

ЛИТЕРАТУРА

1. Борин И. П., Новиков С. А. и др. О кинетике разрушения металлов в субмикросекундном диапазоне долговечности.— ДАН СССР, 1982, т. 266, № 6.
2. Канель Г. И. Сопротивление металлов откольному разрушению.— ФГВ, 1982, № 3.
3. Сугак С. Г., Канель Г. И. и др. Численное моделирование действия взрыва на железную плиту.— ФГВ, 1983, № 2.
4. Иванов А. Г., Новиков С. А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности.— Приборы и техника эксперимента, 1963, № 1.
5. Johnson T. N., Barker L. M. Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 aluminium.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 11.
6. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении.— Физика металлов и металловедение, 1966, т. 21, № 4.
7. Степанов Г. В. Откольное разрушение металлов в плоских упругопластических волнах нагрузки.— Проблемы прочности, 1976, № 8.
8. Канель Г. И. О работе откольного разрушения.— ФГВ, 1982, № 4.
9. Канель Г. И., Черных Л. Г. О процессе откольного разрушения.— ПМТФ, 1980, № 6.
10. Тарасов Б. А. Сопротивление разрушению пластин при ударном нагружении.— Проблемы прочности, 1974, № 3.
11. Батюков Ю. В., Новиков С. А. и др. Влияние температуры образца на величину разрушающих напряжений при отколе в алюминиевом сплаве АМГ-6.— ПМТФ, 1979, № 3.
12. Cochran S., Banner D. Spall studies in uranium.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7.
13. Канель Г. И., Петрова Э. И. Прочность титана ВТ6 в условиях ударно-волнового нагружения.— В кн.: Детонация. Черногоровка, 1981.
14. Davison L., Stevens A. L. Continuum measures of spall damage.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 3.
15. Воробьев А. А., Дремин А. И., Канель Г. И. Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне.— ПМТФ, 1974, № 5.

Поступила 24/VII 1983 г.

УДК 532.527 : 535.211

ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОЛИМЕРЫ

А. Э. Аверсон, М. В. Алексеев, В. П. Борисов
(Чебоксары)

Воздействие лазерного излучения на различные вещества широко исследуется с точки зрения газодинамики выброса продуктов испарения или разложения при коротких импульсах большой плотности энергии [1—4]. В меньшей степени изучены эти вопросы при плотностях излучения, используемых в настоящее время для исследования механизма воспламенения твердых горючих веществ [5—6].

В данной работе исследована гидродинамика оттока продуктов деструкции полимеров под действием лазерного излучения с плотностью потока $q < 10$ кВт/см². В качестве мишеней использовались образцы из полиметилметакрилата (ПММА) и эбонита размером, намного превышающим характерный размер пятна облучения.

Опыты проводились в среде воздуха при $T = 293$ К, $p = 10^5$ Па в закрытой камере объемом $0,1 \times 0,1 \times 0,3$ м³, снабженной окнами для наблюдения и ввода лазерного излучения. Луч непрерывного лазера с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм (или $\lambda = 1,06$ мкм) фокусировался сверху на поверхность исследуемого вещества сферическим зеркалом, при перемещении которого диаметр пятна облучения изменялся в пределах 1—4 мм. Длительность импульса облучения задавалась механическим затвором с разрешением 0,2 мс, а плотность падающего потока регулировалась в пределах $20—10^4$ Вт/см² путем изменения либо выходной мощности лазера, либо диаметра пятна облучения.

Визуализация течения продуктов деструкции производилась методом лазерного ножа [7] в стробоскопическом режиме. Для этого луч гелий-неонового лазера системой цилиндрических линз преобразовывался в плоскопараллельный и прерывался obtюратором с заданной частотой. Для наблюдения за характером движения окружающей среды в камере создава-

лась взвесь частиц окиси магния. Скорость движения продуктов деструкции рассчитывалась по стробоскопическим фотоснимкам.

Развитие процесса облучения лучом лазера начинается с локального разогрева поверхности. По достижении температуры начала разложения из места разогрева начинают вырываться газы, состоящие из продуктов испарения и деструкции, из которых при определенных условиях формируется вихревое кольцо. На фиг. 1 схематически, в частности, для ПММА отмечены области, характеризующие эти процессы в координатах τ и q , где τ — время действия лазерного облучения. Область I соответствует режиму инертного нагрева и ограничена сверху кривой, характер которой определяется теплопроводностью и прозрачностью материала. В области II на поверхности успевает достигаться температура плавления и начала деструкции полимера, над поверхностью появляются газообразные продукты с малыми скоростями $u_0 < 0,1$ м/с, поднимающиеся вверх.

Дальнейшее увеличение длительности импульса при заданном q приводит к увеличению скорости газооттока вплоть до установления постоянной скорости разрушения [8]. Начиная с $Re \sim 5$, рассчитанного для воздуха по диаметру пятна облучения, наблюдается образование ламинарного вихревого кольца (область III).

