

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ КАПЕЛЬ В ИНТЕНСИВНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ

А. А. Землянов, В. А. Погодаев, В. Н. Пожидаев, Л. К. Чистякова

(Томск)

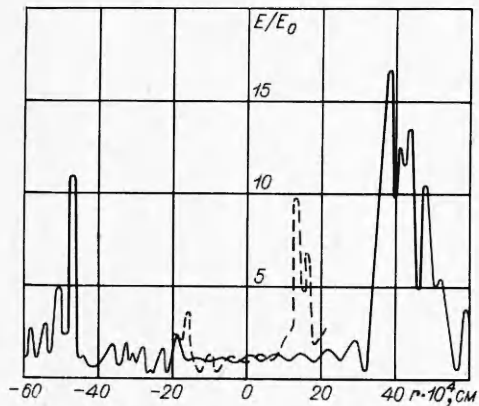
Известно, что капли воды, помещенные в поле интенсивного лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм, поглощают это излучение (для такой длины волны показатель поглощения вещества $\kappa \sim 0,1$), нагреваются и испаряются. Процесс испарения капли может идти или с монотонным изменением ее радиуса [1], или взрывообразно [2] в зависимости от плотности мощности лазерного излучения. Представляет интерес оценить различные механизмы разрушения капель, которые могут реализоваться под действием сильного светового поля в импульсе излучения рубинового или неодимового лазеров. Показатель поглощения воды на этих длинах волн: $\kappa \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ для $\lambda = 0,69$ мкм и $\kappa \simeq 3 \cdot 10^{-6}$ для $\lambda = 1,06$ мкм. Эффекты, приводящие к разрушению капли, будут возникать в тех ее внутренних точках, где интенсивность светового поля максимальна. Неоднородность распределения поля по объему крупной капли радиусом $2 \cdot 10^2$ — $2 \cdot 10^3$ мкм может быть создана с помощью линзы, фокусирующей лазерное излучение внутрь капли с размером фокальной области в несколько десятков микрометров. Что касается капель воды с радиусом 2—60 мкм, то благодаря дифракционным эффектам капли сами фокусируют падающее на них лазерное излучение в нескольких внутренних точках [3].

В работах [3—6] показано, что распределение электромагнитного поля внутри малопоглощающей сферы, рассчитанное по теории Ми, имеет особенности и является весьма неоднородным. Это связано с возникновением дифракционных максимумов внутри среды, где величина плотности световой энергии значительно превышает плотность световой энергии падающего излучения. Пример расчета распределения оптического поля внутри прозрачной сферы для двух значений радиусов такой сферы (20 и 60 мкм) представлен на фиг. 1 [6], где E_0 — напряженность электрического поля падающей световой волны. Расчеты показывают, что качественно распределение поля внутри малых и больших капель имеет одинаковый характер. Два основных максимума отношения величины внутреннего электрического поля E к внешнему полю E_0 наблюдаются на диаметре сферы вдоль направления падающего излучения, причем максимум теневой полусферы больше максимума освещенной полусферы.

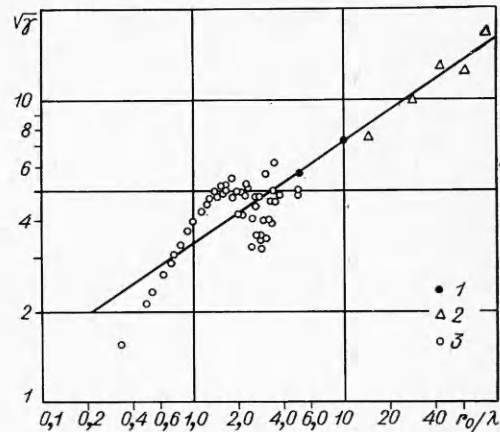
Вводя относительную величину интенсивности $\gamma = (E/E_0)^2$, можно определить зависимость γ от размера капли. На фиг. 2 приведены значения интенсивностей теневых максимумов электрического поля для различных значений параметра r_0/λ по данным работ [4, 6], дополненные расчетами (1 — данные работы [4], 2 — данные работы [6], 3 — дополнительные расчеты). Из-за дифракционной сущности явлений величина максимумов интенсивности резко меняется при небольших изменениях размеров капли. Для оценочных расчетов эта зависимость может быть аппроксимирована по методу наименьших квадратов формулой

$$\gamma = 11,63(r_0/\lambda)^{0,65},$$

где радиус капли r_0 и длина волны λ выражены в микрометрах. Линейные размеры областей максимума составляют доли и единицы микрометра.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Когда на каплю воздействует излучение лазера, работающего в режиме свободной генерации, т. е. с длительностью импульса порядка миллисекунды, то энергии в импульсе оказывается достаточно, чтобы в капле могло произойти тепловыделение даже при столь малом показателе поглощения воды. Эксперименты по воздействию лазерного излучения на капли показывают, что в каплях образуются локальные перегревы, приводящие к образованию паровых пузырьков, а затем и к их взрыву [6,7], причем времена образования критических зародышей пузырей порядка 10^{-9} с. Условия и некоторые результаты экспериментов приведены в таблице.

