли, еще не успевшей достичь размера критической деформации $\gamma_{кр}$. Здесь важным оказывается возрастание объема перегретой жидкости, когда происходит сплющивание капли перпендикулярно направлению излучения.

Далее рассмотрим временные характеристики процесса: время вскипания однородного слоя $t_{вз}$ [3], время Достижения критическом деформации $t_{кр}$, после которого происходит разрушение за счет гидродинамической неустойчивости ($\gamma_{кр} = \gamma(t_{кр})$), и наконец, время достижения однородности поглощения $t_{одн}$, когда поперечный размер частицы становится сравнимым с $\alpha_{п}^{-1}$.

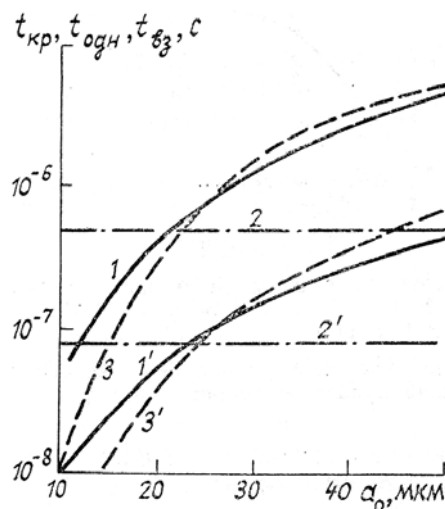


Рис. 3. Зависимость характерных времен $t_{кр}$ (1), $t_{вз}$ (2), $t_{одн}$ (3) процесса деформационного разрушения капли от ее размера при $J_u = 5 \cdot 10^8$ (1-3) и $2 \cdot 10^9$ (1'-3') К/с

Вопрос о том, какой из двух процессов разрушения деформированной частицы — гидродинамический или взрывное вскипание, будет преобладать, определяется соотношением скоростей деформации и нагрева, которые, в свою очередь, зависят от размера частиц и энергетических параметров излучения. Зависимость $t_{кр}$ и $t_{одн}$, рассчитанных по уравнению (4), от размеров капель при различных значениях параметра скорости нагрева J_u , определяемого, как $J_u = \alpha_{п1} w_u / \rho_1 C_p t_u$, где w_u — полная плотность энергии в импульсе излучения длительностью t_u , C_p — удельная изобарная теплоемкость жидкости, приведена на рис. 3. Анализ данных показывает, что при различных скоростях ввода энергии J_u и размерах капель a_0 возможны разные режимы разрушения.

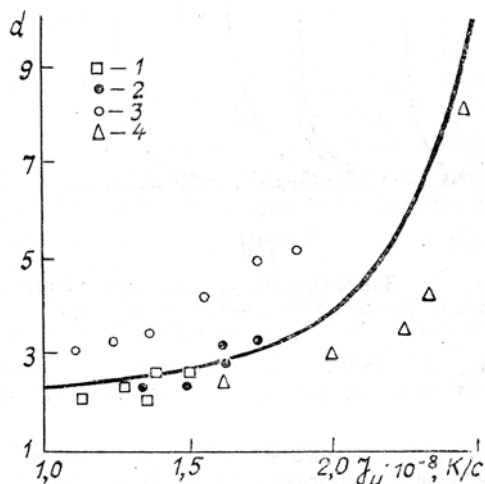


Рис. 4. Зависимость степени дробления капель с $a_0 = 10$ (1); 15 (2); 20 (3) и 25 мкм (4) от скорости нагрева [7]. Сплошная кривая — теоретический расчет

При $t_{кр} < t_{вз}$ ($10 \text{ мкм} \lesssim a_0 \lesssim 25 \text{ мкм}$) преобладает гидродинамический режим разрушения. Здесь скорость деформации капли значительно превышает скорость ее разогрева до температуры взрывного вскипания. Для капель с $a_0 \gtrsim 25 \text{ мкм}$, когда $t_{вз} < t_{кр}$, $t_{одн}$, характерно разрушение фронтальных слоев в результате их взрывного вскипания. В промежуточной области размеров частиц ($a_0 \approx 25 \text{ мкм}$), когда скорости деформации и нагрева близки, механизмы разрушения конкурируют друг с другом ($t_{кр} \sim t_{вз}$). При выполнении условия $t_{одн} < t_{кр}$, $t_{вз}$ поперечный размер капли к моменту разрушения становится сравним с длиной поглощения, в результате чего уже весь объем частицы оказывается значительно перегретым и возможно его взрывное вскипание. Образующиеся при разрушении «осколки», имея высокую температуру, могут повторно вскипеть практически без дополнительных энергозатрат.

