

4. Новиков С. А., Синицын В. А., Иванов А. Г., Васильев Л. В. Упругопластические свойства ряда металлов при взрывном нагружении.— Физика металлов и металловедение, 1966, т. 23, вып. 3.
5. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений.— УФН, 1965, т. 85, вып. 2.
6. Curran D. R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in aluminium.— J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, N 9.
7. Новиков С. А., Синицына Л. М. О влиянии давления ударного сжатия на величину критических напряжений сдвига в металлах.— ПМТФ, 1970, № 6.
8. Альтшулер Л. В., Бражник М. И., Телегин Г. С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия.— ПМТФ, 1971, № 6.
9. Erkman D. R., Christensen A. B. Attenuation of shock waves in aluminium.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 13.
10. Батьков Ю. В., Новиков С. А., Синицына Л. М., Чернов А. В. Исследование адиабат расширения оргстекла и текстолита, сжатых ударными волнами до давлений ~ 30 кбар.— Механика композитных материалов, 1979, № 2.
11. Степанов Г. В. О методике регистрации упругопластических волн напряжений в твердых телах с помощью диэлектрического датчика.— Проблемы прочности, 1972, № 10.
12. Баканова А. А., Дудолов И. П., Сутулов Ю. Н. Ударная сжимаемость пористых вольфрама, молибдена, меди и алюминия в области низких давлений.— ПМТФ, 1974, № 2.
13. Батьков Ю. В., Вишневецкий Е. Д. Аппаратура для измерений импульсных давлений пьезорезистивными датчиками в диапазоне 0,1—20 ГПа.— В кн.: Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., 1976.
14. Степанов Г. В., Астанин В. А. Определение сопротивления материала сдвигу за фронтом плоской ударной волны.— Проблемы прочности, 1976, № 4.
15. Астанин В. А. Исследование сопротивления материалов деформации под действием плоских упругопластических волн разгрузки. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. ИПП АН УССР, Киев, 1978.
16. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волна сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах.— ПМТФ, 1976, № 2.

УДК 532.593

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЯ В СТЕКЛОТЕКСТОЛИТЕ И ФТОРОПЛАСТЕ ПРИ ИХ БЫСТРОМ РАЗОГРЕВЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Б. Л. Глушак, С. А. Новиков, В. А. Свиридов, А. В. Чернов
(Москва)

1. В результате быстрого разогрева конденсированной среды до концентраций поглощенной энергии излучения, много меньшей теплоты испарения, в среде возбуждаются волны напряжений [1 — 3]. Их регистрация позволяет получить информацию о физических свойствах облучаемого вещества.

Пусть распределение концентрации поглощенной энергии по координате подчиняется экспоненциальному закону $\varepsilon(x) = \varepsilon_0 e^{-\mu x}$, где μ — линейный коэффициент поглощения; ε — концентрация поглощенной энергии. Распространение волн напряжения в акустическом приближении при одномерной деформации полубесконечной жидкой среды или при одномерной деформации линейно-упругого полупространства в режиме мгновенного разогрева в безразмерных переменных описывается волновым уравнением

$$\partial^2 S / \partial \xi^2 = \partial^2 S / \partial \tau^2.$$

Решение этого уравнения с начальными и граничными условиями

$$S(\xi, 0) = e^{-\xi}, \quad S(0, \tau) = 0$$

дается выражением

$$(1.1) \quad S = h(\tau)e^{-\xi}ch\tau - h(\tau - \xi)ch(\tau - \xi),$$

где $h(\tau)$, $h(\tau - \xi)$ — единичные функции Хевисайда; $\tau = \mu c_0 t$ — безразмерное время; c_0 — скорость звука; $\xi = \mu x$ — безразмерная координата; $S = \sigma_x / \mu \gamma_T E_0 (1 - \alpha)$ — безразмерное напряжение; γ_T — коэффициент Грюнайзена; α — коэффициент отражения излучения; E_0 — плотность энергии падающего излучения; σ_x — напряжение в направлении распространения волны ($\epsilon_0 = \mu E_0 (1 - \alpha)$). Первый член в правой части уравнения (1.1) описывает волну сжатия. Из (1.1) следует, что на характеристике $\tau = \xi$ напряжение σ_x скачком меняет свой знак с положительного (сжатие) на отрицательный (растяжение). На этой же характеристике реализуются максимальные амплитуды как положительных, так и отрицательных напряжений. По (1.1) максимальное сжимающее напряжение в режиме мгновенного разогрева изменяется с расстоянием как

$$S_{0\max}^+ = e^{-\xi} ch\tau |_{\tau=\xi} = \frac{1 + e^{-2\xi}}{2},$$

т. е. быстро убывает с ξ , стремясь к своему предельному значению $\lim S_{0\max}^+ = \frac{1}{2}$ при $\xi \rightarrow \infty$.