Оценку пороговых значений интенсивности падающего излучения, необходимых для реализации ударного вскипания жидкости в местах локальных неоднородностей электромагнитного поля, можно провести по соотношению

$$E = \int_0^t I_0(t') dt' \geq \rho \int_{T_0}^{T_*} \frac{c_p(T) dT}{\gamma(r_0) \alpha},$$

где I_0 — интенсивность воздействующего излучения; ρ — плотность жидкости; c_p — удельная изобарная теплоемкость жидкости; α — коэффициент поглощения излучения; T_0 — температура окружающей среды; T_* — критическая температура жидкости. Это соотношение справедливо при $t \sim \tau_n \leq t_1$, где τ_n — длительность импульса излучения; t_1 — характерный масштаб времени процесса, равный $l^2/4\chi$ (здесь l — размер неоднородности, χ — температуропроводность воды). Так, для капель с $r_0 = 50$ мкм величина плотности энергии, необходимой для создания критической температуры внутри капли 374°C , составляет около 10^3 Дж·см $^{-2}$.

Условия эксперимента	Внешняя линза [7]	Дифракция [6]
Длина волны излучения ОКГ, мкм	1,06	0,69
Плотность энергии в импульсе, Дж·см $^{-2}$	$3,3 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^3$
Размер капли, мкм	200	50—250
Время начала взрыва капли, с	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
Скорость разлета продуктов взрыва, м/с	40—50	20

при $\tau_n \sim 10^{-4}$ с, что согласуется с результатами экспериментов. Давление перегретого пара в пузырьке при критической температуре ~ 225 бар.

Если на каплю воздействует излучение лазера, работающего в режиме модулированной добротности, то эффекты, приводящие к разрушению капли, будут обусловлены не энергией, а мощностью импульса. Известно, что при фокусировке мощного моноимпульса лазера в воду наблюдаются такие явления, как оптический пробой [8], вынужденное рассеяние Мандельштамма—Бриллюэна (ВРМБ) [9]. Представляет интерес оценить применимость этих явлений для разрушения водяной капли.

На основании работ [8, 10, 11] можно определить характеристики явления оптического пробоя в воде. Пробой происходит в области фокуса, причем свет, сопровождающий явление пробоя, указывает на факт образования плазмы около центра пробоя. Порог оптического пробоя в воде, полученный разными авторами, колеблется от $I_1 \sim 4 \cdot 10^8$ Вт·см $^{-2}$ [8] до $I_1 = 6,2 \cdot 10^{11}$ Вт·см $^{-2}$ [12] в зависимости от чистоты жидкостей, используемых в экспериментах. Плотность энергии импульса E , при этом составляет около 8 Дж·см $^{-2}$ [8] и $3,1 \cdot 10^4$ Дж·см $^{-2}$ [12]. В [13] показано, что степень чистоты жидкости очень сильно влияет на величину порога пробоя. Далее наблюдается быстрое расширение полости пробоя, сопровождаемое распространением сферической ударной волны. Средняя скорость ударной волны в период времени 3—15 мкс после лазерного импульса равна скорости звука в воде. Рост сферической полости в воде подчиняется модели Рэлея [11]. С повышением энергии лазерного импульса растет давление на фронте ударной волны [8].

Диэлектрический пробой в капле воды, образование ударных волн и разрушение этой капли наблюдалось в работе [14]. Излучение моноимпульсного ОКГ на рубине фокусировалось внешней линзой во внутренних точках водяной капли радиусом $5 \cdot 10^2$ — $3 \cdot 10^3$ мкм. Энергия импульса излучения составляла 0,5 Дж при длительности импульса 50 нс. Капля начинает взрываться за время, меньшее 16 мкс. Давление на фронте ударной волны, разрушающей каплю, быстро падает с удалением от фокальной точки и достигает ~ 1600 бар на расстоянии 0,5 мм от нее. Чем больше давление на фронте ударной волны, тем с большей скоростью и на большее расстояние разлетаются продукты взрыва.

Учитывая неоднородность распределения оптического поля внутри капель воды с радиусом ≤ 60 мкм, оценить порог осуществимости такого механизма разрушения капель можно с помощью выражений: $E_2 = E_1/\gamma$ Дж·см $^{-2}$; $I_2 = I_1/\gamma$ Вт·см $^{-2}$. Поскольку капля микронных размеров в естественных условиях не содержит инородных примесей, для оценок воспользуемся результатами работы [12]. Для капель чистой воды с $r_0 = 60$ мкм, $\gamma = 2,9 \cdot 10^2$, $E_2 \sim 10^2$ Дж·см $^{-2}$, $I_2 \sim 2 \cdot 10^9$ Вт·см $^{-2}$ необходим импульс с длительностью $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ с.