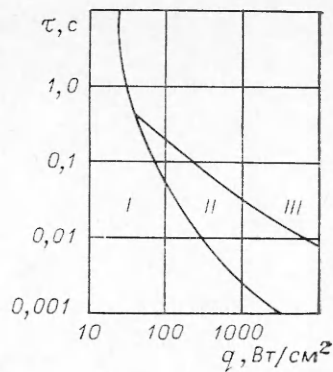
На фиг. 2, где a — горизонтальное (ПММА, $\lambda = 10,6$ мкм), b — наклонное (эбонит, $\lambda = 1,06$ мкм) положения мишени (стрелками указаны направления луча лазера и ускорения свободного падения), представлены кинограмма и фотография, показывающие последовательность развития выброса продуктов деструкции под действием лазерного облучения в этой области (на каждом кадре фильма зафиксировано два момента, соответствующих стробоимпульсам лазерного ножа). Видно, что продукты деструкции образуют вихревое кольцо, аналогичное тому, которое возникает при выталкивании порции газа из трубы круглого сечения или при взрыве ВВ [9—11]. При этом глубина кратера, образующегося в результате уноса продуктов деструкции, к моменту формирования вихревого кольца на порядок меньше диаметра пятна облучения.

Треки микрочастиц взвеси (фиг. 3) показывают, что образование этого вихря, состоящего из продуктов деструкции, сопровождается появлением еще одного, внешнего — из газов окружающей среды, который имеет больший диаметр и движется вслед за первым.

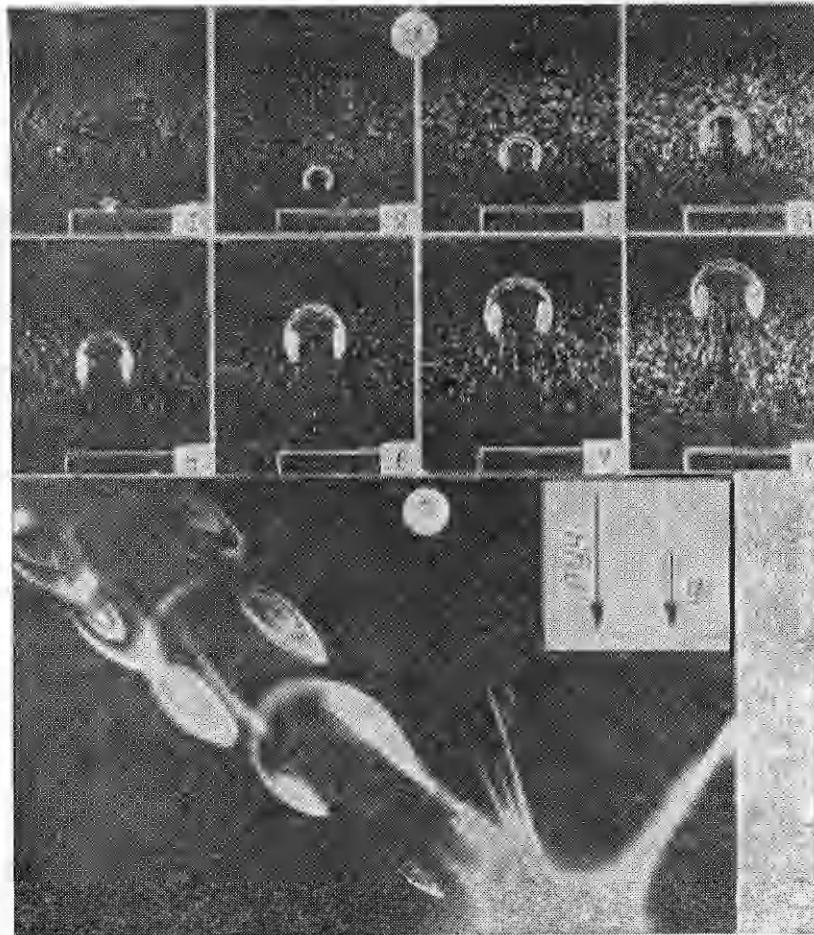
Результаты анализа процесса формирования вихревого кольца из продуктов деструкции представлены на фиг. 4—6 в безразмерных координатах, где R_0 , R , r — радиусы пятна облучения, вихря и поперечного сечения тора соответственно; $a = R + r$; u_0 — начальная скорость продуктов деструкции; u — скорость вихревого кольца; l — путь, пройденный вихрем, отсчитываемый от поверхности мишени до центров формирующегося тора за время t ; α — угол наклона мишени к горизонту.

