

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛООВОГО ДАВЛЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ, НАГРЕТОМ  
ИЗЛУЧЕНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

*Б. И. Абашкин, А. А. Калмыков, Ю. Е. Плешанов*

(Москва)

Показана возможность по измерению теплового давления в мгновенно нагретом лазерным излучением веществе находить его уравнение состояния в области  $\rho = \rho_0$ . Разработанная пьезоэлектрическая методика позволила определить значения коэффициента Грюнайзена для нагретого парафина, которые хорошо согласуются с данными, полученными иным путем в работе [2].

При мгновенном и равномерном нагреве плоского слоя вещества в нем возникает тепловое давление

$$p_T = e_T \rho \Gamma = \frac{E}{m} \rho \Gamma = \frac{E}{x} \Gamma \quad (0.1)$$

Здесь  $e_T$  — энергия единицы массы вещества;  $\rho$  — плотность;  $x$  и  $m$  соответственно толщина и масса слоя;  $E$  — энергия, содержащаяся в слое;  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена. Если нагретый слой граничит с вакуумом, то от этой границы будет распространяться волна разрежения. Если другая граница нагретого слоя является «жесткой» (например, более плотное вещество, имеющее меньшую сжимаемость  $\rho_0 c_0^2$ ), то после прихода волны разрежения на эту границу давление понижается и становится отрицательным, что может привести к разрыву вещества. При давлениях  $p_T \leq \rho_0 c_0^2$  фронт волны разрежения имеет небольшую ширину и время до отрыва нагретого слоя мало. Время до прихода волны  $t$  равно  $x/c$ , где  $c$  — скорость звука при нормальной плотности вещества. Уравнение состояния вещества можно всегда записать в виде

$$p = p_x(\rho) + \Gamma p [e - e_x(\rho)] \quad (0.2)$$

Коэффициент  $\Gamma$  зависит от двух параметров — энтропии  $S$  и плотности  $\rho$ .

Считая, что зависимость  $\Gamma$  от  $\rho$  не является сильной, и учитывая, что при  $\rho = \rho_0$  упругая энергия  $e_x(\rho)$  и давление  $p_x(\rho)$  отсутствуют, получим выражение для скорости звука

$$c^2 = (dp/d\rho)_s = c_0^2 + \Gamma(\Gamma + 1)e_T \quad (0.3)$$

Импульс за время действия давления равен

$$I = \frac{p_T x}{c} = \frac{E \Gamma}{\sqrt{c_0^2 + \Gamma(\Gamma + 1)E/m}} \quad (0.4)$$

Эффект откола мгновенно нагретого слоя и приведенные выше зависимости более подробно обсуждались в [1, 2].

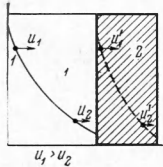
Из 0.1 и 0.4 следует существенная зависимость  $I$  и  $p_T$  от  $\Gamma$ , что позволяет находить  $\Gamma(e_T, \rho)$ , т. е. уравнение состояния вещества в малоизученной области  $\rho = \rho_0$ . Мгновенный нагрев вещества можно осуществить поглощением излучения оптического квантового генератора [ОКГ].

Проведенные опыты с парафином [2] и полученная при этом зависимость  $I = I(e_T)$  дали возможность для этого вещества найти значение  $\Gamma = \Gamma(e_T)$ . По этой зависимости была рассчитана кривая  $I = I'(e_T)$  для случая неравномерного (экспоненциального) нагрева слоя, которая хорошо совпала с экспериментальной [2]. Таким образом, была подтверждена теория явления откола, данная в [1], а также возможность по механическому импульсу судить о термодинамическом состоянии вещества при мгновенном нагреве с постоянной плотностью  $\rho = \rho_0$ .

Однако, помимо определения импульса  $I$ , представляет интерес непосредственное измерение амплитуды давления  $p_T$  в волне сжатия, распространяющейся вглубь холодного («жесткого») вещества. Знание величины  $p_T$  при различной концентрации поглощенной энергии также позволяет определять состояние вещества, т. е. находить зависимость  $\Gamma = \Gamma(e_T)$ . Следовательно, можно сопоставлять величины  $\Gamma$ , полученные разными способами. Более того, определение  $\Gamma$  по  $p_T$  принципиально лучше, так как формула (0.1) точная, а формула (0.4) приближенная, что может привести к некоторым погрешностям в области больших нагревов, когда уже нельзя пренебречь импульсом, создаваемым на границе слоя за время с момента прихода волны разрежения до отрыва слоя или до момента, когда  $p = 0$ .