Явление ВРМБ в жидкости, как известно, сопровождается возникновением интенсивных гиперзвуковых волн. Диссипация гиперзвука в тепло при развитии ВРМБ может явиться дополнительным механизмом тепловыделения внутри капли. В больших объемах жидкости пороговая плотность мощности, необходимая для реализации ВРМБ, составляет $\sim 10^9$ Вт·см $^{-2}$. Определение порога возникновения ВРМБ внутри капли требует решения внутренней краевой задачи нелинейного взаимодействия световых и звуковых волн, что представляет значительную трудность и выходит за рамки данной работы. В связи с этим проведем оценки эффективности тепловыделения за счет диссипации гиперзвука в тепло в рамках стационарного процесса ВРМБ [15]. При этом отношение мощностей тепловыделения за счет поглощения звука Q_s и света Q_l определяется следующим образом:

$$\frac{Q_s}{Q_l} = \frac{\alpha_l I_s}{\alpha_s I_0} = \frac{\alpha_l \eta I_c}{\alpha_s I_0},$$

где I_s — интенсивность звука; I_c — интенсивность стоксова излучения; η — коэффициент преобразования света в звук, $\eta = \frac{GI_s}{2\alpha_l} \frac{\Omega}{\omega_0}$; G — коэффициент усиления ВРМБ на единицу длины и интенсивности; Ω — частота гиперзвука; ω_0 — частота воздействующего излучения; α_l и α_s — амплитудные коэффициенты поглощения стоксова излучения и гиперзвука соответственно. Учитывая, что $I_c < I_0$, получим $\frac{Q_s}{Q_l} < \frac{GI_0\Omega}{2\alpha_s\omega_0} < \left(\frac{Q_s}{Q_l}\right)_{\max}$. Согласно [15], для воды $G = 0,64 \cdot 10^{-8}$ см·Вт⁻¹, $\alpha_s = 3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹, $\Omega/\omega_0 \sim 10^{-5}$, $(Q_l/Q_s)_{\max} = 1$ при $I_0 \sim 10^{11}$ Вт·см⁻², что близко к порогу оптического пробоя.

Кроме рассмотренных механизмов, разрушение слабопоглощающих капель может вызвать эффект неустойчивых колебаний за счет пондеромоторных сил [16, 17].

Существование дискретного теплового спектра колебаний поверхности капли приводит к появлению комбинационных частот в спектре рассеянного поля. Благодаря наличию стрикций, а также скачка давления на поверхности капли, обусловленного поверхностным скачком плотностей электромагнитной энергии, происходит самосогласованное усиление колебаний поверхности и комбинационных компонент светового поля. Этот эффект, известный как вынужденное поверхностное рассеяние света (ВПРС) [18], может привести к турбулизации течения жидкости внутри капли, т. е. к ее распаду. Численный расчет нелинейных колебаний капли [17], проведенный для основной моды колебаний, соответствующей двухстороннему однородному растяжению капли (приближение однородного внутреннего электромагнитного поля), показал, что для не слишком малых капель ($r_0 \geq 1$ мкм) существует соотношение для порога неустойчивости частицы

$$I_0 r_0 / 2\sigma c > 58.$$

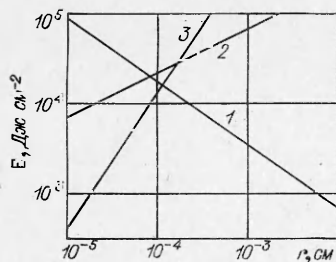
При этом характерное время развития неустойчивости $t_2 \simeq 2\Omega_1^{-1}$, где $\Omega_0 = (8\sigma/\rho r_0^3)^{1/2}$ — основная частота собственных колебаний капли; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; c — скорость света. На фиг. 3 представлены зависимости энергозатрат $E \sim I_0 \tau_{\text{н}}$, необходимых для разрушения капли, для различных механизмов разрушения. За временной масштаб принималось характерное время $t_2 \ll t_1$. На длительность импульса накладывается условие $\tau_{\text{н}} > t_2$. Кривая 1 соответствует ударному вскипанию жидкости, 2 характеризует пондеромоторную неустойчивость капель, 3 определяет порог пробоя вещества.

