

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182+551.51

А.А. Землянов, А.М. Кабанов

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОРОГИ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА

Представлены результаты анализа экспериментальных данных по взрывному вскипанию и разрушению водных аэрозольных частиц в поле излучения CO₂-лазера. Показано, что энергетический порог взрывного разрушения зависит от скорости нагрева частиц, длительность процесса разрушения возрастает с увеличением размера частиц, а время взрыва меняет зависимость от радиуса при переходе от объемного взрыва к поверхностному.

Взаимодействие лазерного излучения повышенной интенсивности с аэрозолем сопровождается нелинейными эффектами (испарение, взрыв, пробой), имеющими пороговый характер по энергетическим параметрам воздействующего светового поля. Значения порогов существенно зависят от микрофизических свойств аэрозольных частиц и от параметров излучения.

Настоящая статья посвящена анализу порогов взрывного вскипания и разрушения аэрозольных частиц в зависимости от скорости их нагрева. Пороги взрывного вскипания, т.е. минимальное значение плотности энергии лазерного излучения $E_{пв}$, при котором происходит взрыв, достаточно подробно исследовались как для случая малых, однородно поглощающих частиц $\alpha_n r_0 < 1$ [4, 8] (где α_n – коэффициент объемного поглощения вещества, для $\lambda = 10,6$ мкм и воды $\alpha_n = 800$ см⁻¹ [1], r_0 – начальный радиус частицы), так и для крупных $\alpha_n r_0 > 1$, в которых поля тепловыделения распределены существенно неоднородно по объему частицы [5, 12]. Экспериментально и теоретически было показано, что порог взрыва слабо зависит от размера частиц и длительности импульса лазерного излучения.

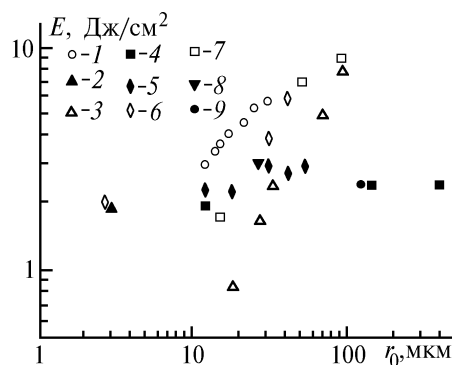


Рис. 1. Зависимость порога взрыва $E_{пв}$ (темные значки) и порога разрушения $E_{пр}$ (светлые) от начального радиуса частиц r_0 . 1 – [7]; 2 – [8]; 3 – [14]; 4 – [13]; 5 – [12]; 6 – [11]; 7 – [9]; 8 – [17]; 9 – [16]

На рис. 1 темными значками нанесены данные авторов по порогам взрывов. Видно, что в широком диапазоне размеров частиц $2,7 < r_0 < 400$ мкм и длительности импульсов $4 \cdot 10^{-7} < t_{и} < 10^{-5}$ с значения порогов лежат в диапазоне $E_{пв} = 1-3$ Дж/см². Теоретическим критерием взрывного вскипания считается достижение внутри частицы температуры ($T_b = 578-593^\circ\text{K}$) [5], достаточной для спонтанного появления паровых зародышей. Причем от скорости ввода энергии в частицу, которая при заданной плотности энергии определяется длительностью импульса лазерного излучения, зависит лишь количество образующихся пузырей, то есть не сам факт наличия взрыва, а лишь характер его протекания. В экспериментах методическим критерием

взрыва служит выброс пароконденсата с поверхности частицы при прямых (фотографических) исследованиях [12, 13, 16, 17] либо качественное изменение характеристик исследуемых объектов, непосредственно связанных с выбросом (прозрачность аэрозольного объема, рассеяние на частицах, акустический отклик), при косвенных методах исследования [2, 9, 11, 14].

Как в экспериментах, так и теоретически при определении порога взрыва не учитывается, является ли он симметричным (объемным) или выброс пароконденсата происходит из локализованных в объеме частицы очагов тепловыделения. Поскольку отличие между малыми и крупными частицами заключается лишь в распределении светового поля воздействующего излучения внутри частиц, оно не влияет на критерий порога взрыва при изменении радиуса частиц.

В [3, 6] помимо порога взрывного вскипания $E_{п.в}$ выделен порог взрывного разрушения $E_{п.р}$, то есть плотность энергии лазерного излучения, необходимая для взрыва аэрозольных частиц, в результате которого происходит ее разрушение как целого. В [3] было показано, что порог разрушения превышает порог взрыва в 3,8 раза, а в [7] измерена зависимость порога разрушения от радиуса частиц в пределах $r_0 \sim 10 \div 30$ мкм для непрерывного излучения. На рис. 1 эта зависимость соответствует обозначениям I . В [3] зависимость $E_{п.р}(r_0)$ не измерялась. Исходя из имеющихся данных, полагалось, что $E_{п.р} \sim r_0$ и не зависит от других параметров частицы и излучения.

