

05;08;12

Генерация предвестника импульса давления в материалах, обладающих кластерной структурой

© Б.А. Демидов, В.П. Ефремов, М.В. Ивкин, И.А. Ивонин, В.А. Петров

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 6 июня 1996 г.)

При изучении отклика гетерогенного материала ("стивлон") на воздействие короткого импульса давления обнаружен новый качественный эффект — появление осциллирующих предвестников основного импульса давления, появляющихся при превышении пороговой концентрации наполнителя, случайно расположенного в связующем веществе. На основе кластерной модели рассматривается механизм возникновения и распространения таких предвестников. Результаты численного моделирования сравниваются с экспериментальными данными.

Введение

Многие физические системы проявляют фрактальные свойства [1]. Их фрактальная природа является отражением как геометрических, так и динамических свойств. В ряде случаев (при измерении электрического сопротивления, диссипации энергии, диффузии...) фрактальные модели позволяют количественно объяснить аномальные свойства физических систем, которые, впрочем, могут быть получены и в альтернативных моделях (например, аномальное поглощение энергии при возникновении ударных волн). Лишь в некоторых случаях удается получить и объяснить на основе фрактальных моделей качественно новые физические эффекты (например, объяснить механизмы фазовых переходов). В настоящей работе рассматривается именно такой новый качественный эффект — выделение из распространяющейся по гетерогенному материалу волны давления осциллирующего предвестника. Визуально это явление близко к эффекту расщепления волны давления на пластическую и упругую части при упруго-пластическом фазовом переходе. Здесь же фазовый переход имеет геометрическую природу — образование из случайно расположенных в материале зерен наполнителя протекающего кластера. Поэтому эффект появления предвестника возникает даже в акустическом приближении.

Для облегчения экспериментального обнаружения эффекта авторами был выбран гетерогенный материал "стивлон", состоящий из наполнителя [2] и связующего (низкомолекулярный каучук) с более чем на порядок отличающимися акустическими жесткостями. Акустические фононы распространяются по кластерам из зерен наполнителя, слабо рассеиваясь в связующее. В [3] рассмотрена близкая задача о диффузии пассивного скаляра в одномерном случайном поле скоростей, где показано, что вдоль линий тока в нашем случае вдоль кластера имеет место "супердиффузия" ($\langle L^2 \rangle \simeq t^{3/2}$). Такого рода задачи могут быть сведены к решению уравнения диффузии с дробными производными [4], описывающего непрерывный кроссовер от уравнения диффузии к уравнению переноса. Таким образом, действительно, имеет

место не простое размытие волны давления, распространяющейся в гетерогенном материале, а выделение из нее предвестника.

Схема опыта

Эксперименты проводились на сильноточном импульсном электронном ускорителе "Кальмар" [5], выходной узел которого был модифицирован с целью обострения импульса тока и увеличения площади равномерного облучения. Способ обострения состоит в пропускании части сильноточного пучка электронов через небольшое отверстие в аноде ускорителя, закрытое тонкой алюминиевой фольгой. Путем подбора диаметра отверстия в аноде и расстояния между катодом и анодом можно в два-три раза уменьшить длительность импульса тока, выходящего через отверстие в аноде, по сравнению с длительностью общего тока ускорителя.

Схема опыта представлена на рис. 1. Электронный пучок 3, эмитируется с катода 2, расположенного в диодной камере 1, проходит сквозь отверстие в аноде 4 диаметром 4 мм, закрытое алюминиевой фольгой толщиной 30 мкм, и попадает в дрейфовую камеру, в которой размещена исследуемая мишень 7. Мишенью является диск из стивлона диаметром 32 мм, толщиной 1.75–4.65 мм. Стивлон представляет собой низкомолекулярный каучук (связующее вещество), в который хаотическим образом внедрен наполнитель стеклосферы 50-микронного диаметра, покрытые тонким слоем вольфрама. Использовался стивлон с различным объемным содержанием наполнителя от 0 до 40%. Диафрагмы 5 и 6 выделяют из расходящегося электронного пучка пучок диаметром 22 мм. Пояс Роговского 8 измеряет ток пучка, попадающего на мишень 7. Общий ток ускорителя, напряжение на диодном промежутке и двойной формирующей линии регистрируется с помощью токового шунта и соответствующих электростатических датчиков. Типичная осциллограмма ускоряющего напряжения и тока пучка, попадающего на исследуемую мишень, зарегистрированные осциллографом С8-14, приводятся на рис. 2.

