

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛЕТА МГНОВЕННО
НАГРЕТОГО ВЕЩЕСТВА И ВОЗНИКАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА
ПРИ КОНЦЕНТРАЦИЯХ ЭНЕРГИИ, МЕНЬШИХ ТЕПЛОТЫ
ИСПАРЕНИЯ**

А. А. Калмыков, И. В. Немчинов, А. И. Петрухин

(Москва)

Экспериментально (при воздействии излучения оптического квантового генератора, работающего в режиме модулированной добротности) подтверждено описанное в [1] явление откола поверхностного слоя вещества при его быстром нагреве до концентраций энергии в единице массы, меньших теплоты испарения Q .

Путем скоростного фотографирования исследована картина разлета вещества. Проведены измерения величины импульса I при различных концентрациях энергии и показано, что зависимость I от величины подведенной энергии E хорошо согласуется с теоретическими оценками [1].

Показано, что определение импульса давления, созданного при разлете быстро нагретого и затем отколовшегося вещества, дает возможность исследовать его термодинамические свойства при плотности, близкой к нормальной.

Явление образования откола поверхностного слоя вещества при его мгновенном нагреве ниже теплоты испарения было описано в работе [1]. Там же была приведена оценка возникающего импульса. Полученные в [1] результаты сводятся к тому, что при выделении в поверхностном слое вещества толщиной x_r или массой m_r энергии E_r за время $\tau < t_g$ (характерное время газодинамических процессов $t_g = x_r / c$, а c — скорость звука в веществе) в этом слое возникает давление $p^0 = (\gamma - 1) E_r / x_r$. При смыкании волн разрежения, распространяющихся от границ нагретого слоя, вещество начинает разгружаться, и появляются отрицательные напряжения. Если эти напряжения превышают величину динамической прочности вещества на разрыв, то может произойти откол. Величина возникающего при отколе импульса в случае равномерного нагрева слоя по глубине определяется по формуле

$$I = \frac{(\gamma - 1) E_r}{2 \sqrt{c_0^2 + \gamma(\gamma - 1) E_r / m_r}} \quad (0.1)$$

Здесь γ — показатель адиабаты, E_r / m_r — концентрация энергии в единице массы. Как видно из рассмотрения зависимости I от E_r , по значению I можно определить показатель адиабаты γ или коэффициент Грюнайзена $\Gamma = \gamma - 1$ при нормальной плотности ρ_0 , т. е. можно судить о термодинамическом состоянии мгновенно нагретого вещества. В данной работе излагаются экспериментальные результаты по исследованию эффекта откола. Необходимо было изучить качественную картину процесса возникновения импульса, предсказанную И. В. Немчиновым, проверить правильность оценки величины механического импульса (формула (0.1)) и, наконец, показать, что в действительности можно определить уравнение состояния мгновенно нагретого вещества методом, предложенным в [1].

1. Выбор исследуемого вещества. К исследуемому веществу предъявляются определенные требования. Во-первых, необходимо, чтобы концентрация выделившейся в единице объема энергии была достаточной для возникновения давлений, приводящих к разрыву вещества и образованию механического импульса откола. Поэтому коэффициент поглощения излучения оптического квантового генератора (ОКГ) в данном случае (на длине волны рубинового ОКГ $\lambda = 6940 \text{ \AA}$) не должен быть слишком

малым. Во-вторых, необходимо, чтобы выполнялось условие мгновенности нагрева, и, следовательно, нагреваемый слой не может быть слишком тонким, т. е. коэффициент поглощения не может быть слишком большим. В-третьих, ввиду сравнительно небольшой мощности ОКГ, имевшегося в распоряжении в период выполнения этой работы, для образования откола вещество должно обладать низкой теплотой сублимации и малой прочностью на разрыв.

Дополнительные ограничения на выбор рабочего тела налагает требование условия одномерности задачи $d \gg x_0$, где d — диаметр пятна луча ОКГ на поверхности мишени, а x_0 — пробег излучения. Действительно, при выборе малых значений d и x_0 с целью получения более высоких концентраций энергии могли быть нарушены условия мгновенности и одномерности, а при выборе больших значений d и x_0 при малой полной энергии был слишком мал верхний предел диапазона значений E/m_0 . Более подробно к этому вопросу обратимся непосредственно при обсуждении экспериментальных результатов.

В качестве рабочих тел, удовлетворяющих всем перечисленным требованиям, нами были выбраны лед и парафин. При большей мощности ОКГ можно исследовать другие вещества с более высокой теплотой сублимации, например, стекло, плексиглас и т. д.

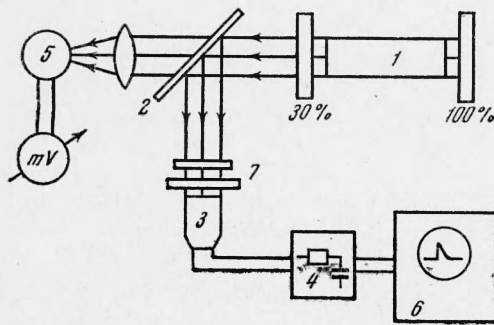
Исследуемые вещества были окрашены специальными красителями, обеспечивающими поглощение излучения на молекулярном уровне, поэтому нагрев без сильного возбуждения внутренних степеней свободы и распада этих молекул не приводил к изменению коэффициента поглощения. Приведем основные параметры выбранных веществ.