Из решения задачи о колебаниях капли в мощном световом поле методом малых возмущений [19] следует, что максимальный сдвиг частоты комбинационного излучения от несмещенной линии составляет

$$\Delta\omega_{\max} = (\Omega_1^2 - 2\delta^2)^{1/2},$$

где Ω_1 — частота колебаний капли в световом поле,

$$\Omega_1 = \Omega_0 \left[1 - \frac{(\epsilon_0 - 1)^2 (4 - \epsilon_0) b_{\text{л}} r_0 I_0}{\sigma \sqrt{\epsilon_0} c (l - 1) (l + 2)} \right],$$



Ф и г. 3

ε_0 — диэлектрическая проницаемость вещества; $\delta = (l-1)(2l+1)\nu r_0^2$, ν — кинематическая вязкость жидкости, $l \geq 2$, $|n| = 0, \dots, l$; b_{ln} — коэффициенты разложения скачка пондеромоторных сил по сферическим функциям. Для $r_0 = 10^{-4}$ см, $l = 2$, $n = 0$, $\Omega_1 = 2,4 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $\delta = 5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$, $I_0 = 3 \cdot 10^9$ Вт/см 2 , $\tau_{\text{и}} \gg \Omega_0$ получаем $\bar{\Omega}_1 \simeq 0,9 \Omega_0$.

Экспериментальное исследование колебаний прозрачной капли в световом поле проводилось в [20]. Частота поверхностных волн совпадала с основной частотой собственных колебаний частиц. Параметры эксперимента следующие: $I_0 \sim 10^6$ Вт/см 2 , $r_0 \sim 50-100$ мкм, $\tau_{\text{и}} \sim 10^{-3}$ с.

Поступила 9 VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Колосов М. А., Рудан В. К., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Экспериментальное изучение воздействия интенсивного ИК-излучения на крупные капли воды.— «Радиотехника и электроника», 1974, № 1.
2. Kafalas P., Ferdinand A. P. Fog droplet vaporization and fragmentation by a $10.6 \mu\text{m}$ laser pulse.— «Appl. Opt.», 1973, vol. 12, N 1.
3. Пожидаев В. П. О возможности возбуждения акустических волн в капле воды с помощью гигантских импульсов лазера.— «Оптика и спектроскопия», 1971, т. 31, № 3.
4. Астафьева Л. Г. Распределение энергии в крупных слабопоглощающих частицах.— «Журн. приклад. спектроскопии», 1973, т. 18, вып. 3.
5. Букздорф Н. В. Расчет интенсивности электромагнитного поля внутри прозрачной диэлектрической сферы.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1973, № 3.
6. Букздорф Н. В., Погодаев В. А., Чистякова Л. К. О связи неоднородностей внутреннего оптического поля капли с ее взрывом.— «Квант. электроника», 1973, т. 2, № 5.
7. Баринов В. В., Сорокин С. А. Взрывы водных капель под действием оптического излучения.— «Квант. электроника», 1973, № 2.
8. Иоффе А. И., Мельников И. А., Наугольных К. А., Упадышев В. А. Ударная волна при оптическом пробое в воде.— ПМТФ, 1970, № 3.
9. Brewer R. G., Rieckhoff K. E. Stimulated Brillouin scattering in liquids.— «Phys. Rev. Lett.», 1964, vol. 13, N 11.
10. Felix M. P., Ellis A. T. Laser-induced liquid breakdown a step-by-step account.— «Appl. Phys. Lett.», 1970, vol. 19, N 11.
11. Lauterborn W. High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids.— «Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 21, N 1.
12. Роч Ф., Дэвис М. Электрическая прочность некоторых жидких диэлектриков, подвергшихся воздействию импульса излучения лазера с модулированной добротностью.— ТИИЭР, 1970, т. 58, № 9.
13. Бутенин А. В., Коган Б. Я. О механизме оптического пробоя прозрачных диэлектриков.— «Квант. электроника», 1971, № 5.
14. Бузуков А. А., Тесленко В. С. Давление на фронте ударной волны в ближней зоне пробоя лазерной искры в воде.— ПМТФ, 1970, № 3.
15. Старунов В. С., Фабелинский П. А. Вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света.— «Усп. физ. наук», 1969, т. 98, № 3.
16. Землянов А. А. Устойчивость малых колебаний прозрачной капли в мощном световом поле.— «Квант. электроника», 1974, т. 1, № 9.
17. Землянов А. А. Деформация и устойчивость прозрачной капли в мощном оптическом поле.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1975, № 6.
18. Бункин Ф. В., Самохин А. А., Федоров М. В. Вынужденное рассеяние света на поверхности жидкости.— «Письма в ЖЭТФ», 1968, т. 7, вып. 11.
19. Орлов Р. Ю., Скиран И. Б., Телегин Л. С. Исследование пробоя диэлектриков ультракороткими лазерными импульсами.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 2.
20. Землянов А. А., Чистякова Л. К. О возможности разрушения прозрачной капли в интенсивном световом поле.— В кн.: Элементы и устройства радиоэлектроники. Томск, изд. Томск. ун-та, 1974.