

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ИЗГИБНЫХ ВОЛН В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ ПЛОТНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

А.Л.Бардеништейн, В.И.Быков, Д.И.Вайсбурд¹⁾

Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН

634055 Томск, Россия

Поступила в редакцию 21 ноября 1994 г.

Обнаружены и исследованы интенсивные изгибные волны, возбуждённые в твёрдой пластине плотным электронным пучком. Найдены и реализованы экспериментальные условия, в которых методом лазерной интерферометрии одновременно наблюдаются изгибные и продольные волны разгрузки и по этим данным определяются модули упругости и параметр Грюнайзена различных твёрдых материалов, включая композиты.

Возникновение изгибных волн в результате импульсного неоднородного облучения твёрдой пластины электронным пучком не является неожиданным. Нас заинтересовал вопрос, почему в предшествующих достаточно квалифицированных работах они не были обнаружены [1-6]. Проанализировав это обстоятельство, мы нашли оптимальные условия эксперимента, в которых одновременно наблюдаются интенсивные изгибные и продольные волны разгрузки. И эта экспериментальная ситуация оказалась благоприятной для точного измерения констант упругости и параметра Грюнайзена твёрдых материалов, включая композиты.

Теоретический расчёт изгибных волн, возбуждаемых в пластине электронным пучком наносекундной длительности, выполнен в рамках линейной теории термоупругости при следующих предположениях: круглая изотропная пластина облучается соосно однородным цилиндрическим пучком меньшего диаметра; можно считать ввод энергии мгновенным и пренебречь процессом теплопроводности, характерное время которого на несколько порядков больше периода изгибных колебаний, а последний на несколько порядков больше длительности импульса облучения. В цилиндрической системе координат уравнение упругих изгибных колебаний согласно [7-9] имеет вид

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{h^2 c_E^2}{12} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right]^2 \zeta = -\Gamma \frac{1-2\sigma}{1-\sigma} \left[\delta'(r_0 - r) - \frac{1}{r} \delta(r_0 - r) \right] M, \quad (1)$$

где $\zeta = \zeta(r, t)$ - z -координаты точек нейтральной поверхности (прогиб пластины); $c_E = \sqrt{E/\rho(1-\sigma^2)}$ - скорость продольных волн, распространяющихся перпендикулярно z ; E - модуль Юнга; σ - коэффициент Пуассона; ρ - плотность; h - толщина пластины; Γ - параметр Грюнайзена; r_0 - радиус пучка; δ - дельта-функция; δ' - её производная.

$$M = h^{-1} \int_{-h/2}^{h/2} z D(z) dz, \quad (2)$$

¹⁾E-mail: vaysburd@lnpspb.tomsk.su

$D(z)$ – продольное распределение (профиль) поглощённой дозы в пластине, а M – его первый центральный момент.

Для случая недеформированной и покоившейся до облучения пластины с закреплёнными краями начальные и граничные условия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \zeta(r, 0+) = 0, \quad (\partial\zeta/\partial t)|_{t=0+} = 0, \quad \zeta(R_0, t) = 0, \quad (\partial\zeta/\partial r)|_{r=R_0} = 0, \\ |\zeta(0, t)| < \infty, \quad |(r^{-1}\partial(r\partial\zeta/\partial r)/\partial r)|_{r=0} < \infty, \end{aligned} \quad (3)$$

где R_0 – радиус пластины.

Решение уравнения (1), удовлетворяющее краевым условиям (3), следующее:

$$\zeta(r, t) = A \left\{ \zeta_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n [I_0(k_n)J_0(k_n r/R_0) - J_0(k_n)I_0(k_n r/R_0)] \cos \omega_n t \right\}. \quad (4)$$

Здесь

$$A = -12\Gamma\rho(1 - 2\sigma)(1 + \sigma)MR_0^2/h^2 E; \quad (5)$$

$$\zeta_0(r) = (2R_0)^{-2} \begin{cases} (1 - r_0^2/R_0^2)r^2 - 2r_0^2 \ln(R_0/r_0), & 0 \leq r \leq r_0, \\ (1 - r^2/R_0^2)r_0^2 - 2r_0^2 \ln(R_0/r), & r_0 < r \leq R_0; \end{cases} \quad (6)$$

$$\omega_n = hc_E k_n^2 / 2\sqrt{3}R_0^2; \quad (7)$$

ω_n – частота n -ой гармоники изгибных колебаний; k_n – n -ый положительный действительный корень уравнения

$$J_0(k)I_1(k) + J_1(k)I_0(k) = 0; \quad (8)$$

$J_i(k)$, $I_i(k)$ – функции Бесселя; коэффициенты γ_n определяются из следующего разложения постоянной составляющей ζ_0 :

$$\zeta_0(r) = - \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n [I_0(k_n)J_0(k_n r/R_0) - J_0(k_n)I_0(k_n r/R_0)]. \quad (9)$$

Типичные зависимости прогиба центра пластины от времени показаны на рис. 1.

