

ВНУТРЕННЕЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В КРУПНОЙ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩЕЙ КАПЛЕ НА $\lambda=0.69$ мкм

В. С. Лоскутов и Г. М. Стрелков

Исследован характер оптического поля в водяной капле, возникающего при воздействии лазерного излучения с длиной волны 0.69 мкм, с комплексным показателем преломления $m=1.33-i3 \cdot 10^{-8}$ для диапазона радиусов капель 50—350 мкм. Оценена энергия, выделяющаяся в областях двух резко выраженных максимумов интенсивности внутреннего поля. На основе модели роста парового пузыря установлено, что этой энергии достаточно для достижения пузырем размеров, сравнимых с размером капли. Хорошее согласие экспериментальных данных и особенностей распределения поглощенной энергии по объему капли подтверждают гипотезу о разрушении капель быстрорастущими пузырями водяного пара.

В [1-7] выполнены эксперименты по воздействию лазерных импульсов с $\lambda=0.69$ мкм на крупные слабопоглощающие капли воды и спирта радиусом $R_0 \sim 50-250$ мкм. При достаточно высокой плотности энергии импульса $\epsilon_{\text{и}}$ происходил их взрыв и распад на мелкие вторичные капли. Относительно физических механизмов взрывного распада капель в [1-7] высказывался ряд гипотез, для теоретического обоснования которых необходимо знать распределение поглощенной энергии по объему капель. Опубликованные данные расчетов внутреннего поля в сферических поглощающих частицах собраны в таблице.

| λ , мкм | R_0 , мкм | ρ | n | x | $\alpha_{\text{п}}$, см ⁻¹ | $l_{\text{п}}$, см | Литература |
|-----------------|-------------|-----------|------|-------------------|--|---------------------|------------|
| 0.5 | 0.04—0.4 | 0.5—5 | 1.15 | 10^{-2} | $2.9 \cdot 10^3$ | $3.5 \cdot 10^{-4}$ | [8] |
| 0.5 | 0.04—0.4 | 0.5—5 | 3.0 | 10^{-2} | $7.5 \cdot 10^3$ | $1.3 \cdot 10^{-4}$ | [8] |
| 0.5 | 0.16 | 2 | 3.0 | 10^{-3} | $7.5 \cdot 10^2$ | $1.3 \cdot 10^{-3}$ | [8] |
| 0.5 | 0.16 | 2 | 3.0 | 10^{-1} | $7.5 \cdot 10^4$ | $1.3 \cdot 10^{-5}$ | [8] |
| 0.5 | 0.08—0.4 | 1—5 | 1.95 | 0.66 | $3.2 \cdot 10^5$ | $3.1 \cdot 10^{-6}$ | [8] |
| 0.69 | 0.345—3.45 | 3.14—31.4 | | 0 | 0 | | [9] |
| 1.06 | 0.53—53 | 3.14—31.4 | | 0 | 0 | | [9] |
| 0.69 | 1—5 | 9.1—45.5 | 1.33 | 0 | 0 | | [10] |
| 0.69 | 60 | 546 | 1.33 | $3 \cdot 10^{-8}$ | $7.3 \cdot 10^{-3}$ | 138 | [2] |
| 10.6 | 1—25 | 0.6—14.8 | 1.2 | 0.07 | 10^3 | 10^{-3} | [11] |
| 10.6 | 1—12 | 0.6—7.1 | 1.2 | 0.07 | 10^3 | 10^{-3} | [12] |

Примечание. Данные опубликованных расчетов внутреннего оптического поля в сферических частицах ($\rho = 2\pi R_0/\lambda$ — параметр дифракции; $m = n - i x$ — комплексный показатель преломления; $\alpha = 4\pi n x/\lambda$ — объемный коэффициент поглощения; $l_{\text{п}} = 1/\sigma$ — характерная длина поглощения).

В [8, 11, 12] поле найдено во всем объеме капель, в [2, 9, 10] — на диаметре, параллельном направлению распространения излучения (главный диаметр). Следует отметить, что эти данные получены для частиц, радиусы которых много меньше величин R_0 в опытах [1-7]. Поэтому они недостаточны для интерпретации имеющихся экспериментов.

