

УДК 539.43+534.212

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ В ГРАФИТО-ЭПОКСИДНЫХ КОМПОЗИТАХ

© 1999 г. А. А. Карабутов, И. М. Керштейн, И. М. Пеливанов, Н. Б. Подымова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Международный лазерный центр

119899 Москва, Воробьевы горы

e-mail: ivan@gpwp1.phys.msu.su

Поступила в редакцию 16.12.97 г.

Исследуется распространение акустических видеоимпульсов в однонаправленных волокнистых графито-эпоксидных композитах. Показана применимость модели трансверсально изотропного тела для описания механических свойств таких сред. Обнаружено, что в диапазоне частот 1–15 МГц во всех направлениях распространения ультразвука в композите отсутствует заметная дисперсия фазовой скорости.

Предлагается ультразвуковой метод определения упругих модулей трансверсально изотропных сред, использующий лазерный источник продольных и сдвиговых ультразвуковых (УЗ) волн и широкополосную регистрацию акустических сигналов. Рассчитывается полный набор упругих модулей однонаправленных (1 – D) волокнистых графито-эпоксидных (г/э) композитов.

Композиты представляют собой неоднородные многокомпонентные и, вообще говоря, анизотропные среды. Упругие свойства композитов сложным образом зависят от механических характеристик их компонентов [1–5]. Композиционные вещества подвержены старению, т.е. их свойства (например, упругие модули) изменяются со временем под действием нагрузок. Изменения модулей могут достигать 20–25% от их первоначальных значений. Следовательно, для контроля процесса старения необходимо правильно и с высокой точностью измерять упругие характеристики композитов. Стандартные механические методы исследования упругих свойств таких веществ, однако, мало эффективны ввиду своей громоздкости.

Поскольку упругие модули твердых тел однозначно определяют фазовые скорости акустических волн, для измерения модулей целесообразно использовать ультразвуковые методы.

Данная работа посвящена исследованию распространения продольных и сдвиговых ультразвуковых (УЗ) волн в однонаправленных (1 – D) графито-эпоксидных (г/э) композитах в длинноволновом случае (длина УЗ волны $\lambda_{зв}$ много больше диаметра волокон $d_{вол}$ графита). Композиты состояли из графитовых волокон толщиной 5 мкм, плотно упакованных в эпоксидную основу. Можно предположить, что такие среды в области достаточно низких частот описываются моделью трансверсально изотропного твердого тела (с осью симметрии x_1 , определяемой направлением волокон и плоскостью изотропии (x_2x_3), перпендикулярной этой оси, рис. 1а). Следовательно, распростране-

ние ультразвука в 1 – D г/э композитах должно сопровождаться эффектами, присущими трансверсально изотропным твердым телам (см., например, [6–8]).

В подтверждение этому экспериментальные исследования проводились неоднократно. В работах [9, 10] использовалась стандартная иммерсионная техника. Было показано, что в композитах такой структуры в направлении \mathbf{k} распространяется одна квазипродольная и две квазипоперечные волны. Однако, как указано в работе [11], данная методика измерений, использующая пьезоэлектрические источники ультразвука, обладает существенными недостатками. В связи с тем, что отклонение волнового вектора от лучевого в 1 – D г/э композитах может достигать 40°–45°, данная схема измерений налагает существенные ограничения на максимальную толщину исследуемых образцов из-за бокового сноса ультразвукового (УЗ) пучка. Иммерсионная методика основана на измерении временной задержки между опорным ультразвуковым сигналом, прошедшим иммерсионную среду, и исследуемым сигналом, прошедшим образец. Поэтому необходимо, чтобы импульсы квазипродольной и квазипоперечной волн были разделены во времени. Это обстоятельство, в свою очередь, ограничивает минимальную толщину образцов. Как показано в работе [11], для образцов, имеющих форму пластин 10×10 см, допустимая толщина L может изменяться только в пределах одного миллиметра: $0.988 \text{ см} < L < 1.02 \text{ см}$.

В работах [12–15] использовалась другая методика измерений фазовых скоростей акустических

волн в $1 - D$ г/э композитах. Она основывалась на измерении коэффициента двукратного отражения УЗ волн от поверхности композита в прямом и обратном (после отражения от цилиндрической степени кюветы) направлениях. Результаты экспериментов были представлены в виде зависимостей коэффициентов отражения от угла падения акустических волн на поверхность образцов в различных сечениях композита и пересчитанным по этим данным зависимостям фазовых скоростей УЗ волн в тех же осях и в тех же сечениях. Однако первые из упомянутых зависимостей имели сильно изрезанную структуру, что можно было объяснить только большой ошибкой проводимых измерений. Кроме того, изменение углового спектра за счет отражения от цилиндрической поверхности делает интерпретацию результатов двукратного отражения ультразвука от образца неоднозначной.

Работа [16] посвящена проблеме определения полного набора упругих модулей анизотропного тела произвольного класса симметрии. Авторами производится подробный обзор всех существующих на сегодняшний день традиционных ультразвуковых методов. Основное внимание уделяется построению математических и численных алгоритмов обработки экспериментальных данных, полученных на основе иммерсионной методики с применением пьезоэлектрических излучателей и приемников ультразвука. В результате строятся волновые поверхности и рассчитываются упругие модули исследуемых тел. Однако авторы работы не смогли избежать некоторых существенных недостатков. Во-первых, для возбуждения ультразвуковых волн использовались стандартные пьезоэлектрические преобразователи, поэтому фазовые скорости акустических волн были измерены лишь в небольшом диапазоне углов распространения УЗ в образце. Восстановленные по их значениям волновые поверхности не могут дать полной информации об анизотропии материала. Кроме того, предлагаемыми методами не решается проблема произвольности толщины исследуемых образцов.