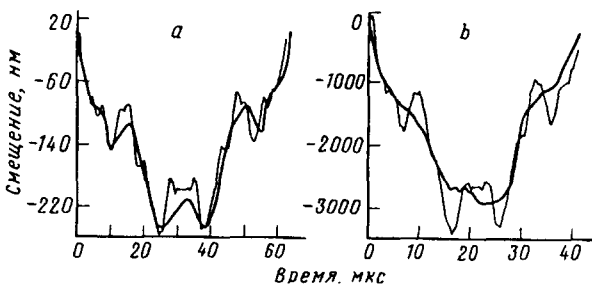


Рис. 1. Теоретические (тонкие кривые) и экспериментальные (жирные кривые) зависимости смещений центров пластин из кварцевого стекла (а) и сплава Д16Т (б) от времени. Диаметр образцов 2 см, толщина 1 мм (а) и 0,94 мм (б); диаметр пучка 5 мм, флюенс электронов $4,89 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (а) и $1,88 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (б)

Расчёт даёт следующие свойства изгибных волн. 1) Амплитуда пропорциональна объёмной плотности поглощённой энергии пучка, согласно (4)–(6). 2) Она растёт с диаметром пластины и уменьшается с толщиной быстрее, чем h^{-2} , но медленнее, чем h^{-3} , согласно (5) и (2). 3) Определяющий

вклад в изгиб пластины вносит постоянная составляющая ζ_0 (статический прогиб), первая и вторая гармоники. 4) Знак статического прогиба определяется первым моментом распределения дозы (2). В том случае, когда пробег пучка существенно меньше толщины пластины, последняя прогибается навстречу пучку. 5) Тонкую структуру изгиба формируют гармоники выше первой. 6) Их амплитуды убывают приблизительно экспоненциально с ростом номера. 7) Строго говоря, изгибные колебания не периодичны, так как частоты гармоник не кратны. Но отклонения от периодичности не превышают 1%.

Теперь мы можем ответить на вопрос, почему изгибные волны не проявились в предшествующих исследованиях. Основные причины — большая толщина образцов и узкий временной интервал наблюдения. Аппаратура была настроена так, чтобы чётко наблюдался импульс сжатия-растяжения продольной волны разгрузки, которая распространяется вдоль z со скоростью c_L . Используются пучки со средней энергией электронов $0,1 \div 3$ МэВ. Средний пробег их $Z_e = 0,1 \div 4$ мм. Длительность продольного импульса $Z_e/c_L = 10^{-8} \div 10^{-6}$ с. А период изгибных колебаний порядка $10^{-5} \div 10^{-4}$ с, согласно (7). Если временной интервал наблюдения выбран так, что хорошо выделен продольный импульс, то одновременно измеряется только малый фрагмент изгибной волны, который играет роль почти постоянного фона. Кроме того, чтобы первичный продольный импульс не смешивался с отражёнными, толщина образца должна быть больше пробега пучка. В первых работах [1–4] применяли пучки электронов сравнительно больших энергий 1–3 МэВ. Пробег пучка и соответствующая толщина образца — несколько миллиметров. Поэтому амплитуды изгибных волн были малы. В более поздних работах [5, 6] использовали пучки электронов небольшой энергии 0,1–0,4 МэВ и тонкие образцы. Детектором служил пьезодатчик. В этом случае образец и датчик образуют жёстко стянутую слоистую структуру, которая имеет большую суммарную толщину и сильно подавляет генерацию изгибных волн, но эффективно передаёт продольные.