Лед. Теплота сублимации 670 кал/г [2], скорость звука $c_0 = 3.2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ [3] (для воды $c_0 = 1.2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ [3]), плотность $\rho_0 = 0.95 \text{ г/см}^3$, прочность на разрыв 15 кг/см^2 [4], $\rho_{\text{ос}}^2 = 1.5 \cdot 10^4 \text{ кг/см}^2$. Различное содержание метиленового голубого красителя позволило получить нужные глубины поглощения (пробеги излучения), которые в опытах были 0.1 или 0.2 мм, что соответствовало характерному газодинамическому времени процесса $t_g = 4\tau$ или $t_g = 8\tau$. Коэффициент поглощения льда κ измерялся путем просвечивания слоя известной толщины лучом ОКГ, причем измерение падающей и прошедшей энергии производилось при помощи фотоэлементов ФЭК-09 и ФЭК-14.

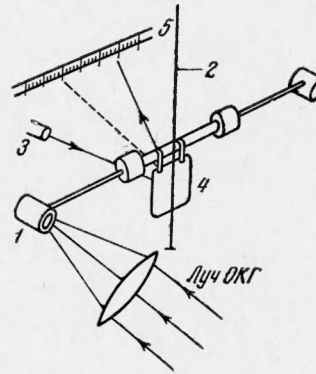
Парафин. Высокомолекулярное соединение типа C_nH_{2n+2} , образованное связью молекул с различными значениями n . Теплота сублимации парафина по справочным данным [5] равна $150\text{--}250 \text{ кал/г}$ (по-видимому, в зависимости от степени распада молекул). Скорость звука в парафине $c_0 = 2.1 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, плотность $\rho_0 = 0.9 \text{ г/см}^3$ [3], прочность на разрыв неизвестна. Окрашивание парафина антрахиноновым красителем давало возможность получить пробеги излучения порядка 0.15 или 0.30 мм. Соответствующее газодинамическое время $t_g = 3.5\tau$ или $t_g = 7\tau$. Коэффициент поглощения парафина измерялся двумя методами: таким же, как и для льда, и другим, сущность которого состояла в том, что вещество помещалось между тонкими стеклянными пластинками, а затем к такому трехслойному «сэндвичу» прикреплялась термopара для измерения температуры нагрева после прохождения через вещество излучения ОКГ (для устранения тепловых потерь опыты проводились в вакууме). Этот способ определения пробега излучения позволял непосредственно измерять поглощенную энергию в слое, и в случае определения пробегов в рассеивающих средах типа парафина — оказался более предпочтительным. Измерение коэффициента поглощения в луче ОКГ для льда и парафина проводилось при плотностях выделившейся энергии от 10 до 80 кал/г , точность измерений составляла 20%.

2. Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1. Источником мгновенного нагрева служил рубиновый ОКГ (на схеме 1), работающий в режиме «гигантского импульса». Длительность импульса на уровне половинной мощности потока составляла $\tau = 2.0 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$. Для определения величины полной энергии и формы светового импульса плоскопараллельной пластинкой 2 часть луча ОКГ отводилась (через фильтры 7) на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-09

(на схеме 3). Измерения велись на осциллографе СО-1 или ОК-17 (на схеме б) спредварительным интегрированием импульса на интегрирующей цепочке 4. Мониторирующая система калибровалась при помощи «абсолютно черного» приемника 5, выполненного в виде полого шара с прикрепленной к нему термопарой. Для измерения реактивного импульса были созданы специальные крутильные весы, схематический чертеж которых приведен на фиг. 2.



Фиг. 1

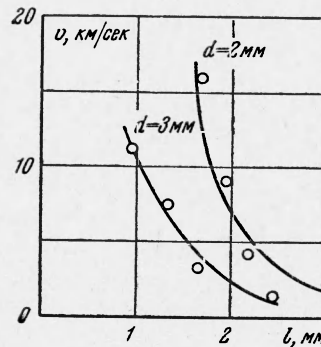


Фиг. 2

Мишень 1, состоящая из металлического цилиндра с заделанным внутри него рабочим телом, помещалась на плечо коромысла, связанного с вольфрамовой нитью 2, диаметром 0.11 или 0.20 мм, закрепленной на концах. Величина импульса измерялась отсчетной системой, состоящей из источника света 3, зеркала 4 и шкалы 5. Помимо импульса, в опытах определялась скорость разлета вещества. Для этой цели использовалась скоростная камера СФР, работающая в варианте лупы времени (максимальная скорость съемки достигала $5 \cdot 10^5$ кадр / сек). Фотографирование происходило при подсветке разлетающегося вещества внешним импульсным источником света. Фотографирование откольного явления и измерение реактивного импульса велись при разлете вещества в вакуум порядка 1—2 мм рт. ст. Необходимость проведения опытов в вакууме была вызвана тем обстоятельством, что при атмосферном давлении излучение ОКГ даже с малыми потоками ($2-5 \cdot 10^8$ дж / см² · сек) у поверхности преграды (исследуемое вещество) вызывало пробой воздуха (вспышку), аналогичную той, что имеет место при острой фокусировке «гигантского» импульса без какой-либо преграды [6-12] при потоках около 10^{10} дж / см² · сек и выше.