Указанные проблемы могут быть преодолены с использованием лазерных источников ультразвука. Исследование распространения УЗ волн в композитах производилось при фокусированном лазерном облучении поверхности [17]. Однако в этом случае могут быть определены только групповые скорости, и расчет упругих модулей становится серьезной проблемой. Таким образом, для решения задачи исследования распространения упругих волн в $1 - D$ г/э композитах с целью получения полного набора упругих модулей и построения адекватной механической модели таких сред необходимо более точное измерение угловых зависимостей фазовых скоростей УЗ волн в широ-

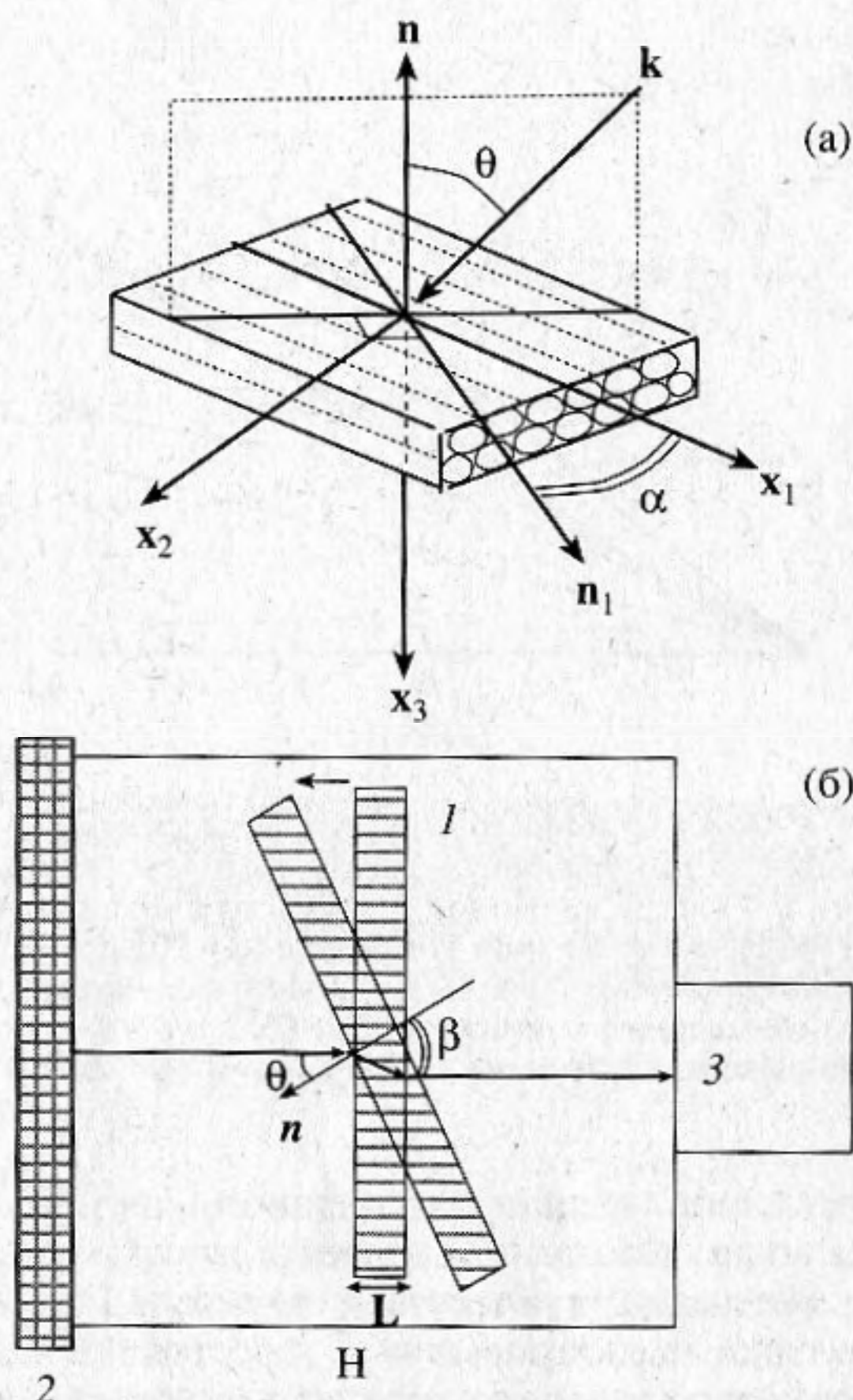


Рис. 1. а – геометрия плоскости падения акустической волны на образец; б – схема прохождения акустического импульса через образец: 1 – образец; 2 – оптико-акустический генератор; 3 – широкополосный пьезоприемник.

ком диапазоне частот для образцов, вообще говоря, произвольной толщины.

Для этой цели представляется целесообразным использование иммерсионной методики с применением термооптического источника ультразвука. Данная методика позволяет получить мощные короткие (10–300 нс) акустические видеоимпульсы с близким к плоскому фазовым фронтом [18, 19]. Исследуя распространение УЗ импульса в композите при различных углах падения его из иммерсионной жидкости, можно определить анизотропию фазовой скорости и затухания УЗ волн в исследуемых образцах. Кроме того, можно исследовать и дисперсию фазовой скорости УЗ, данные о которой необходимы для уточнения картины распространения акустических волн в таких средах. Широкополосность и малая длительность сигналов снимают жесткие требования [11] на толщину образцов.