Рассмотрим более детально разрушение частицы при гидродинамической неустойчивости. В этом случае весьма важно установить размер капель — «осколков», образующихся при гидродинамическом разрушении, а также их зависимость от энергетики воздействия и размеров исходных капель. Оценим эффективный размер фрагментов дробления \bar{a}_k , пользуясь балансным соотношением для энергии. Очевидно, что вся запасенная деформированной частицей энергия W_0 , с учетом оттока ее части K_M на светореактивное движение центра масс, при дроблении перейдет в кинетическую K_N и поверхностную энергию Π_N образующихся N_k осколков:

$$W_0 = \int_0^t dt' \int_S (\mathbf{v}\mathbf{n}) p dS' + \Pi(t=0) - K_M = K_N + \Pi_N.$$

Используем для оценок приближение монодисперсности осколков:

$$K_N = \frac{2\pi}{3} \rho_1 N_k \bar{a}_k^3 \bar{v}_k^2; \quad \Pi_N = 4\pi\sigma a_k^2 \cdot N_k,$$

где \bar{v}_k — средняя скорость движения осколков. Ее можно оценить как $\bar{v}_k \approx (da/dt)|_{v=v_{кр}}$. Расчеты показали, что в рассматриваемом диапазоне скоростей деформации $K_N \ll \Pi_N$. На основании этого, а также учитывая, что $N_k = 3M'_0 / 4\pi\rho_1 \bar{a}_k^3$, для степени дробления капли $d = a_0/\bar{a}_k$ получим

$$d = \frac{a_0 \rho_1 W_0}{3M'_0 \sigma}.$$

Из (6) следует, что степень дробления d пропорциональна передаваемой капле энергии удара, которая, в свою очередь, зависит от скорости нагрева J_u . Поскольку как числитель, так и знаменатель в (6) пропорциональны a_0^3 , то зависимость $d(a_0)$ достаточно слаба (в отличие от однородного взрыва, когда $d \sim a_0$ [3]).

Расчет $d(J_u)$, выполненный по (6), приведен на рис. 4 (сплошная линия). Из рисунка видно, что с ростом скорости энерговысвобождения увеличивается степень дробления капель. Данный факт был установлен также в экспериментах [7], результаты которых представлены на рис. 4. Поскольку в [7] использовался непрерывный CO_2 -лазер, то в этом случае $J_u = \alpha_{\text{п}} I_0 / \rho_1 C_p$, где I_0 — интенсивность излучения.

Анализ данных на рис. 4 показывает, что в области малых скоростей закачки световой энергии фрагменты дробления имеют крупные размеры, что обеспечивает при продолжении действия излучения и достаточном уровне плотности энергии в импульсе их эффективный нагрев до взрывного вскипания. На такой двухкратный взрыв крупных капель ($a_0 \lesssim 23$ мкм.) указывают также экспериментальные исследования [14].

Для крупных частиц ($a_0 \gg \alpha_{\text{п}}^{-1}$), когда справедливо неравенство $t_{\text{вз}} < t_{\text{кр}}$, $t_{\text{одн}}$, возможен режим послонного взрыва. В этом случае можно пренебречь влиянием деформации на ход процесса и рассматривать его как последовательность фаз нагрева, вскипания и отлета поглощающего поверхностно слоя. Такой «пульсирующий» взрыв экспериментально наблюдался в [5].

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
2. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 312 с.
3. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 27–34.
4. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
5. Погодаев В.А., Костин В.В., Хмелевцов С.С., Чистякова Л.К. // Изв. вузов. Физика. 1974. № 3, С. 56–60.
6. Баринов В.В., Сорокин С.А. // Квантовая электроника. 1973. № 3. С. 5–11.
7. Alexander D.R., Armstrong J.G. // Appl. Opt. 1987. № 23. P. 533–536.
8. Autric M., Lefauconnier C., Vigliano P. // AIAA Pap. 1987. № 1454. P. 13–18.
9. Autric M., Vigliano P., Dufresne D. // AIAA. 1988. № 1. P. 65–67.
10. Pinnick R.G., Armstrong R.L., Pendleton J.D. et al. // Appl. Opt. 1990. V. 29. № 7. P. 918–925.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.Ж. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
12. Гордин К.А., Истратов А.Г., Либровин В.Б. // Механика жидкости и газа. 1969. № 1. С. 8–16.
13. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Справочник / В.П. Скрипов, Е.Н. Сеницын, П.А. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
14. Толстяков Ю.В. // Автореферат дис. ... канд. физ.-мат. наук. Обнинск. ИЭМ, 1987.
15. Лоскутов В.С., Стрелков Г.М. Взрывное испарение слабопоглощающих капель под воздействием лазерных импульсов. М., 1980. 55 с. (Препринт/ИРЭ АН СССР. № 12 (295)).
16. Волгин Б.П., Югай Ф.С. // ПМТФ. 1968. № 1. С. 152–156.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
18 марта 1991 г.

Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Model of Large Water Droplets Deformation and Distruction by CO_2 -Laser Radiation.

A model of light-induced deformation of large absorbing water droplets is constructed. The role of hydrodynamic mechanism in the process of particles distruction is analyzed together with the, role of the effect due to phase explosion of the superheated liquid. An interpretation is presented of the experimental result on the dependence of the droplets fragments sizes on the rise time of input light power,