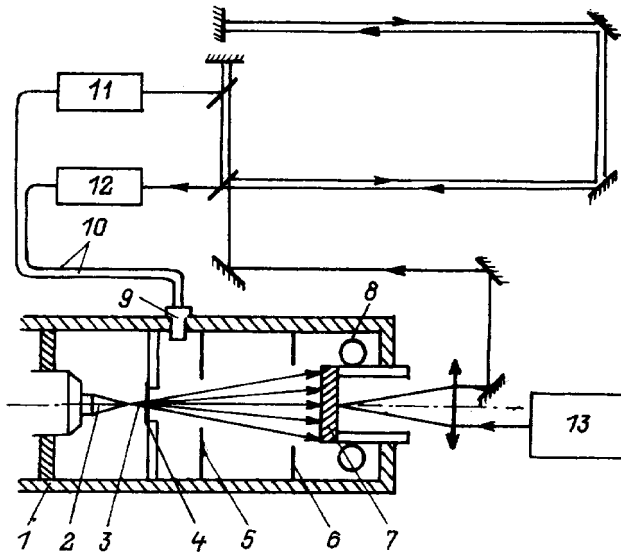


Рис. 1. Схема эксперимента.

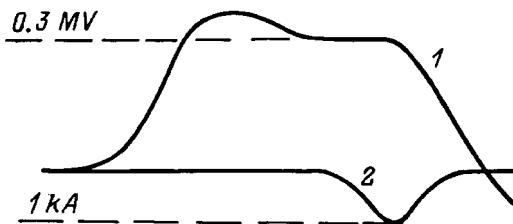


Рис. 2. Оциллограммы, характеризующие работу ускорителя. 1 — ускоряющее напряжение; 2 — ток, измеряемый поясом Роговского; одно деление — 50 ns.

В опытах ток, измеренный поясом Роговского, варьировался в пределах 0,2–2 кА при ускоряющем напряжении 300–310 кВ. Длительность импульса тока составляла 40–75 ns. Равномерность облучения мишени электронным пучком проверялась в отдельных экспериментах с помощью пленочного цветового индивидуального дозиметра, помещаемого на поверхность исследуемой мишени. Давление в дрейфовой и диодной камерах поддерживалось на уровне $4 \cdot 10^{-4}$ и $8 \cdot 10^{-5}$ мм Hg соответственно.

Перемещение тыльной поверхности мишени определялось при помощи дифференциального лазерного интерферометра типа ЛДИ 13 [6], собранного на базе лазера ЛГД-215 с длиной волны $\lambda = 0,63 \mu\text{m}$. Период интерференции соответствует скорости 26 м/с. Используемая длиннофокусная линза обеспечивает отражение лазерного луча из центральной области мишени диаметром 0,1 мм. Временная синхронизация каналов интерферометра осуществляется по рентгеновской метке стильбенового датчика 9, регистрирующего тормозное излучение электронного пучка.

Световая вспышка рентгеновского датчика поступает на вход ФЭУ 1 (11) и ФЭУ 2 (12) по стекловолокну 10. Используемые фотоумножители ФЭУ 84 и осциллогра-

фы С1-75 обеспечивают прохождение световых сигналов с фронтом нарастания $\tau \geq 20$ ns.

У всех образцов стивлона с наполнителем торцевая поверхность плохо отражала диагностический луч лазера. Поэтому на заднюю поверхность образца по центру наклеивались кружки диаметром 10 мм из алюминиевой фольги толщиной $10 \mu\text{m}$. В качестве клея использовалась вакуумная смазка, толщина слоя клея не превышала нескольких микрон. Образцы из стивлона без наполнителя хорошо отражали лазерный луч благодаря гладкой поверхности мишени и не нуждались в наклеивании алюминиевой фольги.