Конечность времени разогрева приводит к снижению максимальной амплитуды обеих фаз волны напряжения. Переход от сжатия к расширению происходит в этом случае плавно в зоне конечных размеров.

Максимальные сжимающие напряжения могут быть представлены в виде

$$(1.2) \quad S_{\max}^+ = S_{0\max}^+ f(\tau_0) = \frac{1 + e^{-2\xi}}{2} f_*(\tau_0),$$

где функция $f(\tau_0) \leq 1$ учитывает конечность времени разогрева; $\tau_0 = \mu c_0 t_0$ — безразмерное время разогрева; t_0 — характерное время разогрева, принимаемое равным характерной длительности импульса излучения.

Пусть разогрев осуществляется поглощением энергии излучения ОКГ. Значение функции $f(\tau_0)$ зависит от временной зависимости интенсивности лазерного излучения. Для функции интенсивности излучения

$$\epsilon(\tau_0) = \text{const} (e^{-\tau/\tau_0} - e^{-2\tau/\tau_0}),$$

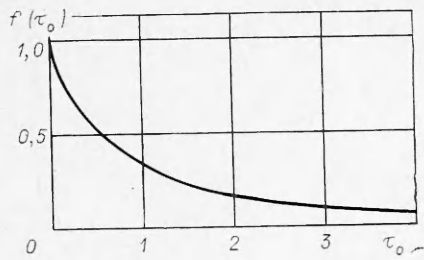
характерной для моноимпульса лазерного излучения [2], расчетная функция $f(\tau_0)$ приведена на фиг. 1. Из вида функции $f(\tau_0)$ на фиг. 1 и выражения (1.2) следует сильное влияние времени излучения на максимальную амплитуду волны сжатия. Экспериментально факт уменьшения S_{\max}^+ с возрастанием τ_0 получен в работе [4].

В размерном виде формула (1.2) имеет вид

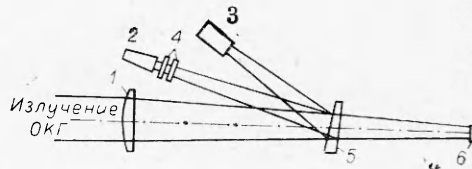
$$(1.3) \quad \sigma_{x\max}^+ = \gamma_T \mu E_0 (1 - \alpha) \left(\frac{1 + e^{-2\xi}}{2} \right) f_*(\mu, c_0, t_0).$$

Следовательно, по (1.3), измеряя $\sigma_{x\max}^+$, μ , E_0 , α , t_0 , при известном c_0 можно вычислить коэффициент Грюнайзена γ_T , который является важным параметром в уравнении состояния конденсированной среды

$$(1.4) \quad \gamma_T = \frac{2\sigma_{x\max}^+}{\mu E_0 (1 - \alpha) (1 + e^{-2\xi}) f(\mu, c_0, t_0)}.$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Выражение (1.4) упрощается для частных случаев: режима разогрева, близкого к мгновенному,

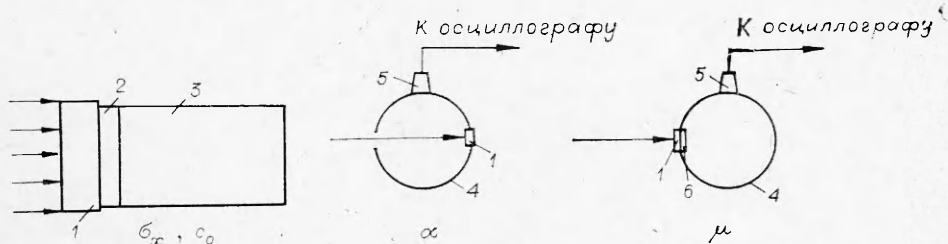
$$(1.5) \quad \gamma_T \approx \frac{2\sigma_{x\max}^+}{\mu E_0 (1 - \alpha) (1 + e^{-2\xi})};$$