На фиг. 4, a , b представлены зависимости $u(l)$ и $a(l)$, полученные для эбонита при $\lambda = 10,6$ мкм, $q = 500$ Вт/см² и временах облучения $\tau = 20; 30; 40; 50$ и 100 мс, соответствующих кривым 1—5. Движение формирующегося вихря происходит с заметным снижением скорости $u(l)$ при удалении от мишени, при сбросе излучения (кривые 1—4) движение еще более замедляется, однако до некоторого значения, при достижении которого в пределах наблюдаемого поля становится равномерным. Расширение кольца $a(l)$ при сбросе излучения также начинает происходить с меньшей скоростью, чем при подпитке его продуктами деструкции.

Для любого положения мишени пройденный вихрем путь $l(t)$ не зависит от числа Re (фиг. 5, где $\tau = 0,25$ с; 1 — эбонит, $R_0 = 1,3$ мм, $u_0 = 0,80$ м/с, $\alpha = 52^\circ$; 2 — эбонит, $R_0 = 2,0$ мм, $u_0 = 0,24$ м/с, $\alpha = 67^\circ$;



Ф и г. 1



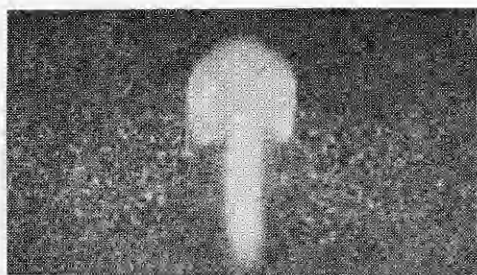
Ф и г. 2

3 — эбонит, $R_0 = 0,6$ мм, $u_0 = 0,35$ м/с, $\alpha = 0$; 4 — ПММА, $R_0 = 0,6$ мм, $u_0 = 0,20$ м/с, $\alpha = 0$).

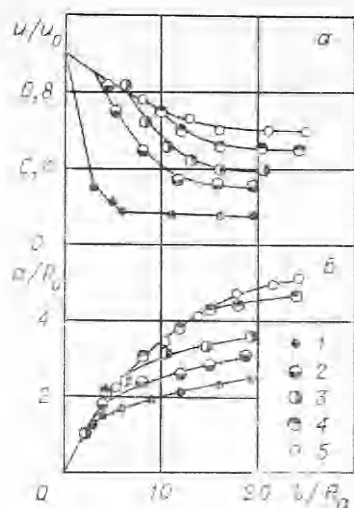
На движение вихря определенное влияние оказывают силы гравитации. На фиг. 2, б видно, что начальный выброс продуктов деструкции происходит нормально к поверхности мишени, затем формирующееся кольцо начинает всплывать и несколько трансформироваться. Перемещение центра вихря происходит по искривленной траектории, а рост верхней части тора менее интенсивен за счет худших условий захватывания продуктов деструкции (фиг. 6, эбонит, $\lambda = 1,06$ мкм, $q = 2$ кВт/см², $\tau = 0,25$ с: 1 — нижняя, 2 — верхняя части тора при $\alpha = 50^\circ$; 3 — симметричный вихрь). Расширение нижней части наклонного вихря совпадает с таковым для симметричного вихря, получаемого при горизонтальном положении мишени, зависимость 3. Влияние подъемной силы особенно наглядно проявляется при облучении мишеней снизу, когда формирующийся вихрь останавливается на некотором расстоянии от мишени, а затем устремляется вверх и разрушается.

Область образования ламинарных вихревых колец ограничена плотностью потока $q < 10$ кВт/см², при превышении которой начинает наблюдаться турбулентная структура колец, вместе с тем при слабых потоках $q \sim 50$ Вт/см² большие времена воздействия приводят к разрушению уже сформированных колец догоняющими неустойчивыми потоками.

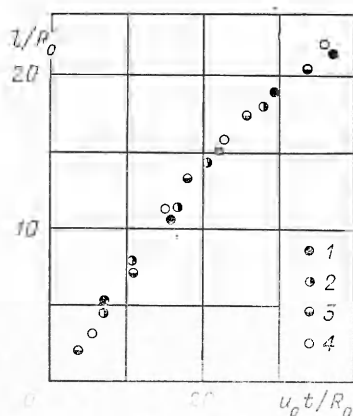
В целом образование вихревых колец при взаимодействии лазерного излучения подобно рассмотренному в [10] применительно к полусферои-



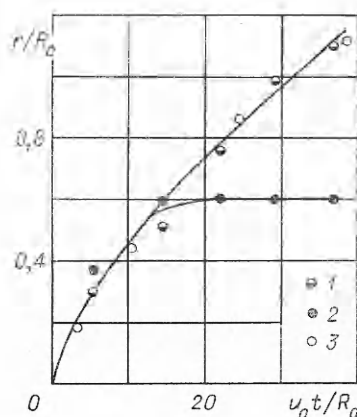
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

дальним вихревым кольцам в жидкостях при малых диаметрах канала питающей трубки.