Ниже приведены результаты численных исследований внутреннего оптического поля крупных слабопоглощающих капель с $R_0 = 10-350$ мкм

на $\lambda = 0.69$ мкм. Вычисления поля проводились по формулам работ [13, 14]. Их особенностью являются большие параметры дифракции, достигающие ~ 3000 для указанных величин R_0 . Сферические функции Бесселя, необходимые для вычисления поля находились по рекуррентным формулам. Для обеспечения устойчивости расчета рядов бесселевых функций применялся процесс встречных рекурсий [15]: «вперед» — вплоть до значений порядка функций, равного модулю аргумента, и «назад» — от некоторого эмпирически выбранного порядка. Далее выполнялось сшивание этих двух отрезков ряда бесселевых функций. Счет сумм прекращался, когда относительный вклад очередного члена становился меньше 10^{-7} . Вычисления поля проводились с шагом по радиусу $0.005 R_0$ при $R_0 \leq 100$ мкм и 0.25λ при $100 \text{ мкм} < R_0 \leq 350$ мкм.

На рис. 1—3 представлены результаты расчетов внутреннего поля для капли дистиллированной воды ($m(0.69) = 1.33 - i3 \cdot 10^{-8}$, $\alpha_n = 7.3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $l_n = 138 \text{ см}$). Рис. 1 показывает характер распределения интенсивности w внутреннего поля на главном диаметре. Излучение с интенсивности w_0 на рисунке и везде далее падает на каплю слева. Для капли с $R_0 = 350$ мкм $\ll l_n$ (рис. 1, а) распределение w характеризуется двумя максимумами интенсивности, что согласуется с выводом [2], сделанным на основе анализа экспериментальных данных. Максимум в теневом полушарии (главный максимум) занимает область $\sim (0.28 \div 0.30) R_0$ и выше максимума в освещенном полушарии, занимающего область $\sim (0.04 - 0.05) R_0$. Вне максимумов интенсивность внутреннего поля на главном диаметре не превышает $2w_0$. Для капель с размерами, соответствующими опытам [1-7] (рис. 1, б—г), общий характер распределения w остается тем же, однако поле в области максимумов с уменьшением R_0 становится более изрезанным, а высота пиков уменьшается. Относительные размеры максимумов и их положение на главном диаметре в диапазоне значений $R_0 = 30 - 350$ мкм практически не изменяются.

На рис. 2 представлены наибольшие значения интенсивности w_m , достигаемые в каждом из полушарий. Расчеты показывают, что в отдельных точках интенсивность внутреннего поля может превышать интенсивность воздействующего излучения на 3 порядка.

Распределение w вдоль главного диаметра позволяет оценить температуру жидкости, достигаемую в области максимумов в процессе воздействия импульса. Для определения количества тепла, выделяемого в отдельных областях капли, и, в частности, в областях максимумов, находилось объемное распределение интенсивности внутреннего поля. Характер распределения w по объему представлен на рис. 3 на примере капель с $R_0 = 200$ и 30 мкм. Следует отметить, что внутреннее поле значительно лишь в малых объемах, прилегающих к главному диаметру, форму интенсивно прогреваемых объемов можно охарактеризовать как цилиндр (уровень $B = w/w_0 = 10$), ось симметрии которого совпадает с главным диаметром, длина l равна размеру прогреваемых областей вдоль главного диаметра, а радиус r_n равен $\sim 0.06 R_0$ для теневого полушария и $\sim 0.04 R_0$ для освещенного полушария.

Объемы интенсивно прогреваемых областей составляют, следовательно, $\sim 10^{-3}$ и $\sim 10^{-4}$ объема капли для теневого и освещенного полушарий. Помимо этих двух областей в капле формируются также «горячие кольца», расположенные вблизи неосвещенной полусферы. Тепло, выделяемое в максимумах поля за время импульса, можно определить выражением

$$Q = \alpha_n \varepsilon_n \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{r_n} 2\pi x dx dr B(x, r, R_0), \quad (1)$$

где величины r_1 , r_2 , $l = r_2 - r_1$ и r_n выбираются по расчетам внутреннего поля. Вычисления по (1) для капель с $R_0 = 30 - 350$ мкм показали, что в области главного максимума $l = 0.28 R_0$, $r_n = 0.06 R_0$ выделяется 0.5—1% энергии,