Для решения поставленной задачи исследования упругих свойств $1 - D$ г/э композитов применялась следующая методика измерений (см. рис. 1б). Исследуемый образец 1 размещался в кювете с

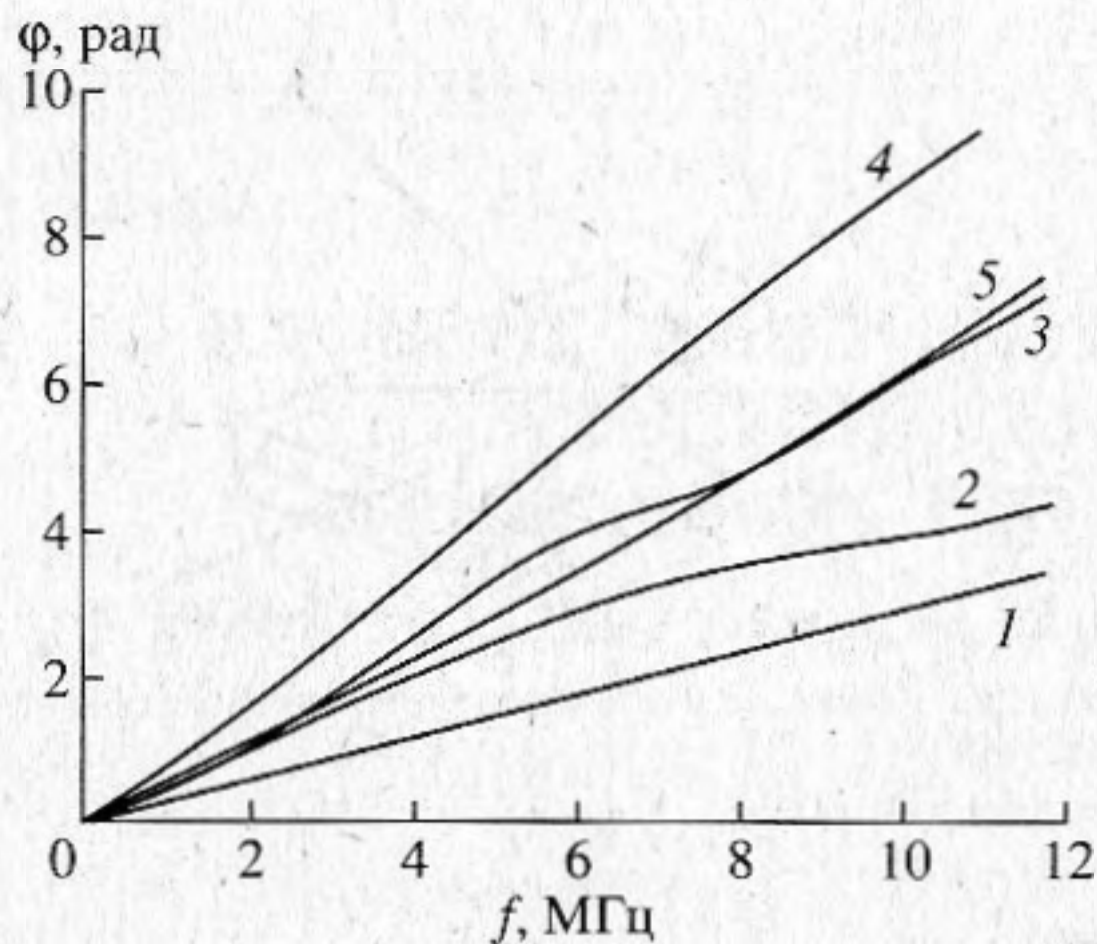


Рис. 2. Фаза гармоник ультразвукового сигнала: 1 — прошедших иммерсионную среду (дистиллированная вода), 2 — квазипоперечной волны в однонаправленном графито-эпоксидном композите ($\alpha = 90^\circ$, $\theta = 30^\circ$), 3 — квазипродольной волны в однонаправленном графито-эпоксидном композите ($\alpha = 90^\circ$, $\theta = 4^\circ$), 4 — продольной волны в этом же образце ($\alpha = 0^\circ$, $\theta = 20^\circ$).

иммерсионной жидкостью (этанол, дистиллированная вода). На стенках кюветы жестко закреплялись оптико-акустический излучатель 2 и широкополосный пьезоприемник 3 (расстояние между последними определялось размером кюветы и составляло 14,8 см). Юстировка параллельности плоскостей излучателя и приемника осуществлялась в отсутствие образца. Система позиционирования образца (рис. 1а) позволяла варьировать угол падения УЗ импульса на образец θ и угол α между направлением волокон x_1 и нормалью n_1 к плоскости падения (nk).

Излучателем служил термооптический источник ультразвука — либо на базе стекла СЗС-22 со свободной поверхностью, либо ртути в кварцевой кювете (импедансная граница) [18]. Ультразвуковые импульсы возбуждались при поглощении в этих источниках импульсов $Nd^{3+}YAG$ лазера (длительность импульса — 12 нс по уровню $1/e$), диаметр лазерного пучка и, соответственно, акустического пучка на поверхности термооптического источника составлял 20 мм (по уровню $1/e$). Широкополосный пьезоприемник изготавливался из пленки ПВДФ (резонансная частота 10 МГц, диаметр 26 мм) или из ниобата лития (резонансная частота 120 МГц). Чувствительность приемника на основе пленки ПВДФ имела порядок 10 мкВ/Па, для приемника из ниобата лития — 0,5 мкВ/Па, что позволяло проводить измерения при амплитуде сигнала вплоть до 10^{-3} атм. В данной работе экспериментально исследовались образцы 1-D г/э композитов, имевшие вид пластин размером 100×100 мм и толщиной 3–6 мм.