Возникновение вспышки наблюдалось не только при взаимодействии луча ОКГ с поглощающими преградами, какими в данном случае были лед и парафин, но и на поверхности прозрачных тел, например органического стекла. Развитие этого явления фотографировалось растровой камерой СФР-Р со скоростью $50 \cdot 10^6$ кадр / сек.

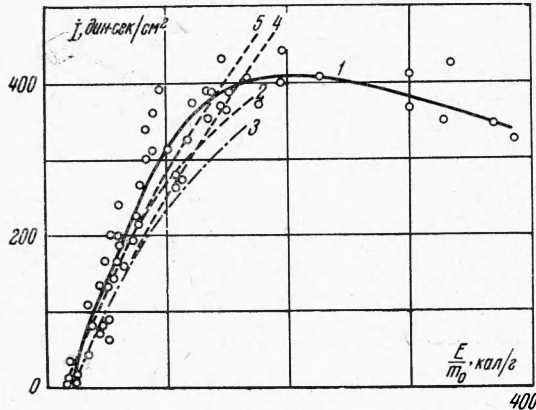
Опыты показали (фиг. 3), что скорость v движения фронта вспышки достигает 20 км / сек у поверхности мишени, а затем быстро падает с



Фиг. 3

увеличением расстояния l от мишени. Образование вспышки не связано с процессом разлета по ряду причин. Во-первых, при нагреве вещества до энергии порядка теплоты испарения вряд ли можно ожидать его интенсивного свечения. Во-вторых, предполагаемая скорость разлета, т. е. массовая скорость вещества, не могла превышать по оценкам при данных плотностях поглощенной энергии нескольких сотен $m / сек$.

Для выяснения спектрального состава свечения был снят его спектр, который состоял из ряда линий, соответствующих однократно и дважды



Фиг. 4

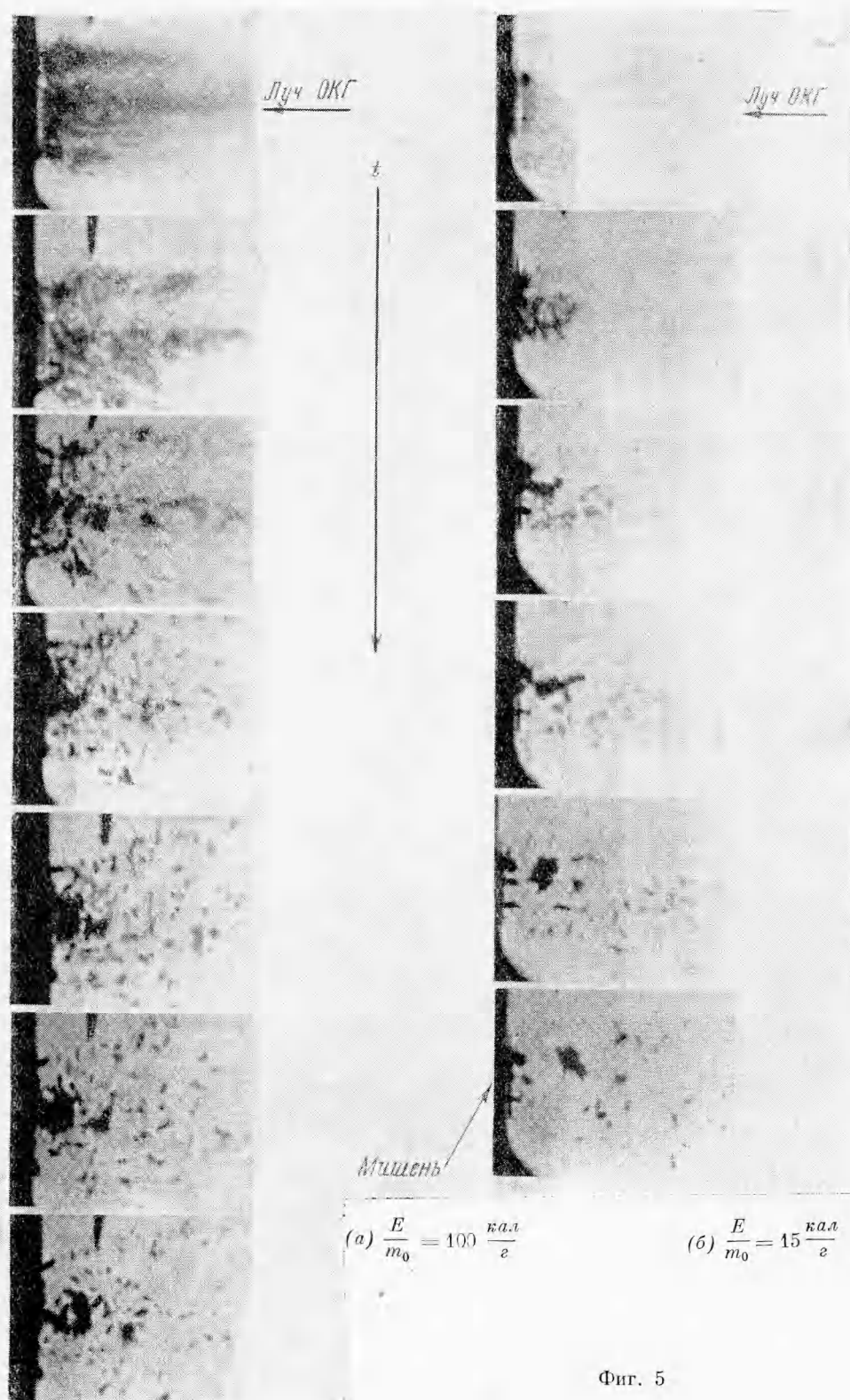
ионизированным компонентам воздуха (азот, кислород). Кроме того, наблюдался довольно интенсивный континуум, указывающий, что температура в области свечения достаточно высока. Возникающая вспышка в наших опытах являлась нежелательным эффектом, на ее образование даже при малых плотностях энергии затрачивалось до 30% полной энергии ОКГ. Вспышка также оказывала дополнительное и весьма существенное воздействие на мишень. Не вдаваясь в причины и количественное