Для возбуждения в твёрдом теле интенсивных изгибных волн плотным электронным пучком наиболее благоприятны следующие условия. Образец тонкий. Соответственно, энергия электронов невелика, 0,1–0,3 МэВ. Диаметр незакреплённой поверхности образца по возможности большой и обязательно намного больше толщины. Время наблюдения больше периода первой гармоники изгибных колебаний. Механические напряжения в продольных и изгибных волнах одного порядка, а амплитуды смещений в изгибных волнах могут быть намного больше; поэтому идеальный детектор изгибных волн — лазерный интерферометр, который прямо, в абсолютных единицах (длинах волн лазерного излучения) даёт смещение поверхности образца.

Схема эксперимента изображена на рис.2. Образцы — круглые пластинки меди, кварцевого стекла, ШГК, кремния, алюминиевого сплава Д16Т, углеволоконных композитов. Диаметр $2 \div 3$ см. Толщина $0,5 \div 1$ мм. Центральная часть пластины облучается через коллиматор диаметром 3, 5 или 7 мм. Применён малогабаритный импульсный высокопоточный ускоритель [10, 11]. Параметры пучка электронов регулируются в следующих интервалах: $0,20 \div 0,35$ МэВ; $5 \div 30$ нс; $0,1 \div 1000$ А · см⁻². Край образца жёстко закреплён по всей окружности, а свободная поверхность (предварительно подвергнутая полировке и ионно-лучевому напылению) служит зеркалом в измерительном плече лазерного интерферометра Майкельсона. Используется лазер ЛГ-79 ($\lambda = 0,63$ мкм, средняя мощность 15 мВт). Существенным элементом аппаратуры является оптико-электронная схема подавления влияния низкочастотных вибраций уста-

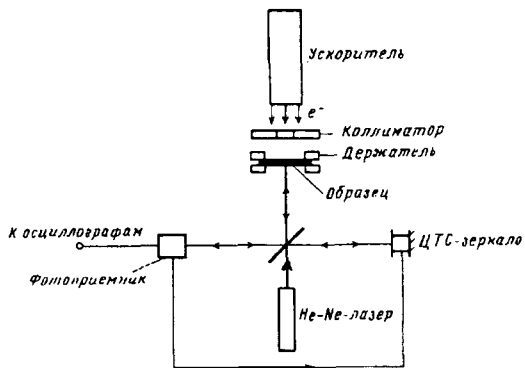


Рис.2

Рис.2. Схема эксперимента

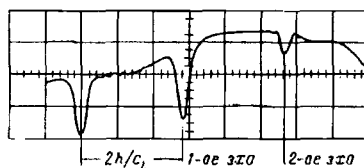


Рис.3

Рис.3. Интерферограмма смещений необлученной боковой поверхности пластины из сплава Д16Т диаметром 2 см и толщиной 0,94 мм. Диаметр пучка 5 мм, флюенс электронов $1,88 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Горизонтальный масштаб 0,1 мкс/большое деление, вертикальный — 0,2 В/большое деление

новки. Она включает опорное зеркало, закреплённое на пьезокерамическом цилиндре, фотоприёмник и дифференциальный усилитель. Изменения интенсивности света во времени по мере смещения поверхности образца регистрируются фотоприёмником ФД-256 с разрешением 2нс. Далее сигнал проходит через широкополосный усилитель и поступает на входы двух осциллографов. Первый, с развёрткой 0,1...10 мкс, используется для измерения продольной волны и начальной стадии изгибной; второй, с развёрткой 20...200 мкс — для полномасштабного наблюдения изгиба. Точность измерения смещения не хуже $\lambda/32 \approx 0,02 \text{ мкм}$. На рис.1 сравниваются результаты расчёта и эксперимента. При этом все исследованные материалы разделяются на две группы — упругие (твёрдые, хрупкие) и пластичные (мягкие, вязкие). Для первых (кварцевое стекло, кремний, ЦГК) расхождение расчёта с экспериментом не более 10%. Совпадают как основная структура изгиба, которую формируют статический прогиб и первая гармоника, так и тонкая структура, которую формируют высшие гармоники (рис.1а). Для пластичных материалов (медь, алюминиевый сплав, композиты) расчёт и эксперимент совпадают только в основной структуре изгиба. Тонкая структура на эксперименте сглаживается (рис.1б). Причина — пластическая деформация и связанная с ней вязкость [9]. В целом измерения подтверждают основные свойства изгибных волн, перечисленные выше: зависимости амплитуды от плотности поглощённой энергии, диаметра и толщины образца и др. В той мере, в какой результаты расчёта согласуются с измерениями, изгибные колебания пластинок, возбуждённые электронным пучком, можно считать термоупругими и использовать для определения констант упругости материалов. Разработанная нами методика использует преимущества, которые даёт лазерная интерферометрия сразу двух видов волн разгрузки — изгибных и продольных, возбуждённых одним импульсом облучения. Приведём последовательность основных операций. 1) Измерив первичный продольный импульс и несколько его отражений, определяем $c_L = 2h/\tau_L$, где τ_L — временной интервал между максимумами двух соседних импульсов (рис.3). 2) По измеренной зависимости прогиба от времени ($\zeta_{exp}(r, t)$) определяем период

