

УДК 534.222.2

СТРУКТУРА ФРОНТА СЛАБОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВЫСОКОНАПОЛНЕННЫХ КОМПОЗИТАХ

Б. Р. Гафаров, А. В. Уткин, С. В. Разоренов,
А. А. Богач, Е. С. Юшков

Институт химической физики РАН, 142432 Черноголовка

Проведено экспериментальное исследование структуры фронта импульса сжатия в гетерогенном энергетическом материале (ЭМ) с характерным размером гранул 100–300 мкм и его инертном имитаторе с размером частиц 3–5 мкм. Ударные волны с амплитудой порядка 0,1 ГПа инициировались зарядом взрывчатого вещества весом 20 г. Регистрация скорости свободной поверхности образцов либо скорости на границе с водяным окном осуществлялась лазерным интерферометром VISAR. Обнаружен осциллирующий характер изменения массовой скорости в ЭМ, который объясняется гетерогенной структурой образцов. В мелкодисперсном имитаторе осцилляции не наблюдались. Показано, что вязкоупругая модель Максвелла пригодна для усредненного описания эволюции импульса сжатия в исследованных материалах.

Введение. Исследования свойств высоконаполненных полимеров при ударно-волновом нагружении представляют значительный интерес в связи с важными техническими приложениями [1–3]. К данному классу сред относятся, в частности, энергетические материалы (ЭМ) типа эластомерное связующее — кристаллический окислитель с объемным содержанием окислителя до 70 %, для которых получены данные по ударно-волновой сжимаемости, порогам воспламенения и откольному разрушению [4–7]. Однако в литературе практически отсутствует информация о реологических свойствах этих материалов, без знания которых невозможно численное моделирование процессов распространения, взаимодействия и затухания импульсов сжатия и растяжения в реальных конструкциях. Поэтому нередко либо вообще пренебрегается диссипацией [6], либо используются упрощенные модели среды с оценочными значениями вязкости [2].

Наибольшие успехи достигнуты в изучении композиционных материалов с периодически меняющимися в пространстве свойствами (см., например, [8, 9]). Отличительная черта этих сред — наличие дисперсионных свойств, приводящих к расширению и сглаживанию импульсов сжатия даже тогда, когда исходные компоненты находятся в упругом состоянии. При этом общая волновая энергия перераспределяется таким образом, что наблюдается эффект затухания. При усредненном описании эволюции ударных волн в гетерогенных материалах это можно учесть в рамках однородной вязкоупругой среды, что достаточно убедительно показано в работе [10], где результаты численного расчета распространения ударной волны в вязкоупругой слоистой системе аппроксимируются ударной волной, распространяющейся в однородной среде, описываемой релаксационной моделью Максвелла. Характерное время релаксации определялось по структуре фронта стационарной ударной волны.

Целью данной работы является экспериментальное исследование структуры фронта двух гетерогенных материалов с различными размерами частиц наполнителя и анализ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01899а).

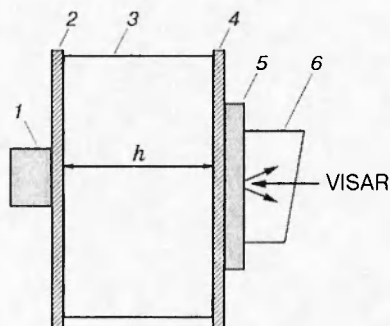


Рис. 1

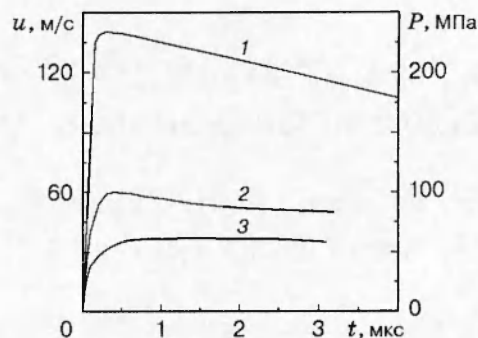


Рис. 2

возможности использования релаксационной модели для описания полученных результатов.