Акустический импульс, излучаемый термооптическим источником, преломлялся на входной

поверхности образца и после преломления на выходной поверхности распространялся в направлении, параллельном первоначальному. Регистрировалась временная форма акустических импульсов: опорного, прошедшего иммерсионную среду в отсутствие образца, или исследуемого, прошедшего образец композита, помещенный в иммерсионную жидкость. Сравнение фазовых спектров этих импульсов позволяет измерить разность фаз $\Delta\phi$ между гармониками частоты f опорного и исследуемого сигналов. Эта величина позволяет рассчитать фазовую скорость УЗ волны в композите в широкой полосе частот:

$$V = V_0 / \sqrt{\sin^2 \theta + (\Delta - \cos \theta)^2},$$

где $\Delta = V_0 \Delta\phi / L 2\pi f$, V_0 — фазовая скорость продольной акустической волны в иммерсионной среде, θ — угол падения акустической волны на образец, L — толщина образца.

Угол преломления акустической волны в образце может быть определен по формуле $\beta = \arcsin[(V/V_0)\sin\theta]$. Этот угол, вообще говоря, может быть различен для различных спектральных компонент УЗ сигнала из-за частотной дисперсии.

Описанная выше методика измерений тестировалась на изотропных средах. Измерения фазовой скорости УЗ волн в стекле и в изотропном композите (каучуковые шарики диаметром 30 мкм в полистирольной матрице) показали, что ошибка измерения фазовой скорости не превышает 0,5% от измеряемой величины.

На рис. 2 приведены зависимости спектральной фазы опорного (кривая 1) и исследуемых (кривые 2–5) УЗ сигналов от частоты. Они показывают практически линейную связь между этими величинами, что свидетельствует о слабой зависимости фазовой скорости УЗ волны от частоты, — вариации расчетной фазовой скорости не превышали 0,5%. Учитывая, что суммарная ошибка измерения фазовой скорости УЗ составляла 1,5% (в нашем случае она определялась погрешностями измерения толщины образцов, угла падения и фазового сдвига), можно сделать вывод об отсутствии заметной частотной дисперсии фазовой скорости УЗ в диапазоне 1–15 МГц.

Зависимости фазовых скоростей УЗ волн от угла распространения в 1-D г/э композите приведены для различных углов α на рис. 3–5. Они показывают, что в таких средах существуют три типа упругих волн (одна квазипродольная и две квазипоперечные), которые отчетливо разделяются при распространении ультразвука под углом к плоскости волокон (x_1x_2), отличным от нормального (например, для $\alpha = 45^\circ$ см. рис. 4).

При $\alpha = 90^\circ$ распространение ультразвука происходит в плоскости укладки волокон (x_1x_2), при-

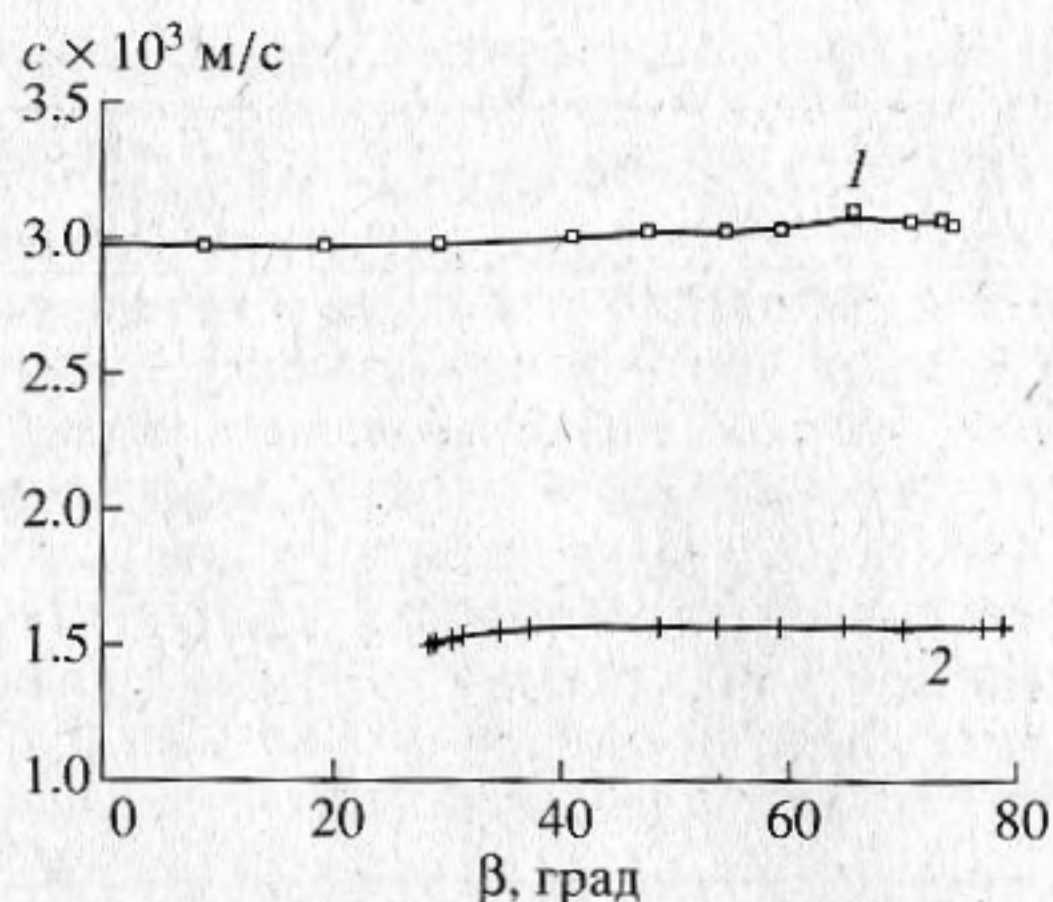


Рис. 3. Зависимость фазовой скорости ультразвука от направления распространения волны в однонаправленном графито-эпоксидном композите в плоскости (x_2x_3) ($\alpha = 0^\circ$): 1 – продольная волна, 2 – поперечная волна.