Таким образом, воздействие поджигающего импульса на поверхность полимера вызывает образование вихревой структуры газового потока. Такая структура, несомненно, должна оказывать влияние на условия воспламенения в газовой фазе, что будет являться целью дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. и др. Исследование газодинамических процессов, возникающих при испарении твердого вещества под действием излучения лазера. — ЖТФ, 1969, т. 39, № 5.
2. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты. — ДАН СССР, 1969, т. 186, № 5.
3. Козлова Н. Н., Петрухин А. И., Суляев В. А. Экспериментальное исследование начала испарения и возникновения плазменного слоя при действии лазерного излучения в различных газах. — Квант. электроника, 1975, т. 2, № 7.
4. Козлова Н. Н., Маркович И. Э., Немчинов И. В. Экспериментальное исследование взаимодействия излучения ОКГ с преградой в воздухе. — Квант. электроника, 1975, т. 2, № 9.
5. Кондриков Б. Н., Олемиллер Т. Дж., Саммерфилд М. Воспламенение и газификация баллистического пороха под действием излучения CO_2 -лазера. — В кн.: Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 83. М.: МХТИ, 1974.

6. Карабанов Ю. Ф., Афанасьев Г. Т., Боболев В. К. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОЖГ.— В кн.: Горение конденсированных систем. Черно-головка: ОИХФ АН СССР, 1977.
7. Алхимов А. П., Бойко В. М., Паньшин А. Н. Оптические методы диагностики высокоскоростных двухфазных потоков.— В кн.: Газодинамика неравновесных процессов. Новосибирск: Наука, 1981.
8. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
9. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. 2-изд. М.: Наука, 1973.
10. Петров П. А. Механизм образования вихревых колец.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 2.
11. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Формирование вихревых колец.— Изв. СО АН СССР, 1980, № 3. Сер. техн. наук, вып. 1.

Поступила 28/VI 1983 г.

УДК 533.082.5

СТРУЕОБРАЗОВАНИЕ ПРИ СЖАТИИ ПЛАЗМЫ В ОСТРОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

В. Я. Терновой
(Черноголовка)

Для создания плотной высокотемпературной плазмы широко используется ударное сжатие газа в условиях остроугольной геометрии металлическим ударником [1—3]. При этом на газодинамику сжатия существенное влияние оказывает взаимодействие ударника и стенок конструкции в области точки контакта. Возникающие при определенных режимах работы кумулятивные струи из материалов конструкции могут загрязнять сжимаемый газ, служить причиной неоднородности течения, уменьшать предельно достижимые параметры.

В данной работе проводится анализ режимов течения в зависимости от скорости ударника w , величины угла полураствора конуса $\alpha/2$, а также материала ударника и стенки. В зависимости от вышеперечисленных факторов струеобразование может отсутствовать, может возникать струя материала одного из элементов конструкции (стенки, ударник) или обоих. Рассмотрение проводится отдельно для каждого элемента, хотя, как это будет показано ниже, в некоторых областях характер их течений взаимосвязан. В работе делается попытка проследить за поведением системы до предельно больших скоростей.

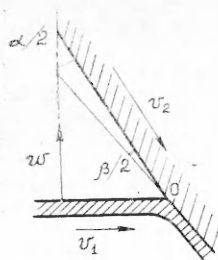
При рассмотрении области контакта можно в начальной стадии пренебречь отличиями конического течения от плоского и применить к нему результаты исследования двумерных течений в плоской геометрии. На основе теории струеобразования [4] выделяются области сверхзвуковой и дозвуковой скорости втекающего потока в системе координат, где точка контакта покоится.

Сверхзвуковая скорость втекающего потока. На фиг. 1 для бесструйной конфигурации представлена схема рассматриваемого взаимодействия и характеризующая течение картина скоростей в системе координат с покоящейся точкой контакта. В этом случае образуются ударные волны, связанные с точкой контакта. При прохождении через косую ударную волну поток может развернуться без струеобразования лишь на угол, меньший критического [5], зависящий от свойств материала и скорости потока ($v_1 = w \operatorname{tg} \alpha/2$ для материала ударника и $v_2 = w/\cos \alpha/2$ для материала стенки, w — скорость ударника в лабораторной системе координат). Реальный угол поворота потока определяется направлением движения границы раздела ударник — стенка. Материал стенки после точки контакта поворачивается на угол $\beta/2$, а материал ударника — на $(\pi - \alpha - \beta)/2$. Результат сравнения этих углов со значением максимально возможного угла поворота потока определяет характер течения.

В дальнейшем принимается, что для рассматриваемых материалов справедлива линейная связь скорости ударной волны D и скачка массовой скорости u [6]:

$$(1) \quad D = a + bu,$$

где для веществ, не имеющих фазовых переходов при



Фиг. 1