первой гармоники T_1 и $c_E = 4\sqrt{3}\pi R_0^2/k_1^2 h T_1$. 3) Любые два модуля упругости выражаются через c_L и c_E , например, коэффициент Пуассона и модуль Юнга: $\sigma = 1 - a^{-2}(1 - \sqrt{1 - a^2})$, где $a = c_E/c_L$; $E = \rho c_E^2(1 - \sigma^2)$ [7]. 4) Проинтегрировав $\zeta(r, t)$ по периоду изгибных колебаний, получим согласно (4),(5):

$$\int_0^{T_1} \zeta(r, t) dt \approx -\frac{12R_0^2\rho\Gamma}{h^2 E}(1 - 2\sigma)(1 + \sigma)T_1 M\zeta_0(r) \quad (10)$$

с точностью до слагаемых, вклад которых мал ($0,02 \div 0,8\%$ в зависимости от r) благодаря квазипериодичности изгибных колебаний. Отсюда формула для определения параметра Грюнайзена:

$$\Gamma(r) = -\frac{h^2 E}{12R_0^2\rho(1 - 2\sigma)(1 + \sigma)T_1 M\zeta_0(r)} \int_0^{T_1} \zeta_{exp}(r, t) dt. \quad (11)$$

Измерения прогиба образца на различных расстояниях от центра r дают близкие значения Γ : расхождение не более 0,3%. Основной вклад в погрешность определения Γ вносит калибровка момента распределения дозы M в абсолютных единицах. При фиксированной геометрии эксперимента M пропорционален поверхностной плотности поглощённой энергии пучка за импульс (Дж/м²). Последнюю обычно измеряют калориметром. При этом погрешность около 12%. Её удастся существенно снизить, используя в качестве эталона образцы материалов с известным Γ , например ЦГК.

Материал	E , ГПа	σ	Γ
Кварцевое (измер.)	49	0,33	0,042
стекло (табл.)	47	0,34	0,033
Д16Т (измер.)	729	0,33	1,90
(табл.)	720	0,32	2,13
Композит (измер.)	339	0,46	0,52

Описанная методика тестировалась на образцах кварцевого стекла, сплава Д16Т и углеволоконного композита с плотностью 1,35 г/см³ (см. таблицу). Измеренные параметры первых двух материалов хорошо согласуются со справочными данными [12].

Мы признательны Российскому фонду фундаментальных исследований, грант РФФИ – 94-02-05514-а, за поддержку.

1. R.M.White, J. Appl. Phys. **34**, 2123 (1963).
2. R.A.Graham and R.E.Hutchison, Appl. Phys. Lett. **11**, 69 (1967).
3. F.C.Perry, J. Appl. Phys. **41**, 5017 (1970).
4. R.V.Oswald, Jr., F.V.McLean, D.R.Schallhorn, and L.D.Buxton, J. Appl. Phys. **42**, 3463 (1971).
5. А.А.Беспалько, Г.И.Геринг, Письма в ЖТФ **3**, 152 (1977).
6. А.А.Беспалько, Г.И.Геринг, ЖТФ **50**, 213 (1980).
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости. М.: Наука, 1987.
8. Б.Боли, Дж.Уэйнер. Теория температурных напряжений. М.: ИИЛ, 1964. (B.A.Boley and J. Weiner, *Theory of Thermal Stresses*, Wiley, New York (1960).)
9. Г.Паркус. Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Физматгиз, 1963. (H.Parkus, *Instationäre wärtespannungen*, Springer-Verlag, Wien (1959)).
10. Б.М.Ковальчук, Г.А.Месяц, Б.Н.Сёмин, В.Г.Шпак, ПТЭ **4**, 15 (1981).
11. Д.И.Вайсбурд, Б.Н.Сёмин, Э.Г.Таванов и др. Высокоэнергетическая электроника твёрдого тела. Новосибирск: Наука, 1982.
12. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.