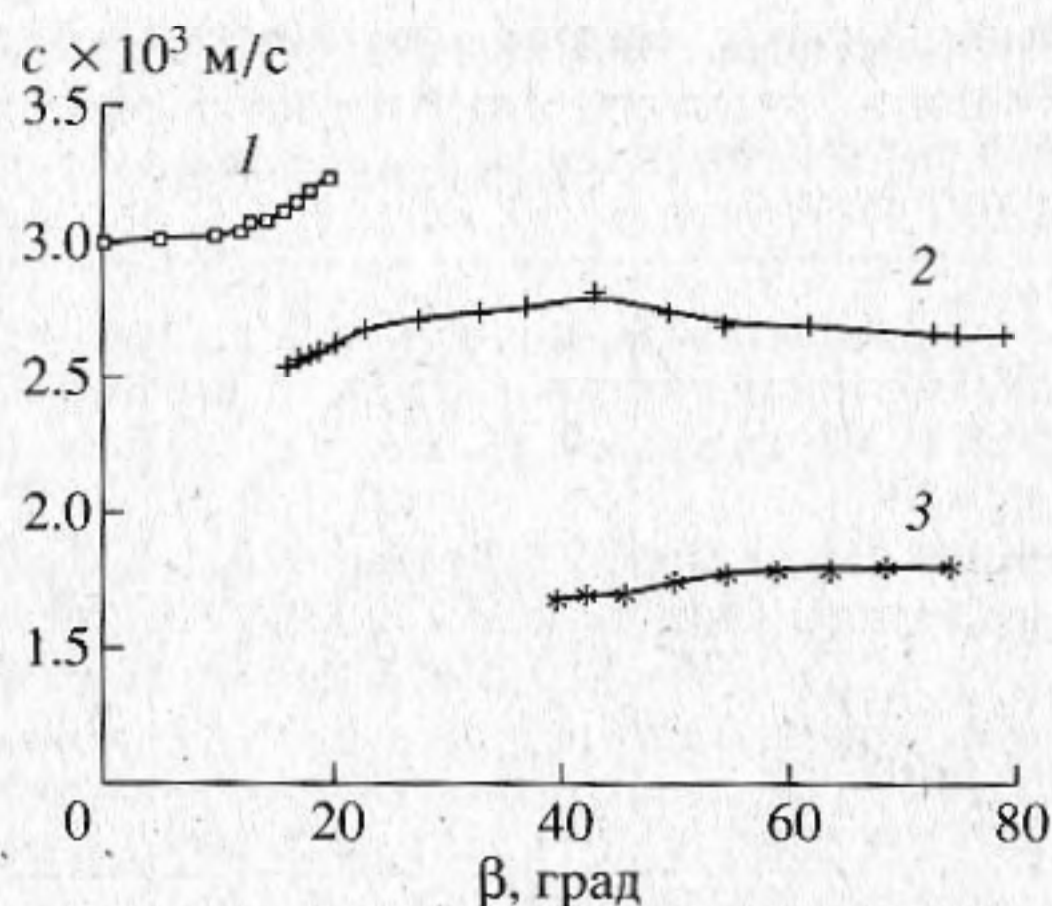


Рис. 4. Зависимость фазовой скорости ультразвука от направления распространения волны в однонаправленном графито-эпоксидном композите для $\alpha = 45^\circ$: 1 – квазипродольная волна, 2 – быстрая квазипоперечная волна, 3 – медленная квазипоперечная волна.