больших значений ξ

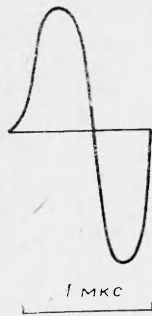
$$(1.6) \quad \gamma_T \approx \frac{2\sigma_{x\max}^+}{\mu E_0 (1 - \alpha) f(\mu, c_0, t_0)}.$$

2. В описываемых ниже опытах изучались свойства стеклотекстолита и политетрафторэтилена (ФТ-4). Стеклотекстолит, имевший плотность $\rho_0 \approx 1,5 \text{ г/см}^3$, представлял собой слоистый композиционный материал с каркасом из кремнеземной ткани, заполненным эпоксидным компаундом. Образцы, вырезанные из листового промышленного фторопласта ФТ-4, имели плотность $\rho_0 = 2,19 \text{ г/см}^3$. Экспериментально измерялись величины, необходимые по (1.4) или (1.5), (1.6) для вычисления значения коэффициента Грюнайзена. В работе использовался оптический квантовый генератор (ОКГ) на неодимовом стекле с характерной длительностью импульса излучения $t_0 = (70-100)10^{-9} \text{ с}$. Принципиальная схема постановки экспериментов показана на фиг. 2. Во всех опытах диаметр образцов составлял 20 мм и был равен диаметру светового пятна. Излучение ОКГ линзой 1 фокусировалось на экспериментальный блок 6. С помощью светоделительного клина 5 малая доля энергии излучения ($\approx 8\%$) отводилась на коаксиальный фотозащитный элемент 2 через светофильтры 4 для регистрации временной зависимости интенсивности излучения, т. е. для нахождения величины t_0 , и на калориметр ИКТ-1М 3 для измерения общего количества энергии излучения E_0 . Точность измерения E_0 в отдельном опыте составляла $\approx \pm 20\%$. Значения t_0 и E_0 определялись в каждом опыте.

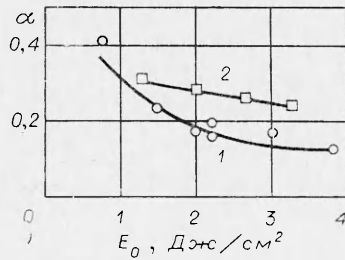
Схемы экспериментальных блоков для измерения σ_x , α , μ и c_0 приведены на фиг. 3. Волна напряжения в исследуемом образце 1 регистрировалась кварцевым датчиком 2 диаметром 20 мм и толщиной 4 мм с согласу-



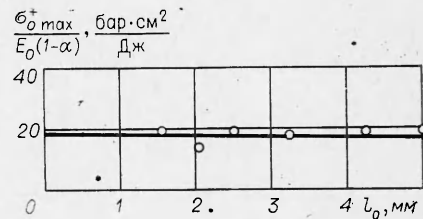
Ф и г. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

ющим стержнем 3 из алюминиевого сплава Д-16 длиной ≈ 25 мм. Типичная осциллографическая запись сигнала с датчика показана на фиг. 4. Форма сигнала датчика давления свидетельствует о том, что в стеклотекстолите распространяется волна напряжения, состоящая из фазы сжатия и последующей фазы расширения. Аналогичная форма волны напряжения зарегистрирована в [5] для композиционного материала на основе кварцевых нитей и фенольной смолы. При расчете напряжения в кварце $\sigma_{\text{кв}}$ значение коэффициента пьезочувствительности K принималось равным $2,08 \times 10^{-8}$ Кл/кбар. Связь между зарегистрированным напряжением $\sigma_{\text{кв}}$ в кварце и истинным напряжением в исследуемом веществе бралась в акустическом приближении $\sigma_x = \frac{\sigma_{\text{кв}}}{2} \left(1 + \frac{z}{z_{\text{кв}}} \right)$. Величина акустического им-

педанса $z = \rho_0 c_0$ рассчитывалась со значениями скоростей звука, определенными в данной работе. Для кварца принималось $c_0 = 5,7$ км/с, $\rho_0 = 2,2$ г/см³ [6].