Схема экспериментов. Объектом настоящего исследования является ЭМ на основе полибутадиенового каучука, наполненного перхлоратом аммония и октогеном с характерным размером гранул 100–300 мкм и мелкодисперсным алюминием. Плотность материала ρ_0 равна 1,87 г/см³, его ударная адиабата определена ранее [4, 7] и соответствует обобщенной ударной адиабате конденсированных веществ [11]:

$$D = 2,1 + 2,0u,$$

где D — скорость ударной волны; u — массовая скорость, км/с. Скорость звука C_e , измеренная ультразвуковым методом, также оказалась близка к первому коэффициенту в уравнении ударной адиабаты. Пористость материала составляет сотые доли процента, а наполнение кристаллическими компонентами находится на уровне плотной упаковки. Поэтому в таком композите возможно контактное взаимодействие частиц кристаллической фазы при ударно-волновом нагружении.

Второй исследованный материал — инертный имитатор ЭМ на том же связующем, но наполненный мелкодисперсным алюминием и мелом с характерным размером гранул 3–5 мкм и суммарной объемной долей порядка 50% — имел такие же плотность и ударную адиабату, как и сам ЭМ.

Для получения импульсов сжатия малой амплитуды (порядка 0,1 ГПа) использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. Ударные волны инициировались зарядом 1 взрывчатого вещества А-IX-1. Диаметр заряда составлял 20 мм, вес — 20 г. Заряд помещался на алюминиевой пластине 2 толщиной 2 мм. Параметры ударной волны варьировались изменением толщины h слоя воды 3 между взрывчатым веществом и исследуемым образцом 5, который отделялся от воды оргстеклом 4 толщиной 2 мм. Поперечный размер сборки составлял 150 мм.

Образцы ЭМ и его имитатора в виде круглой пластины имели диаметр 90 мм и толщину 20 мм. Структура фронта определялась по скорости свободной поверхности образцов либо по скорости на границе с водяным окном 6. Для регистрации скорости использовался лазерный интерферометр VISAR [12] с постоянной интерферометра, равной 80,8 м/с, что позволило провести измерения с точностью ± 2 м/с и временным разрешением около 5 нс. Для отражения лазерного луча от исследуемой поверхности она предварительно выравнивалась с помощью эпоксидной смолы, на которую затем наклеивалась алюминиевая фольга толщиной 7 мкм. Общая толщина покрытия не превышала 150 мкм, что соответствовало шероховатости материала, обусловленной его структурой. Динамическая жесткость эпоксидной смолы ненамного, примерно на 12%, ниже жесткости ЭМ. Поэтому

такой отражающий слой не должен вносить заметных искажений в форму фронта, что подтверждает анализ приведенных ниже результатов. Луч интерферометра фокусировался на пятно размером около 100 мкм, которое также совпадает с характерным размером гранул наполнителя. Вследствие малой площади усреднения по поверхности можно ожидать некоторый разброс данных в опытах.

Результаты экспериментов. С целью определения зависимости амплитуды импульсов сжатия от расстояния до взрывчатого вещества проведены предварительные эксперименты, в которых регистрировалась массовая скорость за фронтом ударной волны в воде. Для отражения лазерного луча в воде на фиксированном расстоянии от заряда h помещалась алюминиевая фольга толщиной 100–200 мкм. Результаты измерений давления P при $h = 50; 100; 150$ мм представлены на рис. 2 кривыми 1–3. Видно, что при $h > 100$ мм давление в воде не превышает 100 МПа (кривые 2, 3), что позволяет получить импульсы сжатия необходимой амплитуды в исследуемых образцах. Использование относительно толстой алюминиевой фольги обеспечивало надежную регистрацию массовой скорости, но одновременно приводило к размытию фронта. Поэтому измеренная в опытах ширина скачка может значительно превышать ширину фронта ударной волны в воде.

Формирующаяся ударная волна является расходящейся, что, вообще говоря, необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных. Можно ожидать, однако, что это не приведет к значительному изменению структуры фронта ударной волны по сравнению с одномерным нагружением.

Результаты экспериментов для ЭМ и его имитатора представлены на рис. 3. Скорость свободной поверхности имитатора при толщине слоя воды $h = 100; 150$ мм показана на рис. 3,а сплошными линиями 1, 2. В момент выхода ударной волны на свободную поверхность наблюдается резкое увеличение скорости за время порядка 30–50 нс, а затем медленный, длительностью около 1 мкс, выход на конечную величину. Форма профиля сходна со структурой фронта, регистрируемой в полимерах [13], поведение которых при нагрузках ниже динамического предела текучести является вязкоупругим [14]. Каких-либо особенностей, обусловленных гетерогенной структурой материала, в данном случае не наблюдается, поскольку размер фокального пятна, на котором происходило усреднение скорости по поверхности, более чем на порядок превышал характерный размер неоднородностей.