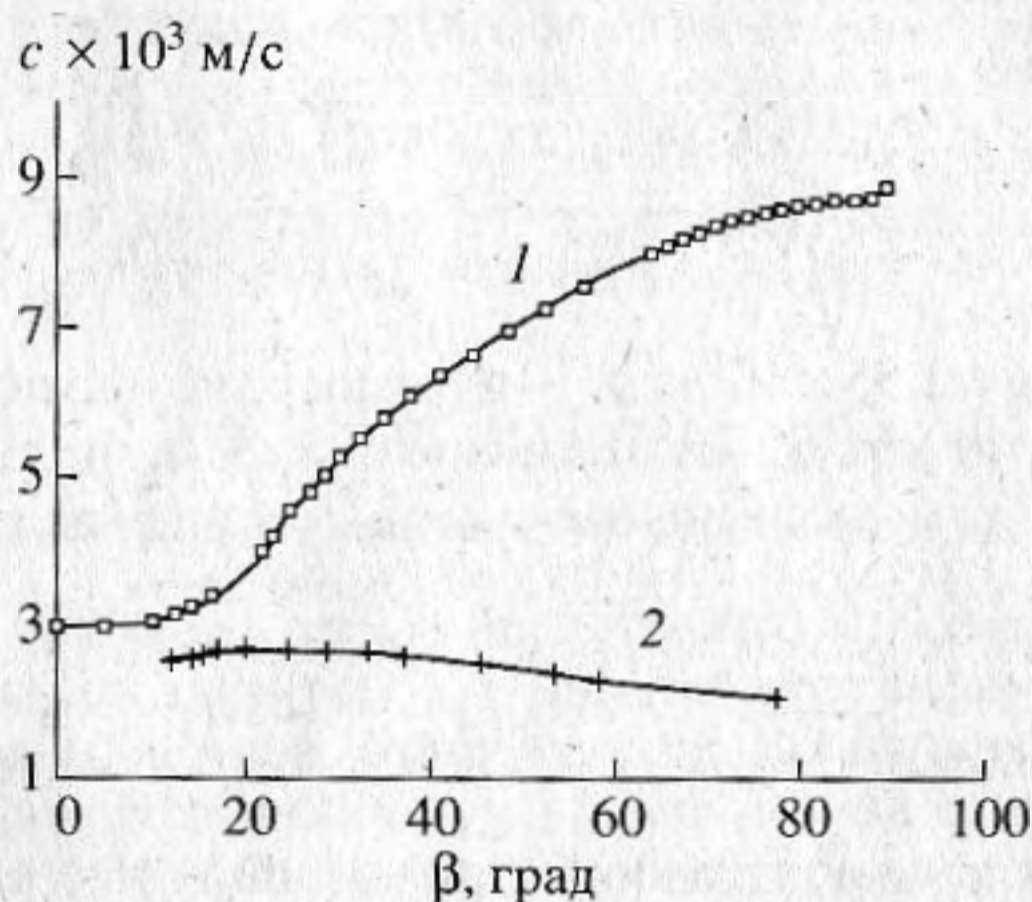


Рис. 5. Зависимость фазовой скорости ультразвука от направления распространения волны в однонаправленном графито-эпоксидном композите в плоскости (x_1x_2) ($\alpha = 90^\circ$): 1 – квазипродольная волна, 2 – быстрая квазипоперечная волна.

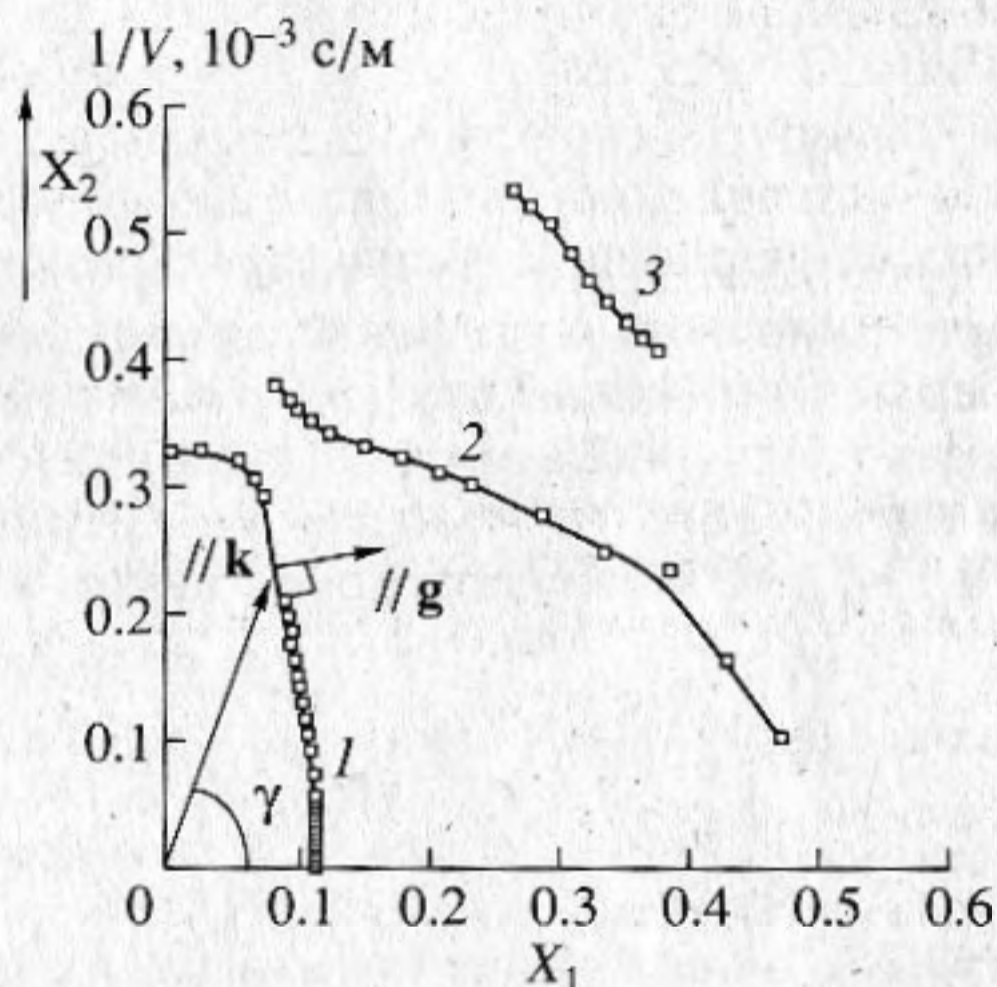


Рис. 6. Поверхности медленностей: 1 – квазипродольная волна, 2 – быстрая квазипоперечная волна, 3 – медленная квазипоперечная волна.