Следует отметить, что по давлению  $p_T$  можно определять зависимость  $\Gamma = \Gamma(e_T)$  для тех веществ, прочность на разрыв которых достаточно велика, ввиду чего откол при данных концентрациях энергии произойти не может. Наконец, измерения давления представляют интерес и по той причине, что они прямо доказывают правильность исходных предпосылок теории [1].

§ 1. Картина распределения давления в плоском слое вещества по глубине имеет в действительности экспоненциальный характер (при постоянном коэффициенте поглощения). Экспериментальное исследование уравнения состояния в таких условиях сталкивается с определенными трудностями. Действительно, если за неравномерно нагретым веществом 1 поместить (фиг. 1) пьезоэлемент 2 (называемый ниже датчиком), регистрирующий эпюру давления, то возмущения, возникшие при нагреве на разных расстояниях от датчика, будут подходить к нему с различной скоростью (поскольку скорость звука в веществе зависит от степени нагрева), и записанная картина давления не позволит точно восстановить эпюру давления в слое.



Фиг. 1

Опыт можно упростить, создав равномерное или «почти равномерное» распределение давления по глубине. Выбирая слой вещества толщиной  $x_0$ , составляющий долю пробега излучения [2], можно приближенно считать распределение давления в таком слое постоянным, т. е. говорить о некотором среднем давлении  $p_T = \langle p_T \rangle = \text{const}$ . Если к тому же поверхность датчика имеет покрытие, сильно отражающее излучение, то при прохождении излучения по слою в обратном направлении будет происходить дополнительное выравнивание распределения энергии и давления.

Так, например, если толщина слоя исследуемого вещества составляет  $\approx 0.7$  величины пробега излучения ОКГ в этом веществе и слой располагается на серебряной подложке (коэффициент отражения серебра на длине волны рубинового лазера равен 95%), то рассчитанная неравномерность распределения поглощенной энергии по глубине слоя не превысит 25% вместо 50% при отсутствии отражающей поверхности. При уменьшении толщины слоя неравномерность распределения энергии становится еще меньшей, однако соблюдение условия мгновенности нагрева накладывает ограничения на минимальную толщину слоя.

В случае, когда амплитуда давления в датчике не слишком велика по сравнению с его модулем объемного сжатия, можно воспользоваться акустическим приближением, и давление  $p_*$  в волне сжатия, регистрируемой датчиком, будет связано с  $p_T$  соотношением

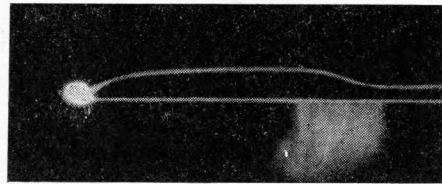
$$p_T = p_* \left( 1 + \frac{\rho c}{\rho_* c_*} \right) \quad (1.1)$$

Здесь  $\rho c$  и  $\rho_*, c_*$  — соответственно плотность и скорость звука для исследуемого вещества и вещества датчика.

§ 2. Измерение теплового давления интересно также с точки зрения исследования распространения через различные материалы коротких волн, генерируемых путем нагрева поверхностного слоя. Условие мгновенности нагрева можно записать в виде  $\tau < t$ , где  $\tau$  — время «закачки» энергии в слой. При современном состоянии лазерной техники имеется возможность уменьшать время «закачки», т. е. длительность «гигантского импульса» ОКГ до 4–5 нсек, что позволяет создавать волны длиной до 0.1 мм. В связи с этим определение давления сводится в данном случае к измерению амплитуды весьма коротких волн, что влечет за собой определенные требования, предъявляемые к регистрирующему датчику.

Для непосредственной записи давления толщина датчика  $d$  должна быть меньше или, по крайней мере, равной толщине нагреваемого слоя, т. е.  $d \leq \leq 0.1$  мм. Однако величину давления можно определять и толстым датчиком ( $d > x$ ), который будет регистрировать вхождение короткой волны в датчик и ее распространение по нему [3].

Применяемая нами методика измерения давления позволяет решать рассмотренную выше задачу, но для точного определения уравнения состояния удобнее иметь большее время существования давления (больше  $x/c$ ). Для этой цели следует устранить свободную поверхность нагреваемого слоя путем его поджатия со стороны вакуума прозрачным, но более «жестким» материалом.