Экспериментальные результаты

На рис. 3 показаны интерферограммы, иллюстрирующие скорость движения и перемещение задней поверхности мишеней, подвергнутых воздействию электронного пучка. Слева на всех интерферограммах четко видны короткие по длительности импульсы отрицательной полярности (рентгеновские метки), характеризующие моменты взаимодействия электронного пучка с мишенью. Время между началом рентгеновского пика и началом изменения фазы интерференции соответствует времени распространения импульса давления по мишени. Для того чтобы учесть влияние глубины зоны энерговыделения при расчетах скорости звука, воздействию электронного пучка подвергались мишени различной толщины при неизменном ускоряющем напряжении ускорителя 300 кВ. При обработке интерферограмм отбирались кадры, на которых момент появления скачка давления на задней поверхности мишени был четко выражен, т.е. начальная фаза сигнала интерференции была близка к 0 или 180° . Результаты экспериментов отображены на рис. 4, показывающем зависимость от тол-

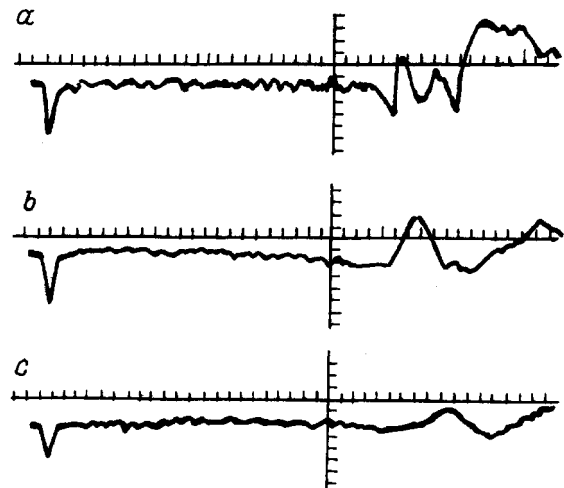


Рис. 3. Интерферограммы, иллюстрирующие движение тыльной поверхности мишени с различной объемной плотностью наполнителя. a — толщина мишени $\delta = 3,35$ мм, $\beta = 0\%$; b — толщина мишени $\delta = 3,30$ мм, $\beta = 7\%$; c — толщина мишени $\delta = 3,40$ мм, $\beta = 24\%$; одна клетка — 500 ns.

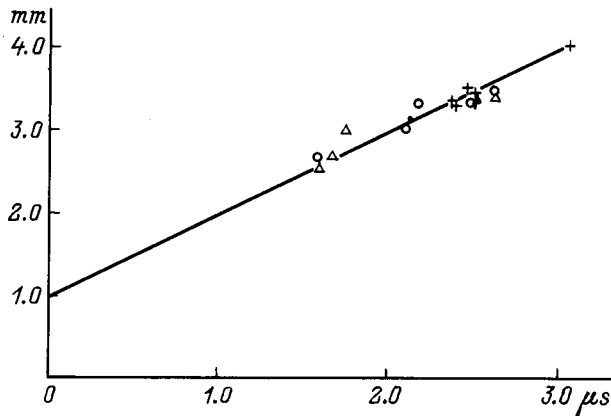


Рис. 4. Зависимость от толщины мишени времени выхода импульса давления на тыльную сторону мишени из стивлона. β , %: + — 0, о — 7, Δ — 24.



Рис. 5. Интерферограмма предвестника в стивлоне с объемной концентрацией $\beta = 32\%$ (одна клетка — 500 нс).

щины мишени времени прихода скачка давления на заднюю поверхность мишени. Данные, представленные на рис. 4, относятся к мишеням с разной объемной концентрацией наполнителя от 0 до 24%, при этом плотности тока электронного пучка лежали в диапазоне 50–500 А/см². Видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на одну и ту же прямую, несмотря на разную концентрацию наполнителя в мишенях и разные плотности тока. Из данных рис. 4 следует, что продольная составляющая скорости звука, определенная по тангенсу угла наклона прямой, составляет 1 км/с, а глубина зоны энерговыделения 1.0 мм.

Как отмечалось выше, благодаря гладкой поверхности мишеней из стивлона без наполнителя ($\beta = 0$) удавалось получить хорошее отражение лазерного луча без наклеивания алюминиевой фольги на заднюю поверхность мишени. Это позволило в контрольных экспериментах с таким стивлоном с фольгой и без фольги убедиться в отсутствии влияния алюминиевой фольги на регистрацию импульса давления.