Принципиально иная структура фронта зарегистрирована в ЭМ. На рис. 3,б сплошными линиями показаны скорость свободной поверхности образца (кривая 1) и скорость при разгрузке в воду (кривая 2) при одних и тех же условиях нагружения ($h = 100$ мм). В отличие от имитатора в данном случае наблюдается медленное s -образное нарастание скорости от нуля до максимального значения в течение времени порядка 0,4 мкс. Отличительной чертой является формирование характерного пика, амплитуда которого превышает конечное значение скорости. Очевидно, этот пик обусловлен внутренней структурой ЭМ и связан с тем, что усреднение скорости происходит по площади фокального пятна, размер которого порядка размера неоднородностей. Причем качественно профиль воспроизводится от опыта к опыту, что видно из сопоставления обеих зависимостей. Наблюдается лишь смещение пика скорости во времени и изменение его длительности. Усредненный профиль скорости при данной схеме регистрации можно строить, имея большое число экспериментальных зависимостей, полученных при одинаковых условиях нагружения.

После выхода волны на свободную поверхность в глубь образца распространяется волна разрежения, причем наличие пика скорости приводит к возникновению растягивающих напряжений, которые могут вызывать откольное разрушение внутренних слоев ЭМ [15]. Этим объясняются затухающие осцилляции скорости кривой 1 вслед за пиком. Данное предположение подтверждается в опыте (кривая 2), когда при разгрузке в воду растягивающие напряжения не реализуются и после первого пика наблюдается увеличение скорости