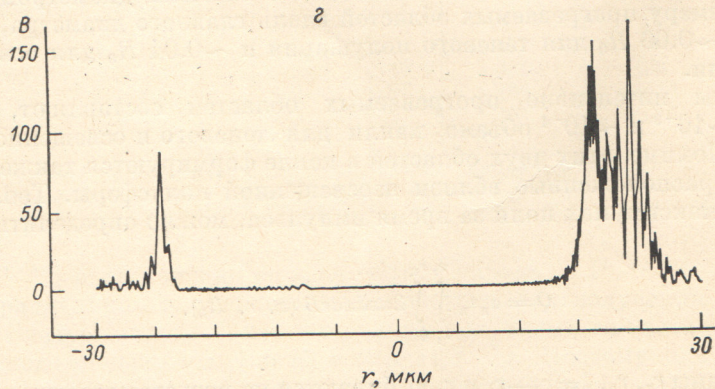
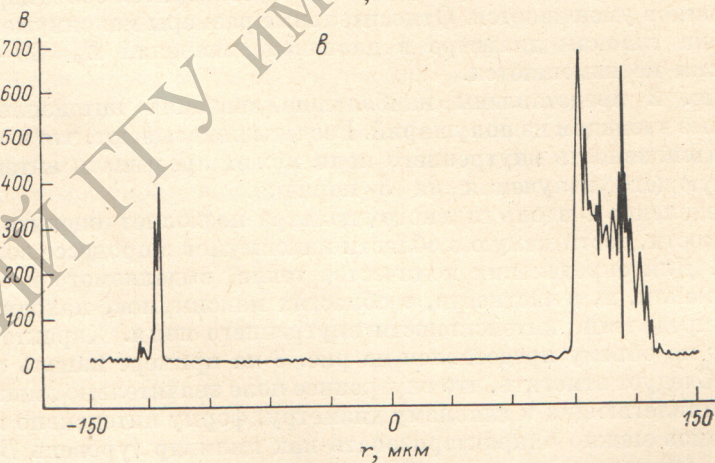
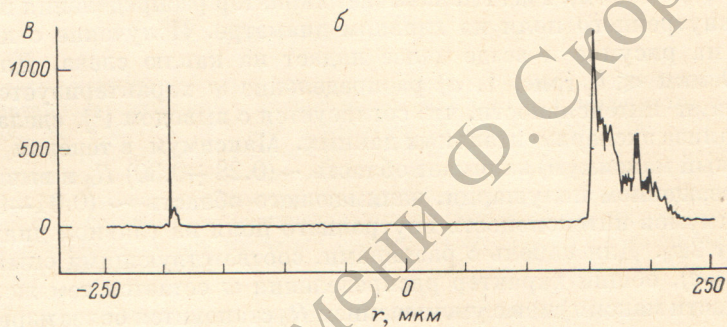
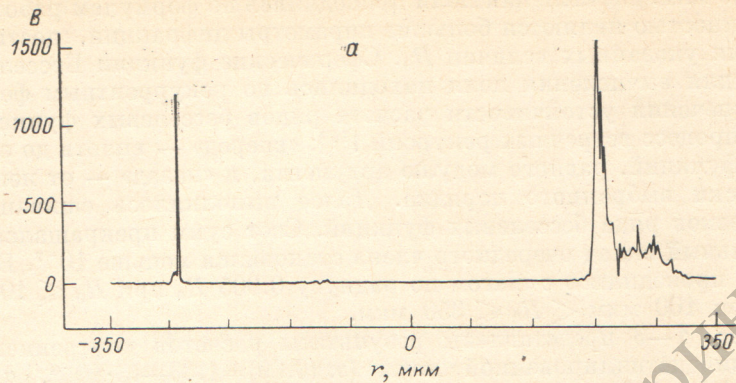


Рис. 1. Распределение интенсивности w на главном диаметре капли.

$a - R_0 = 350$ мкм, $\rho = 3187$; $б - R_0 = 250$ мкм, $\rho = 2276$; $в - R_0 = 150$ мкм, $\rho = 1366$; $г - R_0 = 30$ мкм, $\rho = 273$.

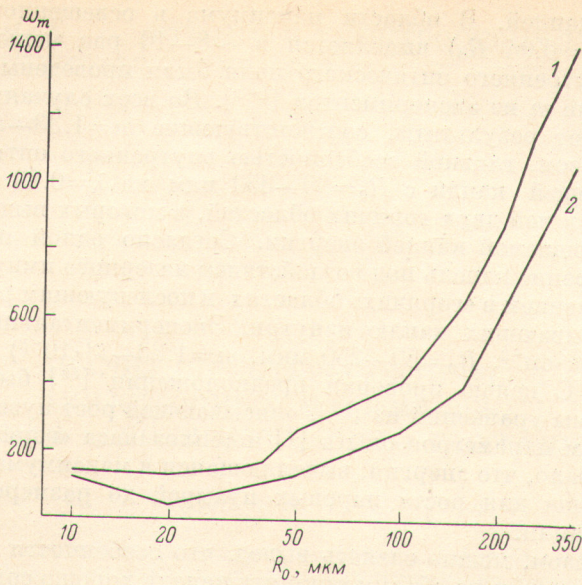


Рис. 2. Наибольшие значения интенсивности w_m в зависимости от радиуса капли R_0 .
1 — теньное полушарие, 2 — освещенное полушарие.