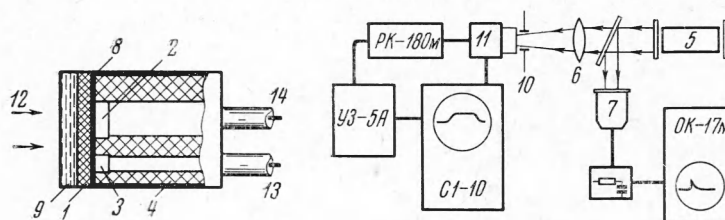


Фиг. 2

Выбранный для исследований в [2] и в настоящей работе подкрашенный парафин позволяет успешно осуществить этот прием увеличения времени существования давления.

Учитывая, что для парафина  $\rho c = 2.03 \text{ г/см}^2\text{сек}$ , а для пьезокерамики из цирконата титаната свинца (ЦТС)  $\rho c = 38.7 \text{ г/см}^2\text{сек}$ , то, прижимая свободную поверхность парафина свинцовым стеклом ( $\rho c = 40 \text{ г/см}^2\text{сек}$ ), можно считать давление в слое парафина «квазистатическим», т. е. существующим существенно дольше, чем время распространения акустической волны по датчику.

§ 3. Для регистрации и измерения амплитуд коротких волн, а также для измерения теплового давления был сконструирован датчик на основе пьезокерамики ЦТС. Датчик татировался в миниатюрной ударной трубке, где создавалась ударная волна прямоугольного профиля. Осциллограмма записи давления датчиком приведена на фиг. 2. Тарировочный сигнал в идеальном случае должен был бы иметь столбовую форму; некоторое «подростание» горизонтальной части вызвано искажением сжатой области при ее движении по датчику, у которого толщина  $d$  сравнима с диаметром  $D$  (в наших опытах  $D/d = 2$ ) [3]. Полученный из обсчета осциллограмм пьезомодуль оказался равным  $1,5 \cdot 10^{-9} \text{ кул/кг}$  в диапазоне изменения давления в волне 40—130 атм. Другой метод тарировки с использованием разгоняемого поршня дан в работе [3].

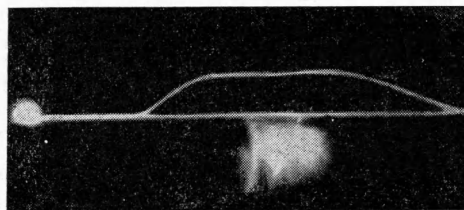


Фиг. 3

§ 4. При помощи специально сконструированного датчика, протарированного по указанной методике, было проведено измерение теплового давления в мгновенно нагретом парафине и определено значение коэффициента Грюнрайзена. Схемы опытов приведены на фиг. 3.

Слой подкрашенного парафина 1 толщиной 0.2 мм (пробег излучения в нем составляет 0.3 мм) наносился на поверхность датчика, рабочий 2 и пусковой 3 элементы которого, а также изолирующая деталь 4 покрывались полированной пленкой серебра, испаренного в вакууме. При этом коэффициент отражения покрытия составлял 0.95. Другая поверхность парафина соприкасалась с прозрачной стеклянной пластинкой 9 ( $\rho c = 30 \text{ г/см}^2\text{сек}$ ) для обеспечения «квазистатичности» давления в слое.

Луч 12 от рубинового лазера 5, работающего в режиме модулированной добротности (длительность сигнала на уровне половинной мощности  $\tau = 20 \text{ нсек}$ ) линзой 6 (а в случае получения малых концентраций энергии без подфокусировки), направлялся на поверхность датчика 11. Возникший на датчике сигнал после усиления регистрировался осциллографом С1—10. Величина энергии импульса ОКГ контролировалась коаксиальным фотоэлементом ФЭК-09 7. Калибровка фотоэлемента проводилась калориметром, куда луч ОКГ попадал через диафрагму 10, расположенную в плоскости датчика и имеющую площадь отверстия, равную площади рабочего пьезоэлемента ( $0.3 \text{ см}^2$ ). На фиг. 4 приведена типичная осциллограмма сигналов давления, регистрируемых в опытах.



Фиг. 4

Форма сигнала аналогична той, что была получена при тарировке в ступенчатой волне (фиг. 2). Однако «подростание» амплитуды, наблюдавшееся при тарировке, в данном случае компенсируется, по-видимому, постепенной разгрузкой давления в слое.