Количество энергии отраженного от образца излучения $E_{\text{отр}}$ измерялось с помощью интегрирующей сферы 4 и коаксиального фотоэлемента ФЭК-14 5. Образец помещался на внутренней по отношению к излучению поверхности сферы. Для измерения количества прошедшей через образец заданной толщины l_0 энергии излучения $E_{\text{пр}}$ применялись интегрирующая сфера и коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14. Образец устанавливался в этом случае на наружной по отношению к излучению поверхности сферы. С целью лучшего рассеивания излучения внутри сферы между образцом и полостью сферы размещалась матовая пластинка 6. Предварительно в специальных опытах с помощью калориметра ИКТ-1М проводилась калибровка системы с определением зависимости амплитуды измеряемого сигнала от количества энергии излучения, вводимой в полость сферы. По результатам измерений вычислялись коэффициент отражения $\alpha = E_{\text{отр}} / E_{\text{пад}}$ и коэффициент линейного поглощения $\mu = \frac{1}{l_0} \ln \frac{E_0(1-\alpha)}{E_{\text{пр}}}$.

Зависимость коэффициента отражения α от плотности энергии E_0 падающего на образец излучения приведена на фиг. 5 (кривая 1 для стеклотекстолита, кривая 2 для фторопласта ФТ-4). Точность определения $E_{\text{отр}}$, $E_{\text{пад}}$ и $E_{\text{пр}}$ в единичном опыте составляет $\approx \pm 20\%$. Схема измерения скорости звука (продольной скорости распространения малых возмущений) аналогична схеме измерения напряжений. На заданной базе (толщине) образца регистрировался на двухлучевом осциллографе отрезок времени между максимумом интенсивности излучения (первый луч) и максимумом амплитуды напряжения (второй луч), который принимался за время распространения возмущений. В опытах с ФТ-4 на образец с по-

Материал	E_0 , Дж/см ²	μ , 1/см	c_0 , км/с
Стеклотекстолит	1,9—2,6	9,4+0,4	2,44+0,03
ФТ-4	0,5—2	2,1+0,1	1,45+0,03

верхности излучения ставился тонкий экран из материала с высоким значением μ . Из временного интервала распространения возмущений вычиталось в этом случае время распространения сигнала по экрану.

Результаты обработки опытов по определению μ и c_0 сведены в таблицу. Каждое значение μ и c_0 получено в серии из 3—6 опытов. В указанном диапазоне значений E_0 μ и c_0 не зависят от E_0 . Определенное значение $c_0 = 1,45 \pm 0,03$ км/с для ФТ-4 удовлетворительно согласуется с имеющимися литературными данными ($c_0 = 1,5$ км/с [7]). Для стеклотекстолита временной фактор $\tau_0 \approx \mu c_0 t_0 \approx 0,2$ и для ФТ-4 $\tau_0 \approx 0,03$. Таким образом, режим разогрева стеклотекстолита быстрый, а ФТ-4 практически близок к мгновенному.

На фиг. 6 приведена зависимость $\sigma_{0\max}^+ / E_0 (1 - \alpha)$ от расстояния l_0 , пройденного волной сжатия. Величина $\sigma_{0\max}^+$ получена с учетом конечности времени излучения и величины ξ по формуле (см. (1.3))

$$\sigma_{0\max}^+ = v_{\max}^+ / [f(\tau_0) (1 + e^{-2\xi})].$$

Как следует из фиг. 6, максимальная амплитуда волны сжатия слабо затухает, что, видимо, связано с диссипативными процессами рассеяния энергии. Слабое затухание волны сжатия в композиционном материале получено также в работе [5]. Используя экстраполированное к $l_0 = 0$ значение $\left(\frac{\sigma_{0\max}^+}{(1 - \alpha) E_0} \right)_{l_0=0}$, вычислим значение коэффициента Грюнайзена γ_G из соотношения