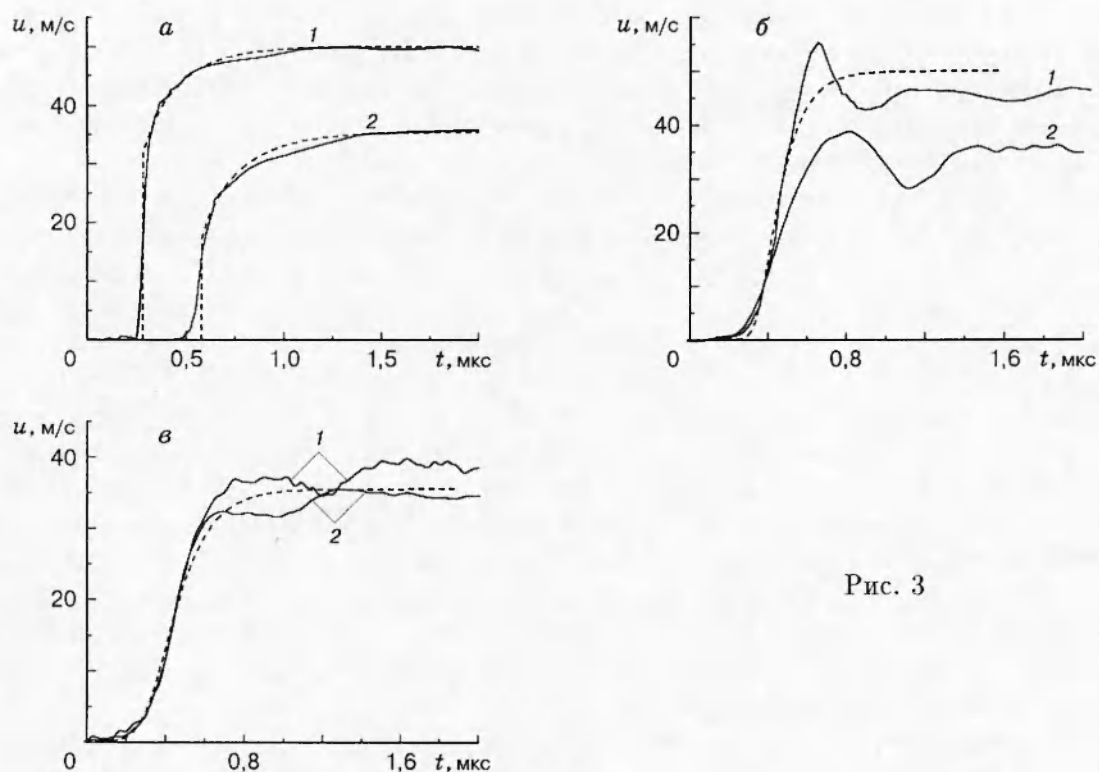


Рис. 3

и монотонный выход ее на конечное значение без каких-либо колебаний. Поэтому скорость свободной поверхности можно считать массовой скоростью внутри образца только до момента достижения первого минимума на кривой 1. Причем значение минимальной скорости определяется не амплитудой осцилляции, а величиной откольной прочности, которая может быть найдена по разнице между максимальным и минимальным значениями скорости и равна (23 ± 2) МПа, что согласуется с известными результатами [7]. По длительности пика можно оценить толщину откольной пластины, которая составляет примерно 0,5 мм и в 3–4 раза превышает толщину слоя эпоксидной смолы, т. е. разрушение происходит во внутренних слоях ЭМ, а не на границе с отражающим слоем. Откол приводит не только к завышению минимальной, но и к занижению конечной скорости, величина которой (кривая 2 на рис. 3, б) равна (49 ± 2) м/с, что совпадает с данными для имитатора (кривая 1 на рис. 3, а), полученными в аналогичных условиях.

На рис. 3, в сплошными линиями показана скорость свободной поверхности ЭМ при толщине слоя воды $h = 150$ мм в двух опытах (кривые 1, 2). Как и при большей амплитуде импульса сжатия, сначала наблюдается медленное (порядка 0,4 мкс) нарастание скорости, а затем формируется пик скорости. Однако выражен он значительно в меньшей степени, чем в опытах с большим давлением (сплошные кривые на рис. 3, б), и его амплитуда ниже конечного значения скорости. Отраженная от свободной поверхности волна разрежения не вызывает в данном случае откольного разрушения образца. Наблюдается также удовлетворительная воспроизводимость опытов, представленных кривыми 1, 2 на рис. 3, в: положение пика и его ширина лишь несколько сдвигаются во времени. Конечное значение скорости, полученное в результате усреднения обеих зависимостей, в пределах точности эксперимента совпадает с данными опыта для имитатора (кривая 2 на рис. 3, а) и равно (37 ± 2) м/с.

На полученных экспериментальных зависимостях отсутствуют какие-либо особенности, связанные с толщиной отражающего слоя, поэтому результаты, приведенные на

рис. 3, действительно представляют собой структуру фронта ударной волны в исследованных материалах.

Обсуждение экспериментальных данных. Как уже отмечалось, полученные профили скорости качественно подобны тем, которые реализуются в вязкоупругом материале. Структура фронта стационарной ударной волны для таких сред исследовалась во многих работах [10, 14, 16, 17]. Отличительной чертой этих сред является существование мгновенной и равновесной ударных адиабат: вещество при импульсном воздействии сначала попадает на мгновенную ударную адиабату, а затем релаксирует к равновесному состоянию. Поэтому стационарная волна сжатия состоит из ударного скачка и следующего за ним монотонного нарастания параметров до амплитудного значения. Подобная структура фронта, наблюдавшаяся в опытах с имитатором (рис. 3,а), существует до тех пор, пока скорость ударной волны выше мгновенной скорости звука C_i . Если $C_e < D < C_i$, то ударный скачок не формируется и параметры нарастают монотонно, как это происходит в ЭМ в начальный момент времени (рис. 3,б,в).

Рассмотрим возможность применения вязкоупругой модели Максвелла для описания полученных экспериментальных данных.

В случае плоского деформированного состояния напряжение σ и деформация ε в направлении распространения волны в модели Максвелла связаны соотношением

$$\dot{\sigma} + \frac{\sigma - \sigma_e}{\tau} = G_i \dot{\varepsilon}, \quad (1)$$

где σ_e — равновесное значение продольных напряжений; τ — время релаксации; G_i — модуль мгновенной деформации, определяемый через кривую мгновенного деформирования $\sigma_i - \varepsilon$ ($G_i = d\sigma_i/d\varepsilon$); точкой обозначена частная производная по времени t . Для стационарной ударной волны все величины являются функциями одной переменной, в качестве которой удобно выбрать массовую скорость:

$$\sigma = \rho_0 D u, \quad \varepsilon = u/D. \quad (2)$$

Предполагаем также, что σ_i и σ_e могут быть записаны в виде

$$\sigma_e = \rho_0 (C_e + bu)u, \quad \sigma_i = \rho_0 (C_i + bu)u, \quad b = 2. \quad (3)$$