описание этого эффекта, что является предметом самостоятельных исследований, укажем лишь, что помещение преграды в вакуум полностью устраняло возникновение вспышки на всех исследуемых веществах и импульс на прозрачных преградах.

3. Эффект откола и механический импульс при концентрации энергии ниже теплоты испарения. Измерение откольного импульса проводилось по описанной выше методике.

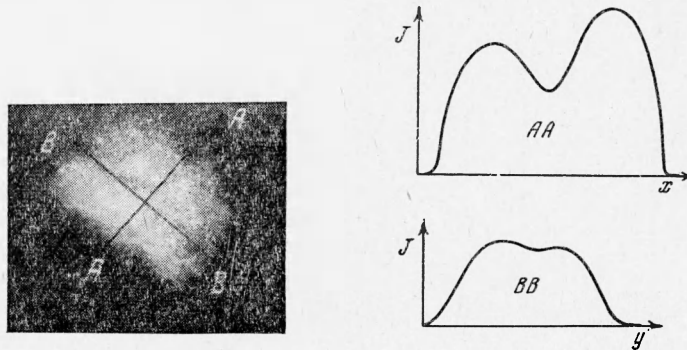
Зависимость удельного импульса I на единицу площади сечения луча ОКГ у поверхности мишени от максимальной концентрации поглощенной энергии в парафине представлена на фиг. 4, где 1 — экспериментальная кривая, 2 и 3 — теоретические кривые при $\gamma \neq \text{const}$, кривые 4 и 5 — тоже теоретические при $\gamma = 3.7$; при этом кривые 3 и 4 — в случае концентрации энергии $f(m_w) = 20 \text{ кал/г}$, кривые 2 и 5 — в случае $f(m_w) = 10 \text{ кал/г}$. Из этой фигуры следует, что импульс возникает при плотностях поглощенной энергии, много меньших теплоты испарения — вплоть до значений 20 кал/г . Очевидно, величина поглощенной энергии (20 кал/г) соответствует таким отрицательным напряжениям, которые равны или меньше по абсолютной величине динамической прочности на разрыв σ парафина. При показателе адиабаты $\gamma = 2$ это значение ($E / m_0 = 20 \text{ кал/г}$) соответствует $\sigma = 400 \text{ кг/см}^2$ [1]. Разброс в значениях импульса в этой области зависит, по-видимому, от случайных факторов (различие в прочности, неравномерность распределения энергии луча по сечению). Из опытов следует справедливость высказанного предположения о существовании эффекта откола при концентрации энергии в единице массы $f(m) < Q$, сопровождающегося механическим импульсом. Скоростное фотографирование также подтвердило, что импульс действительно создается за счет разлетающегося вещества.