Измеренная подобным образом продольная скорость звука в стивлоне с концентрацией наполнителя 32% по объему оказалась равной 1.1 км/с. Необходимо отметить, что при указанной концентрации наполнителя наблюдаются случаи прихода импульсов давления со скоростями, значительно превышающими 1.1 км/с. Это так называемые "предвестники", скорость которых достигает 3.5–4.5 км/с. Пример такого предвестника показан на

рис. 5. Скорость данного предвестника равна 4 км/с. Четко виден мелкомасштабный характер осциллирующий предвестника.

При концентрации наполнителя 40% по объему подобные предвестники регистрируются регулярно. Поэтому можно сделать вывод о том, что концентрация наполнителя 32% по объему близка к пороговой концентрации наполнителя при которой появляются предвестники.

Измеренные плотности стивлона с разной концентрацией наполнителя, скорости прихода возмущений и характерные времена высокочастотных осцилляций предвестников представлены в табл. 1.

Полученные интерферограммы позволяют рассчитывать скорость движения и перемещение задней поверхности мишени. Зная амплитуду перемещения L задней поверхности мишени, продольную скорость звука C_s и плотность мишени ρ , можно оценить коэффициент Грюнайзена $\gamma = \rho C_s L / Q$, где Q — плотность энергии электронного пучка [7,8].

Обработка интерферограммы на рис. 3, а и соответствующих вольт-амперных характеристик показывает, что для данного случая $Q = 1.85 \text{ Дж/см}^2$, $L = 15 \text{ мкм}$. Отсюда следует, что коэффициент Грюнайзена стивлона без наполнителя $\gamma_0 = 0.82$.

Обсуждение экспериментальных результатов

Обнаруженная слабая зависимость продольной скорости звука от концентрации наполнителя в диапазоне β от 0 до 24% не противоречит теоретическим расчетам [9,10]. Наиболее интересным результатом данной работы является обнаружение при $\beta = 32\%$ предвестников, скорость которых значительно превышает продольную скорость звука (табл. 1). Скорость предвестников увеличивается с возрастанием концентрации наполнителя и не зависит от плотности энергии использованного в экспериментах электронного пучка. Детальная структура предвестника меняется от эксперимента к эксперименту даже в материале с одинаковой концентрацией наполнителя. Частоты осцилляций предвестников, среди которых можно выделить низкую ($f = 5 \text{ МГц}$) и высокую частоту ($f = 20 \text{ МГц}$), более регулярны, чем их амплитуды. В табл. 1 приведены времена τ биений высокочастотных осцилляций.

Таблица 1.

Концентрация наполнителя β , %	Плотность стивлона ρ , г/см ³	Скорость прихода импульса C_V , км/с	τ осцилляций, нс
0	1.01	1.0	—
7	0.9	1.0	—
24	0.86	1.1	—
32	0.82	3.5 ± 0.5	65 ± 10
40	0.78	4.5 ± 0.3	50 ± 5

Полученные экспериментальные результаты позволяют выдвинуть гипотезу о кластерном механизме возникновения предвестника импульса давления в гетерогенных материалах. По-видимому, при достаточно большой концентрации случайным образом внедренных стеклосфер с вольфрамовым покрытием в гетерогенном материале возникают связанные кластеры наполнителя, по которым импульсы давления могут распространяться, почти не рассеиваясь в связующее вещество.

Необходимым условием наблюдения этого эффекта является достаточно большое отличие акустических коэффициентов жесткости наполнителя связующего. Поскольку в стивлоне с объемным содержанием стеклосфер $\beta = 24\%$ предвестники основного импульса давления не наблюдались, то можно предположить, что пороговая концентрация наполнителя β^* , при которой появляются предвестники лежит в пределах $\beta^* = 24-32\%$. Действительно, этот диапазон близок к порогам протекания различных перколяционных задач: для случайного кластера $\beta^* = 12\%$, для кластера на гексагональной решетке $\beta^* = 20\%$, а на кубической $\beta^* = 31\%$ [11].