Подставляя (2) и (3) в (1), получаем для определения u обыкновенное дифференциальное уравнение, решение которого имеет вид

$$\frac{t - t_0}{\tau} = - \left(1 + \frac{C_i - C_e}{D - C_e} \right) \ln(u_e - u) - \frac{D - C_i}{D - C_e} \ln u, \quad (4)$$

где t_0 — константа интегрирования; u_e — равновесное значение массовой скорости, равное $(D - C_e)/b$. При $D > C_i$ формируется ударная волна, в которой массовая скорость скачком меняется от нуля до $u_i = (D - C_i)/b$. Ее дальнейшее возрастание описывается соотношением (4), в котором t_0 можно выбрать таким образом, чтобы $u = u_i$ при $t = 0$. Если $C_e < D < C_i$, то профиль скорости имеет s -образный вид, u обращается в нуль при $t \rightarrow -\infty$ и асимптотически стремится к u_e при $t \rightarrow +\infty$. Константа интегрирования выбирается произвольно и определяет лишь смещение во времени. Решение задачи в более общей постановке для нелинейной вязкоупругой модели с учетом квадратичной зависимости скорости ударной волны от u приведено в [14].

Рассчитанные стационарные профили волн для имитатора при $C_i = 2,12$ км/с и $\tau = 0,15$ мкс (штриховые линии на рис. 3,а) хорошо согласуются с экспериментальными данными. Скорость свободной поверхности считалась равной удвоенной массовой скорости.

Отметим, что модель Максвелла дает усредненное распределение скорости, тогда как для ЭМ измерения проводились в локальных точках. Следствием локальности измерений

является, в частности, характерный пик на профиле скорости. Такое распределение динамических параметров типично для гетерогенных сред. Впервые аналитическое решение задачи о распространении нестационарной волны в периодической слоистой системе перпендикулярно плоскости укладки слоев получено в [18]. Показано, что профиль импульса сжатия является осциллирующим, формируется характерный выброс напряжения, указывающий на резонансное поведение среды. Эти выводы экспериментально подтверждены в [19, 20]. Влияние неперериодичности слоев на характер затухания волн исследовано в [21]. Качественно аналогичные результаты получены при рассмотрении распространения импульса в трехмерно-периодических средах [22].

Численно задача о распространении волн в гетерогенных средах решалась в [10, 20, 23]. Наибольший интерес представляет работа [10], где показано, что усреднение волнового профиля по толщине одного периода слоистого композита подавляет резонансный эффект; усредненный профиль хорошо описывается вязкоупругой моделью. К уменьшению амплитуды осцилляций ведет также разупорядочение слоистой системы. Причем усреднение волновых профилей, полученных в заданном сечении образца при различном характере его разупорядочения, также дает структуру фронта, предсказываемую вязкоупругой моделью.

Выполненные в данной работе эксперименты не позволяют найти усредненный профиль массовой скорости для ЭМ. Поэтому, основываясь на результатах исследования [10], опишем структуру фронта ЭМ релаксационной моделью Максвелла, стремясь лишь к удовлетворительной аппроксимации средней ширины фронта. Результаты расчета по уравнению (4) при $C_s = 2,18$ км/с и $\tau = 40$ нс показаны на рис. 3, б, в штриховыми линиями. Несмотря на то что эти кривые не описывают резонансный пик, представление ими средней ширины фронта вполне удовлетворительно. Особенно это относится к опытам с низким значением амплитуды, где расчетный профиль в пределах точности эксперимента совпадает с профилем скорости, полученным усреднением кривых 1, 2 (рис. 3, в).

Различие структуры фронта имитатора и ЭМ в рамках рассмотренной релаксационной модели однородной среды связано с различием их мгновенных ударных адиабат, хотя равновесные адиабаты совпадают. В проведенных экспериментах скорость волны в имитаторе выше мгновенной скорости звука, а в ЭМ ниже. Поэтому в имитаторе формируется ударный скачок, тогда как в ЭМ наблюдается медленное нарастание скорости во фронте волны сжатия. Эту особенность необходимо учитывать при переносе результатов моделирования ударно-волновых процессов в имитаторе на ЭМ. Поскольку времена релаксации в них различаются почти в четыре раза, то это может привести к заметному различию в скорости затухания импульсов сжатия.