На фиг. 5 показаны последовательные фотографии разлета парафина при различных концентрациях энергии. На фиг. 5,а, где концентрация



Фиг. 5

составляет $E / m_0 = 100 \text{ кал / г}$, вначале появляется газообразная фаза, распространяющаяся со скоростью до 300 м / сек и соответствующая разлету граничных, более нагретых слоев. Далее движется вещество, находящееся в твердой фазе, со скоростью $50\text{--}100 \text{ м / сек}$; отчетливо видны мелкие и крупные куски раздробленного вещества. При меньших значениях



Фиг. 6

E / m_0 (в частности, при $E / m_0 = 15 \text{ кал / г}$; см. фиг. 5, б) газообразная фаза отсутствует. На фиг. 5, б видно, что при средней концентрации энергии в поверхностном слое от 10 до 20 кал / г имеет место выброс вещества. Исходя из точности измерений на крутильном маятнике, можно утверждать, что величина импульса в этой области не превышает $5\text{--}10\%$ от импульса при концентрации энергии 20 кал / г (резкое падение импульса от 40 до $2 \text{ дин} \cdot \text{сек} / \text{см}^2$; при $E / m_0 < 20 \text{ кал / г}$ измеримого отброса по шкале нет).

Из рассмотрения фотографий следует, что площадь, с которой наблюдается выброс, значительно меньше полной облученной площади. Были произведены измерения равномерности распределения энергии по сечению пучка на фотопластинках по плотностям почернения.

На фиг. 6 приведена одна из таких фотографий (наблюдается хорошая повторяемость); изменение плотности энергии по сечениям AA и BB характеризуется зависимостью $J = J(x)$ на той же фигуре, где J — плотность энергии, x — координата по сечению луча. Видно, что в основной части пучка плотность энергии изменяется не более чем в два раза. Очевидно, наличие выброса вещества при $E / m_0 < 20 \text{ кал / г}$ связано с тем, что в области максимальных по площади концентраций энергии их величина все еще достаточна для образования откола. При средних по площади концентрациях энергии, меньших 10 кал / г , выброса не наблюдалось.

На фиг. 4 показана также теоретическая зависимость импульса от концентрации энергии E / m_0 . Формула (0.1) получена для равномерного нагрева. Для неравномерного нагрева формулу (0.1) можно обобщить, считая, что она по-прежнему справедлива для каждого элементарного интервала. Тогда

$$I = \int_0^{m_w} \frac{(\gamma - 1) f(m)}{2 \sqrt{c_0 + \gamma(\gamma - 1) f(m)}} dm \quad (3.1)$$

Здесь $f(m)$ — концентрация энергии в единице массы, m_w — полная масса отколовшегося слоя. В [1] приведен анализ процессов движения

при равномерном и неравномерном нагреве при низких концентрациях энергии. Масса m_w отколовшегося слоя может быть найдена по величине $f(m_w)$ при условии, если известна функция распределения выделившейся энергии, исходя из соотношения, связывающего начальное давление p^0 и величину динамической прочности вещества на разрыв σ

$$p^0 = \rho_0 f(m_w)(\gamma - 1) = 2\sigma \quad (3.2)$$

При постоянном коэффициенте поглощения имеет место обычный закон выделения энергии

$$f(m) = E / m_0 \exp(-m / m_0) \quad (3.3)$$

Можно использовать полученную непосредственно в эксперименте величину $f(m_w)$ по минимальной величине E / m_0 , при которой еще возникает импульс вследствие откола. Подставляя (3.3) в (3.1) и производя интегрирование, находим

$$I = m_0 \gamma^{-1} (\sqrt{c_0^2 + \gamma(\gamma - 1)E/m_0} - \sqrt{c_0^2 + \gamma(\gamma - 1)f(m_w)}) \quad (3.4)$$

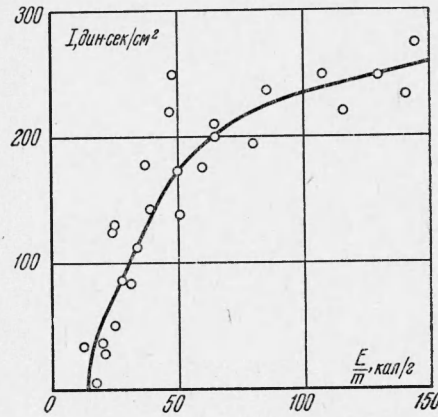
Естественно, что формула (3.4), так же как и (3.1), имеет ограниченную применимость, а именно, до тех пор, пока максимальное значение $f(m) \leq Q$; кроме того, она получена при постоянном значении γ . Можно ожидать, что с нагревом величина γ уменьшается.

Значения γ при $\rho = \rho_0$ получены пока только для небольшого круга веществ. В [1] предложено определять γ на основании формулы (0.1) и измерений импульса при равномерном нагреве.

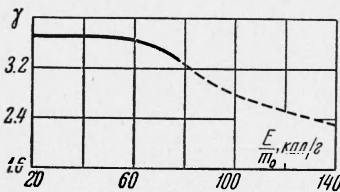
4. Определение значения γ по величине импульса при равномерном нагреве. Если взять слой вещества, составляющий малую долю пробега излучения (например, $1/3$ или $1/4$), то распределение энергии в нем будет почти равномерным. Так, при толщине слоя в $1/3$ пробега максимальная концентрация будет превышать минимальную на 20%. Были проведены опыты по изучению реактивного импульса при нагреве тонких слоев парафина с различной концентрацией красителя. При 1% и 0.5%-ном содержании красителя пробеги излучения составляли соответственно 0.15 и 0.30 мм.