В рамках кластерной модели передачи возбуждений можно объяснить зависимости скорости прихода предвестника и частоты его высокочастотных осцилляций от объемной концентрации наполнителя β . Согласно [12], скорость прихода предвестников $C_s \cong (\beta - \beta^*)^\Psi$ с показателем $\Psi = (D - 1)\nu$, где D — размерность связности, $\nu = 0.88$. Данные таблицы позволяют оценить $D = 1.7$ для случайного кластера с $\beta^* = 0.12$ и $D = 1.5$ для кластера на гексагональной решетке с $\beta^* = 0.2$. Эти значения близки к размерности скелета кластера $D_b = 1.68$ [12], по которому в основном и передается возбуждение.

Довольно естественным представляется связать природу высокочастотных осцилляций предвестников с переотражением импульса давления в мертвых концах кластера. При каждом таком отражении полярность возбуждения меняется, а время τ одного биения, вероятно, связано с пространственной длиной корреляции ξ кластера. Согласно [12], $\xi \cong (\beta - \beta^*)^{-\nu}$. Оценивая ν по данным табл. 1, получаем $\nu = 0.8$, близкое к 0.88 [12] значение для случайного кластера, и $\nu = 0.5$ для кластера на гексагональной решетке.

Численные расчеты и их обсуждение

Детальная структура предвестников зависит от реализации случайного кластера. Для того чтобы выявить общие черты предвестников и определить влияние различных параметров, характеризующих композиционный материал, было проведено численное моделирование экспериментов. Это моделирование включало в себя численные расчеты случайной структуры гетерогенного материала, моделирование поглощения в нем электронного излучения, зависящего от времени (рис. 2), собственно переноса и регистрации генерируемых импульсов давления. Необходимость большого объема вычисли-

тельного времени позволила реализовать случайный кластер лишь на регулярной кубической объемно центрированной решетке с такими же максимальной плотностью и числом связей, как и на гексагональной решетке [11]. Зато достаточно большой диаметр стеклосфер ($50 \mu\text{m}$) позволил произвести численные расчеты в реальном масштабе образцов стивлона.

Усредненное по наполнителю и связующему значение энерговклада электронного пучка рассчитывалось полумпирическим методом, предложенным в [13]. Эта модель приводит к погрешностям в профиле усредненного энерговыведения по толщине материала не более 20% для электронов с энергиями в диапазоне 50–500 keV, что подтверждается расчетами методом Монте-Карло [14].

Флуктуации энерговыведения, связанные со случайным расположением наполнителя, в расчетах не учитывались, поскольку глубина зоны энерговыведения больше чем на порядок превышает размеры стеклосфер. Отношение удельных тепловыведений в наполнителе и связующем $\alpha = Q_f/Q_c$ оценено как $\alpha \cong R_c/R_f \cong 1.5$, где $R(E)$ — массовая ($[\text{g}/\text{cm}^2]$) длина торможения первичного электрона. Как показано в [10], искажение приведенной оценки не превышает 10%, если энергия первичных электронов меньше 500 keV и толщина стенок стеклосфер находится в диапазоне 1–10 μm . Роль теплопроводности при характерных временах $\cong 100$ ns облучения и разгрузки стеклосфер мала и в расчетах не учитывалась. Эффект теплопроводности между зернами наполнителя и связующего в гетерогенном материале мог бы проявиться в появлении остаточного импульса давления [9], нами здесь не рассматриваемого.

При численном моделировании прохождения по стеклосферам и связующему стивлона импульсов давления, вообще говоря, следует использовать трехмерные волновые уравнения [15] с кусочно-постоянными коэффициентами, характеризующими наполнитель и связующее

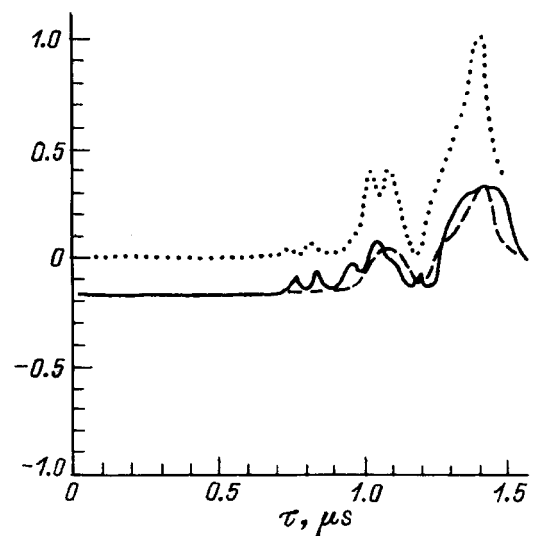


Рис. 6. Экспериментальные и расчетные интерферограммы движения тыльной стороны стивлона. Параметры электронного пучка указаны в табл. 2.