В последнее время появились работы, позволяющие дополнить существующие представления о пороге разрушения. В [9] взрыв одиночных частиц различного радиуса исследовался акустическим методом, основанным на оптико-акустическом эффекте, который возникает за счет преобразования поглощенной энергии излучения в тепловую энергию среды, что приводит к образованию акустического сигнала.

Полученные зависимости пикового давления в акустическом сигнале от воздействующей плотности энергии имеют характерные пороги насыщения, связанные со сменой режима генерации акустических волн. Поскольку в эксперименте использовались одиночные частицы, для интерпретации результатов применимо приближение так называемой N -волны [18], давление которой обратно пропорционально объему, в котором формируется акустический сигнал. Таким образом, изменение характера приращения давления P в принимаемом сигнале от воздействующей плотности энергии можно связать с изменением взрывающегося объема, то есть с переходом от поверхностного разрушения при взрыве к полному разрушению частицы. Точки перегиба зависимости $P(E)$, соответствующие порогу разрушения частиц $E_{п.р}$, полученные для различных r_0 , нанесены на рис. 1 обозначениями 7.

Видно, что зависимость $E_{п.р}(r_0)$ имеет ту же тенденцию к возрастанию при увеличении размера частиц, что и в [7], но значения пороговой плотности энергии значительно ниже. Отличие в условиях экспериментов [7] и [9] состояло в том, что для нагрева частиц в [7] использовалось непрерывное излучение, а в [9] – импульсное с длительностью импульса $t_n = 4 \cdot 10^{-7}$. Таким образом, фактором, влияющим на порог взрывного разрушения, является скорость нагрева частиц J , которая в [7] составляла $J = 3 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^6$ К/с, а в [9] $J = 10^9 - 5 \cdot 10^9$ К/с. Расчет J проводился по формуле из работы [5]. Проведенный авторами дополнительный анализ результатов работы [11], в которой взрывное разрушение аэрозоля в поле лазерного импульса с длительностью $t_n = 3 \cdot 10^{-6}$ с исследовалось по сигналу обратного рассеяния (рис. 1, б), и работы [14], в которой исследовалось изменение прозрачности при взрыве аэрозоля, облученного импульсом длительностью $t_n = 8 \cdot 10^{-8}$ с (рис. 1, в), показал, что увеличение скорости нагрева J приводит к снижению порога взрывного разрушения $E_{п.р}$. Зависимость взрывного разрушения от скорости нагрева для трех размеров частиц представлена на рис. 2.

Одним из основных параметров помимо порогов взрывного вскипания и разрушения является время взрыва t_v , определяемое в теоретической модели [5] как время от начала воздействия лазерного излучения на частицу до ее нагрева до температуры взрывного вскипания и образования зародышей паровой фазы, а в экспериментах – как начало выброса пароконденсата. Для случая малых частиц ($\alpha_n r_0 \ll 1$) было экспериментально показано [8], что t_v зависит от плотности энергии воздействующего излучения. В [15] зависимость $t_v(E)$ была получена для частиц $r_0 = 35$ мкм.

Проведенный авторами анализ результатов [8, 10, 11, 13, 15] позволил построить экспериментальную зависимость $t_v(r_0)$, представленную на рис. 3 темными значками. Значения t_v на графике соответствуют диапазону плотности энергии $E = 2 \div 3$ Дж/см². Видно, что при увеличении радиуса частиц в диапазоне размеров, для которых реализуется объемное поглощение

$r_0 < 10-15$ мкм, время взрыва возрастает. При $r_0 > 15$ мкм с увеличением r_0 время взрыва уменьшается. Согласно теоретической модели [4, 5] время взрыва зависит от скорости нагрева и практически не зависит от r_0 .

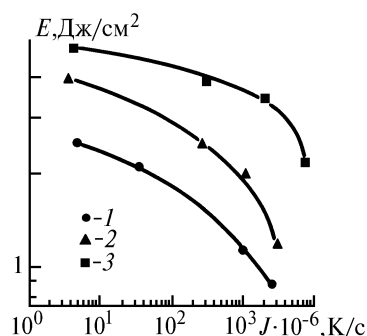


Рис. 2. Зависимость порога взрывного разрушения $E_{п.р}$ от скорости нагрева J . 1 – $r_0 = 15$; 2 – 20; 3 – 30 мкм

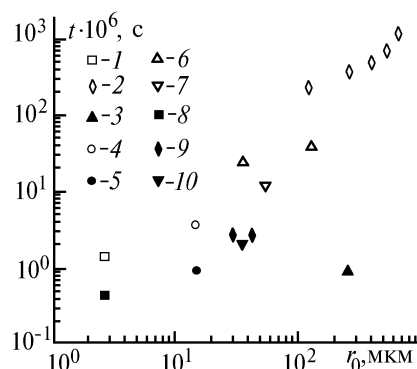


Рис. 3. Зависимость времени взрыва t_v (темные значки) и длительности разрушения (светлые) от начального радиуса частиц r_0 . 1, 9 – [11]; 2 – [14]; 3, 6 – [13]; 4, 5 – [10]; 7 – [12]; 8 – [8]; 10 – [15]

Следует отметить, что с увеличением воздействующей энергии время взрыва t_v сокращается, и тем значительнее, чем короче импульс лазерного излучения, то есть чем выше скорость нагрева, что хорошо согласуется с теоретическими выводами [5]. На рис. 4 представлена зависимость t_v от скорости нагрева J для трех размеров частиц.