чем вторая поперечная волна не возбуждается при преломлении на границе раздела иммерсионная среда/композит. Это объясняется тем, что ее поляризация совпадает с одной из главных осей 1-D композита и перпендикулярна плоскости падения (nk) . Из приведенных рисунков также видно, что при приближении направления распространения УЗ волны k к направлению укладки волокон x_1 скорость QL волны значительно возрастает (с ростом угла β , см. рис. 4, кривая 1; рис. 5, кривая 1) до значения $V_L = (9.0 \pm 0.2)$ мм/мкс, что почти в три раза больше скорости продольных акустических волн перпендикулярно волокнам.

При распространении ультразвука перпендикулярно волокнам в плоскости (x_2x_3) ($\alpha = 0^\circ$) квазипродольная (рис. 3, кривая 1) и вторая квазипоперечная (рис. 3, кривая 2) волны вырождаются соответственно в чисто продольную и чисто поперечную, а первая квазипоперечная волна не возбуждается. Скорости обеих волн (при $\alpha = 0^\circ$) не зависят от угла преломления β , т.е. распространение ультразвука в этой плоскости происходит изотропно.

Приведенные экспериментальные данные позволяют получить полную картину распространения акустических волн в 1-D г/э композитах и построить поверхности медленностей в зависимости от угла γ между направлением укладки волокон композита x_1 и волновым вектором УЗ волны k (рис. 6). Анализируя распространение квазипродольной акустической волны (кривая 1) можно заметить, что направление распространения энергии QL волны, характеризуемое норма-

речная (рис. 3, кривая 2) волны вырождаются соответственно в чисто продольную и чисто поперечную, а первая квазипоперечная волна не возбуждается. Скорости обеих волн (при $\alpha = 0^\circ$) не зависят от угла преломления β , т.е. распространение ультразвука в этой плоскости происходит изотропно.

Расчетные значения матрицы жесткости 1-D г/э композита

Напр. косинусы волн. вектора	Смещение частиц	Тип волны	Фазовая скорость V , 10^3 м/с	Упругие модули c_{ij} , 10^9 Па
$v_1 = 1$ $v_2 = 0$ $v_3 = 0$	x_1	L	9.0 ± 0.2	$c_{11} = 125 \pm 5$
$v_1 = 0$ $v_2 = 1$ $v_3 = 0$	x_1	T	2.03 ± 0.06	$c_{66} = 6.4 \pm 0.1$
$v_1 = 0$ $v_2 = 1$ $v_3 = 0$	x_2	L	3.03 ± 0.06	$c_{22} = 14.3 \pm 0.5$
$v_1 = 0$ $v_2 = 0$ $v_3 = 1$	x_3	T	1.55 ± 0.03	$c_{44} = 3.8 \pm 0.1$
$v_1 = \cos \gamma$ $v_2 = \sin \gamma$ $v_3 = 0$		QL		$c_{12} = 5.4 \pm 0.3$
		QT		

лью к поверхности медленности (вектором g) в широком диапазоне углов близко к главным осям 1-D композита. Следовательно в 1-D г/э композитах имеет место снос энергии QL звуковой волны к направлению укладки волокон.

Приведенные данные говорят о том, что в 1-D г/э композитах имеет место трансверсальная изотропия упругих свойств (ось симметрии x_1 совпадает с направлением волокон, плоскость изотропии (x_2x_3) перпендикулярна этой оси).

Теория упругости трансверсально изотропных твердых тел показывает, что упругие свойства таких тел (в линейном приближении) описываются пятиконстантной моделью. Матрица жесткости 1-D г/э композита представима в виде

$$\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & & & \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & & & 0 \\ c_{12} & c_{23} & c_{22} & & & \\ & & & c_{44} & & \\ & 0 & & & c_{66} & \\ & & & & & c_{66} \end{pmatrix},$$

где $c_{44} = \frac{1}{2}(c_{22} - c_{23})$.

Вычисление модулей c_{11} , c_{22} и c_{44} в иммерсионной методике производится по простым формулам, связывающим эти упругие модули с фазовыми скоростями акустических волн вдоль главных осей композита:

$$\begin{aligned} c_{11} &= \rho V_L^2(100); & (c_{66} &= \rho V_T^2(100)), \\ c_{22} &= \rho V_L^2(010); & c_{44} &= \rho V_T^2(010); \end{aligned} \quad (1)$$

здесь $\rho = 1.55 \times 10^3$ кг/м³ – плотность композита, V_L , V_T – соответственно фазовые скорости чисто продольных и чисто поперечных акустических волн.

Расчет упругих модулей c_{66} и c_{12} связан с определенными трудностями. Несмотря на то, что упругий модуль c_{66} является чисто сдвиговым, вычисление его не может быть сделано по формуле (1). Этому мешают условия преломления на границе раздела иммерсионная среда/композит (см. выше). Следовательно упругий модуль c_{66} необходимо вычислять по данным о фазовых скоростях упругих волн в плоскости волокон (x_1x_2) ($\alpha = 90^\circ$, рис. 5).

Формулы, связывающие фазовые скорости квазипродольных и квазипоперечных волн в плоскости волокон композита (x_1x_2) с упругими модулями c_{66} и c_{12} , записываются следующим образом:

$$\begin{cases} \rho V_{QL}^2 = \frac{c_{11} \cos^2 \gamma + c_{22} \sin^2 \gamma + c_{66}}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{((c_{11} - c_{66}) \cos^2 \gamma + (c_{66} - c_{22}) \sin^2 \gamma)^2 + 4(c_{12} + c_{66})^2 \sin^2 \gamma \cos^2 \gamma}, \\ \rho V_{QT}^2 = \frac{c_{11} \cos^2 \gamma + c_{22} \sin^2 \gamma + c_{66}}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{((c_{11} - c_{66}) \cos^2 \gamma + (c_{66} - c_{22}) \sin^2 \gamma)^2 + 4(c_{12} + c_{66})^2 \sin^2 \gamma \cos^2 \gamma}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь V_{QL} и V_{QT} – соответственно фазовые скорости квазипродольных и квазипоперечных волн в плоскости волокон композита.