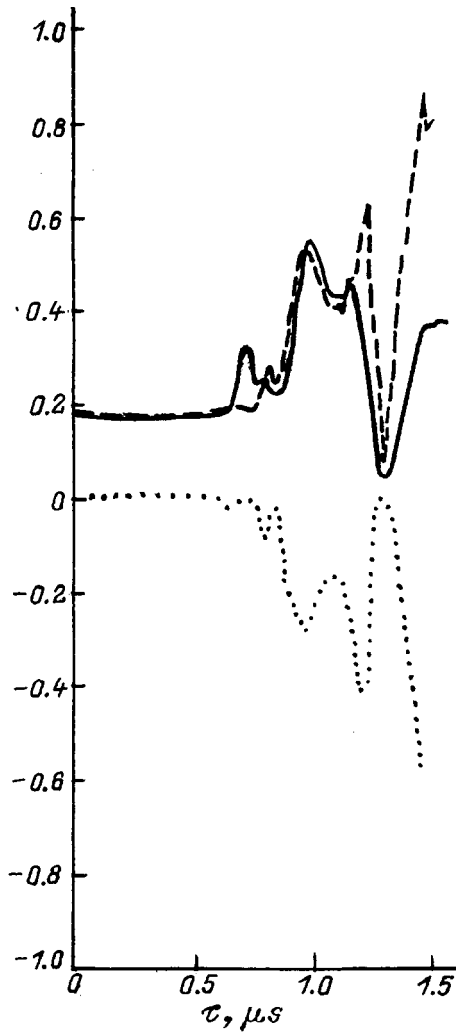


Рис. 7. То же, что и на рис. 6.

стивлона. Акустическое приближение справедливо по крайней мере для описания предвестника основного импульса давления, поскольку амплитуда напряжений в предвестнике была в экспериментах заведомо меньше предела текучести Y_0 ($Y_0 \approx 1$ kbar).

При отражении акустических волн от границ стеклосфер и при их распространении по поверхности стеклосфер происходит изменение их поляризации. Поскольку расположение стеклосфер в стивлоне случайно, то тензор давления изотропизуется. Все это позволило упростить систему акустических уравнений [15] до одного гидродинамического волнового уравнения с источником (тепловыделением), описывающего изотропное давление. Часть коэффициентов, входящих в это уравнение, оценена экспериментально, а именно плотность связующего каучука $\rho_c = 1.01$ g/cm³, ее продольная скорость звука и коэффициент Грюнайзена: $C_c = 1$ km/s и $\gamma_c = 0.82$ соответственно. Остальные коэффициенты оценены по данным для обыкновенного стекла и вольфрама [16] и химическому составу стивлона: плотность,

продольная скорость звука и коэффициент Грюнайзена материала стеклосфер с вольфрамовым покрытием $\rho_f = 3.5$ g/cm³, $C_f = 5$ km/s и $\gamma_f = 1.5$ соответственно. Таким образом, отношение акустических жесткостей материала стеклосфер и связующего каучука весьма велико (≈ 17).

В численных расчетах определялась зависимость скорости движения $V(t)$ тыльной стороны поверхности облученного пучком электронов стивлона. Для сравнения с экспериментом эта скорость пересчитывалась в сигнал интерференции $\approx \sin(V(t)/V_L + \Phi_0)$, где $V_L = 26$ m/s — период интерференции; Φ_0 — начальная фаза, определяемая по экспериментальной интерферограмме. В расчетах учитывалась конечная полоса пропускания фотоэлектронного умножителя, определенная по экспериментальному пропусканию прямоугольного импульса и равная ≈ 20 ns [8].