Слои вещества в опытах брались толщиной 0.05 и 0.1 мм. Дальнейшее уменьшение толщины слоя с целью получения более равномерного распределения энергии приводит к нарушению условия мгновенности.

В опытах парафин наносился на прозрачное оптическое стекло, так что газодинамическая картина здесь несколько отличается от рассмотренной в первой части работы [1]. Теперь, с одной стороны, вещество граничит с вакуумом, а с другой — с более жесткой подстилающей поверхностью, поэтому разгрузка давления будет происходить только волной разрежения, идущей со стороны свободной поверхности. В этом случае для нахождения показателя адиабаты γ по измеренному импульсу можно пользоваться формулой (0.1), но при этом ввести коэффициент 2 для учета увеличения длительности существования давления. Эта длительность удваивается по



Фиг. 7



Фиг. 8

сравнению со случаем разгрузки двумя волнами разрежения (в действительности вводилась малая поправка, учитывающая разгрузку со стороны стекла).

Зависимости удельного импульса I [дин · сек / см²] от концентрации энергии E/m [кал / г] для слоя парафина толщиной $x = 0.10$ мм приведены на фиг. 7.

Откольный импульс возникает при значениях $E/m_0 = 15$ кал / г (сравнить с $E/m_0 = 20$ кал / г). Это свидетельствует, по-видимому, о том, что прочность сцепления парафина со стеклом близка к откольной прочности парафина.

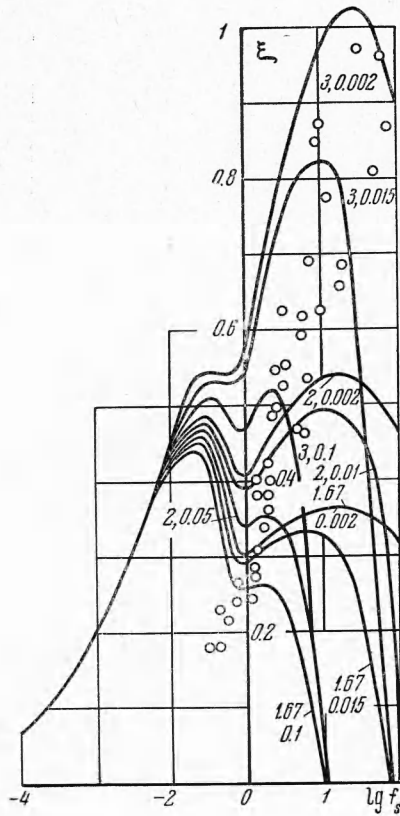
При визуальном осмотре тонкого слоя парафина было обнаружено, что при концентрациях энергии, меньших 15 кал / г, откола нет (парафин остается на стекле; при больших концентрациях энергии весь слой по облученной площади откалывается полностью), но при концентрациях 5—10 кал / г внутри слоя имеют место вспучивания, по-видимому, — местные отслоения от стекла. Заметим, что парафин — довольно неоднородное по структуре вещество.

При помощи зависимости (фиг. 7) и формулы (0.1) были рассчитаны значения γ при разных величинах $f(m) = E/m_0$. Результаты расчетов приведены на фиг. 8. Показатель адиабаты остается постоянным до значения $E/m_0 \approx 60-70$ кал / г, затем начинает уменьшаться. Если считать, что формула (0.1) справедлива для значений E/m_0 , близких к теплоте испарения, то уменьшение γ происходит в результате нагрева, причем минимальное значение его равно 2.06. Исходя из того, что в области $f(m) > 80$ кал / г не производилось измерений коэффициента поглощения, эта часть кривой $\gamma(f)$ проведена пунктиром.

При помощи зависимости $\gamma(f)$ (фиг. 8) были сделаны расчеты импульса по формуле (3.1), приведенные на фиг. 4. Результаты расчетов представлены в виде штрих-пунктирных зависимостей 2 и 3 (при минимальном значении концентрации энергии $f(m_w)$, равном 20 и 10 кал / г). Результаты расчетов при постоянном значении $\gamma = 3.7$ показаны пунктиром. Любопытно, что различие кривых с постоянным и переменным значениями γ невелико. При экспоненциальной зависимости $f(m)$ (формула (3.3)) формулу (3.1) можно преобразовать к виду

$$I = m_0 \int_{f(m_w)}^{E/m_0} \frac{(\gamma - 1) df}{\sqrt{c_0^2 + \gamma(\gamma - 1)f}} \quad (4.1)$$

Видно, что величина импульса соответствует некоторому усредненному значению $\gamma(f)$. Кроме того, при $f \approx C_0^2$ с увеличением γ импульс I растет медленнее, чем при малых f .



Фиг. 9

В области малых концентраций энергии расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментальной, при больших плотностях энергии имеется расхождение, заметно даже падение I от E / m_0 , что не следует из [1].

Поведение экспериментальных зависимостей в области концентраций энергии, близких и больших по порядку к теплоте испарения (фиг. 4 и 7), объясняется рядом причин.