Рис. 3. Распределение V по объему капель.
а — $R_0=200$ мкм, $\rho=1821$, $\lambda=0.69$ мкм; б — $R_0=30$ мкм, $\rho=273$, $\lambda=0.69$ мкм. Числами помечены уровни $V=w/w_0$.

поглощенной каплей. В области максимума в освещенном полушарии ($l=0.05 R_0$, $r_n=0.04 R_0$) выделяется в $\sim 8-10$ раз меньшая энергия.

Расчеты внутреннего оптического поля были проведены также и для других значений m из экспериментов [1-7]. Во всех случаях они практически повторяют результаты, соответствующие $m=1.33-i3\cdot 10^{-8}$.

Таким образом, главной особенностью внутреннего оптического поля слабопоглощающей капли с $R_0=30-350$ мкм на $\lambda=0.69$ мкм является существование в ней двух горячих областей, в которых выделяется около процента поглощаемой каплей энергии. Согласно одной из гипотез [16], взрывное испарение капель под воздействием лазерного импульса обусловлено возникновением в «горячих» областях и последующим ростом паровых пузырей, разрывающих каплю изнутри. Экспериментальные данные [2] ($\epsilon_n=2.8\cdot 10^3$ Дж·см⁻², $R_0=50-250$ мкм, $m=1.33-i3\cdot 10^{-8}$) подтверждают эту гипотезу. С целью проверки предположения [16] было выполнено решение системы уравнений из [17], описывающей рост пузыря в нагретой капле, с учетом параметров опыта [2] и теплозапаса «горячих» областей. Решение показало, что энергия, выделяющаяся в максимумах внутреннего поля, достаточна для роста паровых пузырей до размеров, сравнимых с радиусом капли.

Таким образом, можно сделать вывод, что особенности распределения поглощенной энергии по объему крупных капель хорошо согласуются с экспериментальными данными и говорят в пользу гипотезы о разрушении капель в поле интенсивного излучения быстрорастущими пузырями водяного пара.

Литература

- [1] В. А. Погодаев, Л. К. Чистякова. Тез. докл. на II Всес. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере, 313. Томск, 1973.
- [2] Н. В. Буксдорф, В. А. Погодаев, Л. К. Чистякова. Квант. электрон., 2, 1062, 1975.
- [3] А. В. Кузиковский, В. А. Погодаев, С. С. Хмелевцов. Инж.-физ. ж. 20, 21, 1971.
- [4] В. А. Погодаев, В. И. Букатый, С. С. Хмелевцов, Л. К. Чистякова. Квант. электрон., № 4, 128, 1971.
- [5] В. А. Погодаев, Л. К. Чистякова. Изв. вузов, физика, № 2, 137, 1973.
- [6] В. А. Погодаев, А. Е. Рождественский, С. С. Хмелевцов, Л. К. Чистякова. Квант. электрон., 4, 157, 1977.
- [7] В. А. Погодаев, С. С. Хмелевцов, Л. К. Чистякова. Тез. докл. на X Всес. конф. по распространению радиоволн, ч. IV, 139. «Наука», М., 1972.
- [8] P. W. Dusel, M. Kerker, D. D. Cooke, J. Opt. Soc. Am., 69, 55, 1979.
- [9] В. Н. Пожидаев. Опт. и спектр., 31, 478, 1971.
- [10] Н. В. Буксдорф. Изв. вузов, физика, № 3, 114, 1973.
- [11] Л. Г. Астафьева, А. П. Пришивалко. Препринт ИФ АН БССР, Минск, 1974.
- [12] Л. Г. Астафьева, А. П. Пришивалко. Ж. прикл. спектр., 16, 344, 1972.
- [13] Д. Дейрменджан. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. «Мир», М., 1971.
- [14] Дж. Джексон. Классическая электродинамика. «Мир», М., 1965.
- [15] L. Shafai, S. F. Towaij, M. A. K. Hamid. Electronics Lett., 6, 32, 1970.
- [16] В. В. Баринов, С. А. Сорокин. В сб.: Квант. электрон., № 2, 5, 1973.
- [17] В. С. Лоскутов, Г. М. Стрелков. Матер. Всес. совещ. по распространению оптического излучения в дисперсной среде, 262. Гидрометеиздат, М., 1978.

Поступило в Редакцию 7 мая 1980 г.