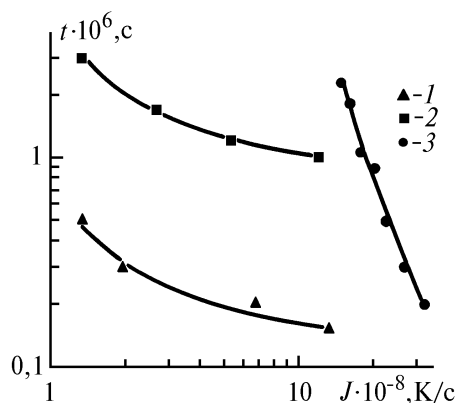


Рис. 4. Зависимость времени взрыва t_v от скорости нагрева J . 1 – $r_0 = 2,7$ [8]; 2 – 30 [11]; 3 – 35 мкм [15]

В качестве еще одной временной характеристики взрыва можно выделить длительность процесса $t_{д.в.}$, как время от начала взрыва до окончания процесса разрушения. На рис. 3 (светлые значки) представлена зависимость $t_{д.в.}$ от начального радиуса частиц r_0 . Видно, что $t_{д.в.} \sim r_0$.

Из анализа экспериментальных данных по взрыву аэрозольных частиц, подвергнутых воздействию интенсивного лазерного излучения, получена зависимость энергетического порога взрывного разрушения от размера частиц и скорости их нагрева. Показано, что пороговая плотность энергии, при которой происходит полное разрушение частиц, уменьшается с увеличением скорости нагрева. Установлено, что длительность процесса взрывного разрушения возрастает при увеличении размера частиц. Время взрыва с ростом начального радиуса возрастает при объемном взрыве частиц и сокращается при переходе к поверхностному.

1. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Советское радио, 1970. 496 с.
2. Кузиковский А.В., Чистякова Л.К., Коханов В.И. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. N 10. С. 2090 – 2096.
3. Armstrong R.L., Pinnick R.G. et al. // Optics Letters. 1991. V. 16. N 7. P. 1129 – 1131.
4. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Погодаев В.А. и др. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 5. С. 33–39.

5. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 11. С. 1426–1435.
6. Погодаев В. А., Рождественский А. Е., Хмелевцов С. С. и др. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. N 1. С. 157–159.
7. Коровин В. Я., Иванов Е. В. // III Всесоюзн. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1985. С. 93–94.
8. Землянов А. А., Небольсин М. Ф., Погодаев В. А. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 4. С. 791–793.
9. Армстронг Р. Л., Землянов А. А., Кабанов А. М. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 9. С. 1236–1240.
10. Бочкарев Н. Н., Кабанов А. М., Погодаев В. А. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 9. С. 1233–1235.
11. Землянов А. А., Кабанов А. М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 7. С. 691–695.
12. Armstrong R.L., Pinnick R.G., Pendleton J.D. // Appl. Opt. 1990. V. 29. N 7. P. 918–915.
13. Caressa J.P., Autric M., Vigliano P. et al. // AIAA J. 1988. V. 29. N 1. P. 65–71.
14. Kwok H.S., Rossi T.M., Lau W.S. et al. // Opt.Lett. 1988. V. 13. N 3. P. 192–194.
15. Armstrong R.L., Biswas A., Pinnick R.G. // Opt.Lett. 1990. V. 15. N 4. P. 209–208.
16. Singh P.I., Knight C.P. // AIAA J. 1988. V. 18. N 1. P. 96–100.
17. Kafalas P., Ferdinand A.P. // Appl. Opt. 1973. V. 12. N 1. P. 29–34.
18. Ландау А. А., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954. 223 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
27 декабря 1994 г.

A. A. Zemlyanov, A. M. Kabanov. Energy Thresholds and Temporal Characteristics of Aerosol Particles Explosive Boiling and Fracturing Within CO₂-laser Radiation Field.

The results of analysis of experimental data on explosive boiling and breaking water aerosol particles inside CO₂-laser radiation field are presented in the paper. The energy threshold of the explosive fracturing is shown to depend on the rate of the particles heating. The fracturing time is shown to increase with the particles size and the explosion time – to change the dependence on radius at transition from volume explosion to surface one.