$$\gamma_G = \frac{2\sigma_{0\max}^+}{(1 - \alpha) E_0 \mu} \Big|_{l_0=0}.$$

Для стеклотекстолита получено среднее значение $\gamma_G = 0,38$. Для ФТ-4 измерения выполнены только на одной базе $l_0 = 4,5$ мм. Величина $\sigma_{0\max}^+ / (1 - \alpha) E_0$ равна при этом $9 \frac{\text{бар}}{\text{Дж/см}^2}$. По формуле (1.5) имеем среднее значение $\gamma_G = 0,86$. Для фторопласта ФТ-4 определенная величина γ_G хорошо согласуется с величиной $\gamma_G = 0,83$, найденной из экспериментов с ударными волнами [8]. Отметим, что для стеклотекстолита ввиду наличия пористости значение γ_G является эффективной величиной $\gamma_{G\text{эфф}}$, которая может и не совпадать с γ_G для сплошного стеклотекстолита, но дает связь между концентрацией поглощенной энергии и величиной возникающих при быстром разогреве напряжений. При этом предполагается, что линейные коэффициенты поглощения отдельных составляющих имеют близкие значения.

Для парафина и композиционного состава на основе кварцевых нитей и фенольной смолы значение γ_G по величине максимальной амплитуды волны сжатия определялось в работах [9, 5] соответственно. Погрешность найденных значений γ_G не более 15%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калмыков А. А., Кондратьев В. Н., Немчинов И. В. О разлете мгновенно нагретого вещества и об определении его уравнения состояния по величине давления и импульса.— ПМТФ, 1966, № 5.
2. Bushnell J. C., McCloskey D. J. Thermoelastic stress production in solid.— J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, N 12.
3. White R. M. Elastic wave generation by electron bombardment or electromagnetic wave absorption.— J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, N 12.
4. Fox Jay A., Barr D. N. Laser induced stress wave in 6061-T6 aluminium.— Appl. Optics, 1973, vol. 12, VII.
5. Anderholm N. C., Boade R. R. Laser-induced stress wave in quartz-phenolic.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 2.
6. Таблицы физических величин. Справочник под редакцией И. К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976.
7. Дзенис В. В., Липовский В. Я. Исследование влияния геометрических размеров на скорость распространения и декремент затухания продольных волн в фторопластах.— Механика полимеров, 1966 т. 4.
8. Калашников Н. Г., Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Ударное сжатие политетрафторэтилена до давлений 1,7 Мбар.— ПМТФ, 1972, № 4.
9. Абашкин Б. И., Калмыков А. А., Плешанов Ю. Е. Измерение теплового давления в веществе, нагретом излучением оптического квантового генератора.— ПМТФ, 1967, № 5.

УДК 539.3 + 539.4

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗБРОСА ПРОЧНОСТИ
СТЕКЛОПЛАСТИКА

А. А. Ермак, А. М. Михайлов

(Новосибирск)

Известно, что дефекты структуры приводят к концентрации напряжений и тем самым к снижению прочности стеклопластика. Поскольку расположение этих дефектов в реальных образцах носит в большой степени случайный характер, прочность этих образцов колеблется, т. е. имеется некоторое распределение числа испытаний по прочности. Это распределение в отличие от поля напряжений внутри стеклопластика легко поддается экспериментальному определению.

Ниже приводятся примеры вычисления концентрации напряжений, вызванной различными системами разрывов волокон, и на основе полученных результатов вычисляется разброс прочности стеклопластика, имеющего некоторую регулярную систему начальных дефектов, при появлении в случайной точке нового дефекта. Предполагается, что стеклопластик состоит из чередующихся волокон и слоев связующего, причем волокна работают только на растяжение — сжатие, а связующее — только на сдвиг.

1. Концентрация нормальных напряжений при различном расположении дефектов. Пусть образец растянут на бесконечности постоянным напряжением σ , напряжение в точках разрыва волокон равно нулю. Для удобства вычтем из решения напряжение однородного растяжения. Тогда для оставшейся части имеем отсутствие напряжений на бесконечности и напряжение $-\sigma$ в точках разрыва волокон.

Если имеется единственный разрыв волокна с номером k при значении ординаты $y = y_k$ (y отсчитывается вдоль волокна), то распределение напряжения в j -м волокне дается формулой [1]

$$(1.1) \quad \sigma_j(\eta) = -\frac{\sigma}{2} \int_0^{\pi} \exp\left(-2\beta \left|\eta - \eta_k \sin \frac{s}{2}\right|\right) \sin \frac{s}{2} \cos(j-k) s ds.$$