Таким образом, показано, что вязкоупругая модель справедлива при усредненном описании эволюции импульса сжатия в исследованных материалах, но не позволяет описать локальные напряжения, учесть эффекты, связанные с резонансным поведением среды. Однако обычно это несущественно, особенно при решении практических задач, когда наибольший интерес представляют средние величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков Е. Б., Мазинг Г. Ю., Сокольский В. Н. Твердотопливные ракеты. М.: Машиностроение, 1992.
2. Киселев А. Б., Юмашев М. В. Математическая модель деформирования и разрушения твердого топлива при ударном нагружении // ПМТФ. 1992. № 6. С. 126–134.
3. Острик А. В., Петровский В. П. Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузки // Хим. физика. 1995. Т. 14, № 1. С. 11–17.

4. **Ефремов В. П., Канель Г. И., Уткин А. В., Постнов В. Н.** Методы оценки УРС смесевых составов // Исследования свойств вещества в экстремальных условиях: Сб. ст. М.: Ин-т высоких температур АН СССР, 1990. С. 75–81.
5. **Weirick L. J.** Characterisation of booster-rocket propellants and their simulation // Proc. Intern. 9th Symp. on Detonation. Portland (USA), 1989. V. 1. P. 23–27.
6. **Острик А. В., Петровский В. П.** Двумерные откольные разрушения полимерных цилиндрических конструкций // Хим. физика. 1995. Т. 14, № 1. С. 4–10.
7. **Канель Г. И., Толстикова З. Г., Уткин А. В.** Влияние размера частиц наполнителя на сопротивление откольному разрушению эластомеров // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 3. С. 115–120.
8. **Кристенсен Р.** Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982.
9. **Мун Ф.** Удар и распространение волн в композиционных материалах: В 8 т. Т. 7, ч. 1. Композиционные материалы. М.: Машиностроение, 1978. С. 265–334.
10. **Barker L. M.** A model for stress wave propagation in composite materials // J. Compos. Mater. 1971. V. 5. P. 140–162.
11. **Афанасенков А. Н., Богомолов В. М., Воскобойников И. М.** Обобщенная ударная адиабата конденсированных веществ // ПМТФ. 1969. № 4. С. 137–141.
12. **Asay J. R., Barker L. M.** Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 6. P. 2540–2546.
13. **Barker L. M., Hollenbach R. E.** Shock-wave studies of PMMA, fused silica, and sapphire // J. Appl. Phys. 1970. V. 41, N 10. P. 4208–4226.
14. **Schuler K. W.** Propagation of steady shock waves in polymethyl metacrylate // J. Mech. Phys. Solids. 1970. V. 18, N 4. P. 277–293.
15. **Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортвов В. Е.** Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1986.
16. **Годунов С. К., Козин Н. С.** Структура ударных волн в упруговязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловской вязкости от параметров вещества // ПМТФ. 1974. № 5. С. 101–108.
17. **Бленд Д.** Теория линейной вязкоупругости. М.: Мир, 1965.
18. **Peck J. C., Curtman G. A.** Dispersive pulse propagation parallel to the interfaces of a laminated composite // J. Appl. Mech. 1969. V. 36. P. 479–484.
19. **Whittier J. S., Peck J. C.** Experiments on dispersive pulse propagation in laminated composites and comparison with theory // Ibid. P. 485–491.
20. **Lundergan C. D., Drumheller D. S.** Propagation of stress waves in a laminated plate composite // J. Appl. Phys. 1971. V. 42, N 2. P. 669–675.
21. **Christensen R. M.** Wave propagation in layered elastic media // Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech. 1975. V. 42, N 1. P. 153–158.
22. **Kohn W.** Propagation of low frequency elastic disturbances in a three-dimensional composite material // Ibid. P. 159–164.
23. **Kanel G. I., Ivanov M. F., Parshikov A. N.** Computer simulation of the heterogeneous materials response to the impact loading // Intern. J. Impact Eng. 1995. V. 17. P. 455–464.

Поступила в редакцию 24/VI 1997 г.