1) Влиянием условия фокусировки, выражающимся в том, что для получения высоких концентраций энергии значительно уменьшалась величина d (до значений $d \approx 1$ мм), ввиду чего не выполнялись условия $d \gg x_0$ и $d \gg x_w$. В результате этого наблюдалось существенное удержание вещества в нагретом «пятне» его холодными краями, что приводило к образованию конической воронки (вместо цилиндрической при $d \gg x_0$ и $d \gg x_w$) и соответственному уменьшению выброшенной массы и импульса.

2) При больших плотностях энергии может иметь место увеличение энергии, затрачиваемой на разрыв межмолекулярных связей парафина за счет распада сложных молекул на простые.

3) Кроме того, в области больших концентраций энергии, где измерения коэффициента поглощения были затруднены, последний может отличаться от полученного при малых E / m_0 .

4) Наконец, следует указать на приближенный характер самой формулы (3.1).

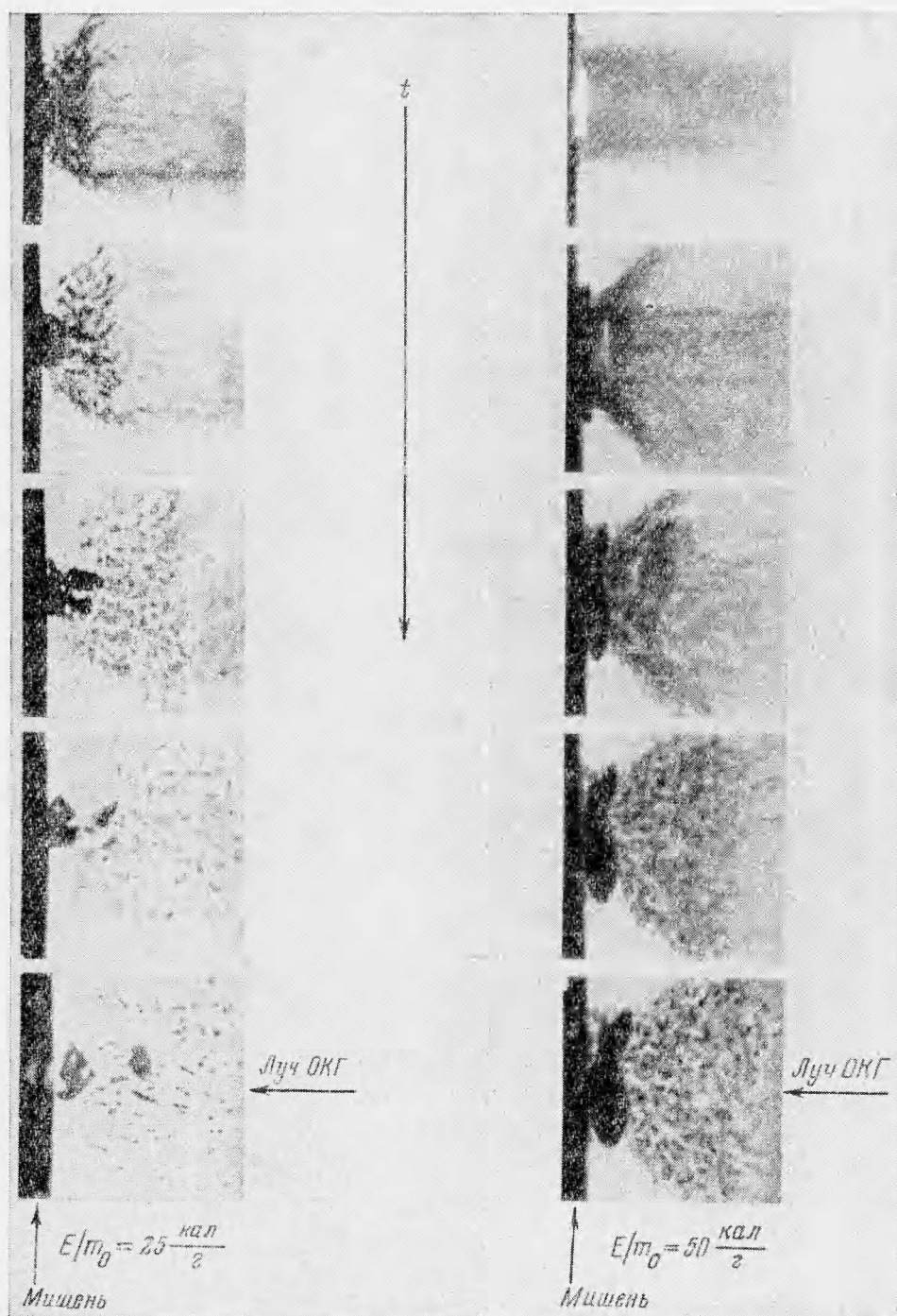
Для детального изучения отскольного импульса в области энергий порядка и более теплоты испарения Q в настоящее время авторами проводятся измерения с большей площадью фокусировки при большей полной энергии ОКГ, что позволяет сохранить плоский характер разлета в широком диапазоне изменения концентраций энергии. Проводятся также более точные расчеты задачи о разлете нагретого вещества. Кроме того, намечается уточнить величину коэффициента поглощения в области больших концентраций энергии.