Следует отметить, что разрешающая способность всего измерительного тракта (пьезодатчик, усилитель и осциллограф) достаточно велика, чтобы без частотных искажений передать процесс нарастания давления в слое вещества. Сравнение фронта сигнала давления (фиг. 4) с фронтом светового сигнала ОКГ, записанным фотоэлементом ФЭК-09, дает хорошее их совпадение.

Ниже приведены значения коэффициента Грюнайзена  $\Gamma$ , вычисленные по формуле (0.1) для ряда величин поглощенной энергии  $E$  Дж, отношений  $E/m_0$  кал/г, измеренного давления  $p_T$  атм

$E = 0.035$	0.040	0.042	0.045	0.047	0.047
$E/m_0 = 1.50$	1.70	1.80	1.93	2.02	2.02
$p_T = 121$	127	154	153	162	168
$\Gamma = 2.70$	2.50	2.87	2.66	2.70	2.80
$E = 0.056$	0.067	0.098	0.103	0.107	0.107
$E/m_0 = 2.40$	2.91	4.20	4.40	4.60	4.60
$p_T = 160$	226	306	271	325	338
$\Gamma = 2.27$	2.64	2.46	2.06	2.38	2.48
$E = 0.071$	0.077	0.090	0.087	0.082	0.086
$E/m_0 = 4.36$	4.70	5.50	7.15	6.77	8.40
$p_T = 286$	290	324	400	407	500
$\Gamma = 2.77^*$	2.52 <sup>*</sup>	2.40 <sup>*</sup>	2.29 <sup>*</sup>	2.43 <sup>*</sup>	2.44 <sup>*</sup>

Значения  $\Gamma$ , отмеченные звездочкой, получены при измерениях датчиком с кварцевым пьезоэлементом. Для сопоставления приводим некоторые значения  $\Gamma$ , полученные в работе [2] из отскольного импульса

$E/m_0 = 20$	30	50	60	70	90	120	130	160
$\Gamma = 2.69$	2.70	2.79	2.68	2.40	1.96	1.55	1.43	1.20

Так как мощность ОКГ и размеры датчика ограничивали возможность экспериментов, то концентрации энергии оказались ниже тех, которые достигались в [2].

Считая коэффициент Грюнайзена при малых концентрациях поглощенной энергии постоянным, видим, что приведенные данные этому не противоречат и к тому же с высокой точностью согласуются между собой. Опыты доказали приемлемость выбранного метода измерения теплового давления в плоском слое вещества при мгновенном нагреве. Совпадение коэффициентов Грюнайзена, полученных двумя методами, подтверждает правильность теории отскольного давления, разработанной в [1].

Использованная пьезоэлектрическая методика позволяет измерять возникающие (при воздействии излучения ОКГ) в поверхностных слоях или на самих поверхностях некоторых твердых веществ давления в диапазоне их длительности до  $10^{-8}$  сек. Следует подчеркнуть, что нанесение на поверхность нагреваемого излучением ОКГ слоя вещества прозрачного более толстого и более плотного слоя увеличивает длительность воздействия давления при одновременном улучшении точности его измерения. Этот прием может являться одним из способов увеличения импульса давления  $I$  при том же количестве подведенной энергии  $E$  за счет отброса дополнительной массы прозрачного слоя, что важно для некоторых применений ОКГ.

Продвижение экспериментов в область больших концентраций энергии и больших давлений при имеющейся конструкции датчика ограничено, что связано при интенсивных световых потоках с порчей отражающего покрытия и возникновением в нем «паразитного» импульса давления. Устранение этих препятствий можно, по-видимому, осуществить, поглощая избыточную энергию стеклянным светофильтром, помещенным между датчиком и нагреваемым слоем. Если пробег излучения в светофильтре много больше пробега излучения в исследуемом веществе, то есть возможность подавить «паразитное» давление.

В заключение благодарим И. Л. Зельманова, И. В. Немчинова, А. И. Петрухина за внимание к работе и помощь.

Поступила 6 III 1967

#### 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. Калмыков А. А., Немчинов И. В., Петрухин А. И. Экспериментальное исследование разлета мгновенно нагретого вещества и возникающего импульса при концентрациях энергии, меньших теплоты испарения. ПМТФ, 1966, № 6.
3. Graham R. A., Nelson F. W., Benedict W. B. Piezoelectric current from shock loaded quartz.— A submicrosecond stress gauge. J. appl. phys. 1965, vol. 36, № 5, p. 1775.