Вычисление модулей c_{66} и c_{12} по формуле (2) сопряжено с большой потерей точности. Так, ошиб-

ка измерения фазовых скоростей в 3% приводит к ошибке вычисления модуля c_{66} в (40–110)% [11], что, безусловно, не может считаться приемлемым. Поэтому в дополнение к данной иммерсионной методике измерения фазовых скоростей УЗ волн использовались генераторы сдвиговых акустических

импульсов [20, 21]. Это позволило определить константу c_{66} по формуле (1), что значительно уменьшило ошибку вычисления модуля c_{12} – до 6%, и существенно упростить процедуру обработки экспериментальных данных. Определение других упругих модулей происходит с приемлемой точностью (максимальная ошибка – 3%) и не требует такой процедуры. В таблице приведены все пять независимых упругих модулей $1 - D$ г/э композита, рассчитанных по экспериментальным данным.

Определение всех упругих модулей происходит с приемлемой точностью (ошибка измерения модулей за исключением c_{12}) составляет 3%, для c_{12} – 6%).

Предложенная иммерсионная методика с применением термооптических источников ультразвука дает возможность:

а) получить полную картину распространения акустических волн в $1 - D$ г/э композитах в диапазоне частот 1–15 МГц;

б) рассчитать четыре из пяти независимых упругих модулей (все, кроме c_{12}) с точностью 3%;

в) использование генераторов сдвиговых акустических импульсов дает возможность рассчитать упругий модуль c_{12} с ошибкой 6%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hashin Z. The elastic moduli of heterogeneous materials // J. Appl. Mech. 1962. V. 29. P. 143–151.
2. Hashin Z., Rosen B.W. The elastic moduli of fiber-reinforced materials // J. Appl. Mech. 1964. V. 31. P. 223–232.
3. Hashin Z. Viscoelastic fiber reinforced materials // AIAA J. 1966. V. 4. P. 1411–1420.
4. Rassel W.B. On the effective moduli of composite materials effect of fiber length and geometry at dilute concentrations // Z. Angew. Math. and Phys. 1973. V. 24. P. 581–588.
5. Nayfeh A.H., Crane R.L. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 3. P. 685–689.
6. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
7. Петрашень Г.И. Распространение волн в анизотропных упругих средах. Ленинград: Наука, 1980. 280 с.
8. Кристенсен Р. Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982. 334 с.
9. Hosten B., Deschamps M. Inhomogeneous wave generation and propagation in lossy anisotropic solids. Application to the characterisation of viscoelastic composite materials // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 82. № 5. P. 1763–1770.
10. Hosten B. Reflection and transmission of acoustic plane waves on an immersed orthotropic and viscoelastic solid layer // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. № 6. P. 2745–2752.
11. Kriz R.D., Stinchomb W.W. Elastic moduli of transversely isotropic graphite fibers and their composites // Exp. Mech. 1979. V. 19. № 1. P. 41–49.
12. Rokhlin S.I., Wang W. Critical angle measurement of elastic constants in composite material // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 86. № 5. P. 1876–1882.
13. Chu Y.C., Degtyar A.D., Rokhlin S.I. On determination of orthotropic material moduli from ultrasonic velocity data in nonsymmetry planes // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 6. P. 3191–3203.
14. Chu Y.C., Rokhlin S.I. Comparative analysis of through-transmission ultrasonic bulk wave methods for phase velocity measurements in anisotropic materials // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. № 6. P. 3204–3212.
15. Degtyar A.D., Rokhlin S.I. Absolute stress determination in orthotropic materials from angular dependencies of ultrasonic velocities // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. № 3. P. 1547–1556.
16. Aristegui C., Baste S. Optimal recovery of the elasticity tensor of general anisotropic materials from ultrasonic velocity data // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101. № 2. P. 813–833.
17. Every A.J., Sachse W. Determination of the elastic constant anisotropic solids from acoustic-wave group-velocity measurements // Phys. Rev. B. 1992. V. 42. P. 8196–2205.
18. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
19. Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б., Пыж В.А. Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 311–323.
20. Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б. Термооптический генератор широкополосных импульсов сдвиговых волн // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 373–375.
21. Карабутов А.А., Кононец К.В., Подымова Н.Б. Широкополосная акустическая спектроскопия сдвиговых волн на основе термооптического источника ультразвука // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 95–100.

Propagation of Longitudinal and Shear Acoustic Video Pulses in Grafite-Epoxy Composites

A. A. Karabutov, I. M. Kershtein, I. M. Pelivanov, and N. B. Podymova

Propagation of acoustic video pulses in unidirectional graphite-epoxy composites with fiber structure is studied. Applicability of the model of a transversely isotropic solid to the description of mechanical properties of such media is demonstrated. It is found that, in the frequency range 1–15 MHz, there is no noticeable dispersion of phase velocity in any direction of ultrasound propagation in the composite. An ultrasonic technique for the determination of elastic moduli of transversely isotropic media is proposed. The technique employs a laser source of longitudinal and shear ultrasonic waves and a wide-band reception of acoustic signals. A complete set of elastic moduli of unidirectional graphite-epoxy composites with fiber structure is calculated.