Для льда были изучены аналогичные зависимости. Используя формулу (0.1), можно найти связь параметра $\xi = I \sqrt{Q} / E$ (ξ — коэффициент использования энергии) с параметром $f_s = Qm_0 / E$, характеризующим степень нагрева. Такие зависимости для различных постоянных значений показателя адиабаты $\gamma = 3, 2, 1.67$ (цифры указаны у кривых) и параметра прочности $w = f(m_w) / Q = 0.002, 0.015, 0.010, 0.05, 0.10$ (цифры указаны у кривых) приводились в [1]. Здесь воспроизводим еще раз семейство этих кривых (фиг. 9) при $\lambda = c_0^2 / Q = 0.75$ с нанесением на графике экспериментальных точек. Видно, что экспериментальные точки можно уложить на расчетные, если учесть падение γ с нагревом. К сожалению, прочность льда в условиях проведенных экспериментов неизвестна (так как значение $f(m_w)$ слишком мало), что не позволяет определить параметр w .

Приводимое же в литературных источниках значение σ может отличаться от того, которое следует использовать как в силу способа приготовления льда, так и в силу того, что эти значения получены в статических условиях. Поэтому здесь не приводится более подробное количественное сопоставление расчетных и экспериментальных данных. Укажем лишь, что при изменении величины подводимой к единице поверхности энергии в 200 раз имеет место почти линейная зависимость I от E , как следует из [1] (коэффициент ξ меняется лишь в три — четыре раза). Из приведенных зависимостей следует, что максимальное измеренное значение коэффициента ξ лежит в области малых концентраций энергии и близко по порядку величины к максимальному (расчетному) значению ξ для случая разлета «газообразного» вещества [1] с учетом затрат энергии на испарение, как и следовало из оценок [1].

Скоростное фотографирование разлета льда представлено на фиг. 10, где (а) — для $E / m_0 = 25$ кал / г, (б) — для $E / m_0 = 50$ кал / г. Картина процесса сходна с полученной для парафина. В области высоких концентраций энергии, по-видимому, в силу тех же причин, что и для парафина, имеет место некоторое отличие экспериментальных и расчетных данных.

В результате проведенных экспериментов по воздействию на некоторые вещества луча ОКГ, работающего в режиме модулированной добротности,



Фиг. 10

подтверждаются явление откола и возникновение реактивного импульса I при быстром нагреве по поверхности слоя веществ ниже их теплоты испарения Q . При этом подтверждена правильность количественных оценок, предложенных в работе [1], величины импульса при заданной энергии E , подведенной к поверхности.

Кроме того, из экспериментов вытекает, что максимальный коэффициент использования энергии $\xi = I\sqrt{Q}/E$ лежит в области концентраций энергии в единице массы, близких к Q и ниже, и может достигать значений, близких к максимальным значениям в области высоких концентраций энергии (выше теплоты испарения).

Заметим, что изучение механических параметров разлетающегося вещества открывает новые возможности в исследовании его термодинамических свойств.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить сотрудников лаборатории Я. Т. Гноевого, Б. М. Зубенко и студента МФТИ В. С. Савинича за большую помощь в работе.

Поступила 2 VI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Калмыков А. А., Кондратьев В. Н., Немчинов И. В. О разлете мгновенно нагретого вещества и об определении его состояния по величине давления и импульса. ПМТФ, 1966, № 5.
2. Кэй Д., Лэби Т. Справочник физика-экспериментатора. Изд. иностр. лит., 1949.
3. Бабиков О. И. Ультразвук и его применение в промышленности. Физматгиз, 1958.
4. БСЭ, Изд. 2-е, т. 24, стр. 423.
5. Дубровкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. Гостехиздат, 1962.
6. Райзер Ю. П. Нагревание газа под действием мощного светового импульса. Ж. эксперим. и теор. физ., 1965, т. 48, № 5.
7. Мандельштам С. Л., Пашинин П. П., Прохоров А. М., Райзер Ю. П., Суходрев Н. К. Исследование искры в воздухе, возникающей при фокусировании излучения лазера. Ж. эксперим. и теор. физ., 1965, т. 49, вып. 1 (7).
8. Майкер П., Герхьюн Р., Сэвидж С. Генерация третьей гармоники на оптических частотах. Сб. «Оптические квантовые генераторы», Изд. «Мир», 1966.
9. Мейеранд Р., Хогт А., Пробой в газах на оптических частотах. Сб. «Оптические квантовые генераторы», Изд. «Мир», 1966.
10. Рамсен С. Детонационная модель развития искры в воздухе, создаваемой лазером. Сб. «Оптические квантовые генераторы», Изд. «Мир», 1966.
11. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча. Успехи физ. наук, 1965, т. 87, № 1.
12. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 2-е. Изд. «Наука», 1966.