Параметры и результаты расчетов сведены в табл. 2 и рис. 6–10. в таблице δx — толщина образца, β — объемное содержание стеклосфер, Φ_0 — начальная фаза интерференции, T_b — длительность импульса электронного ускорителя, U_0 — амплитуда энергии в спектре электронов, J_0 — амплитуда плотности тока электронов, C_V — скорость прихода предвестника, τ — характерное время

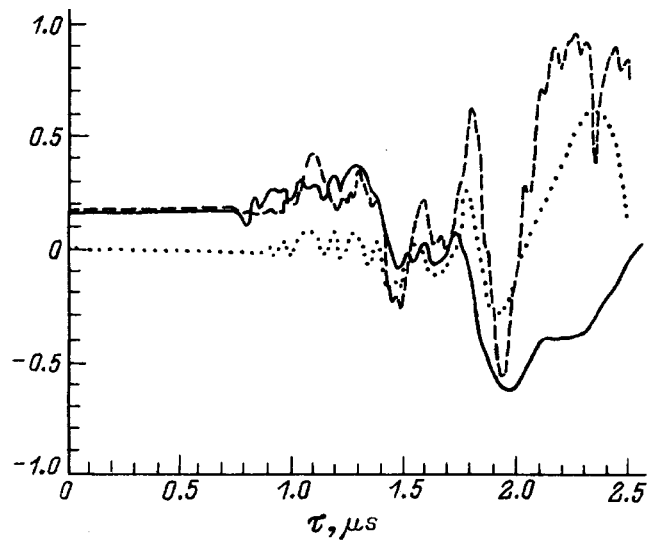


Рис. 8. То же, что и на рис. 6.

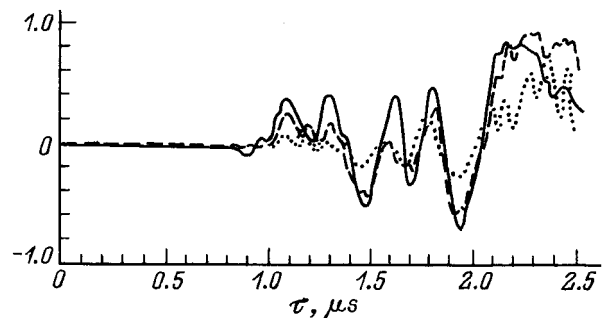


Рис. 9. То же, что и на рис. 6.

Таблица 2.

№ рисунка	δ_x, mm	$\beta, \%$	Φ_0, grad	T_b, ns	U_0, keV	$J_0, \text{A/cm}^2$	$C_V, \text{km/s}$	τ, ns
6	3.0	32	-10	75	310	500	3	50
7	3.0	32	225	75	310	100	3.5	80
8	4.65	41	10	50	300	400	4.9	40
9	4.65	41	0	50	300	375	4.5	50
10	4.1	41	0	50	300	250	3.9	50

мелкомасштабных осцилляций. На рисунках сплошной линией показана экспериментальная интерферограмма, штриховой линией — расчетная интерферограмма и пунктиром — нормированная скорость движения тыльной стороны стивлона в зависимости от времени начала облучения.

Прежде всего отметим, что как в расчетах, так и в экспериментах в стивлоне с объемным содержанием стеклосфер $\beta = 24\%$ предвестника обнаружено не было.

Это действительно можно объяснить тем, что значение $\beta = 24\%$ близко к пороговому значению $\beta^* = 20\%$ протекания по кластеру в задаче узлов на гексагональной решетке [11], топологически схожей с рассматриваемой кубической объемно центрированной. Реализация же достаточно мощного протекающего кластера с $\beta = 24\%$ как экспериментально, так и численно маловероятна.

Начальная фаза осцилляций предвестника в расчетах и экспериментах не обладала регулярностью. Например, на рис. 6, 8, 9 предвестник начинается с фазы сжатия, а на рис. 7, 10 — с разрежения. Численные расчеты показали, что эти фазы действительно определяются переотражением волны давления в мертвых концах кластера. Не обладают регулярностью и амплитуды последующих импульсов в предвестнике — их нарастание немонотонно (рис. 8), как и в экспериментах. Поэтому на рис. 6–10 проводится сравнение лишь похожих на экспериментальные по нарастанию амплитуды расчетных интерферограмм.

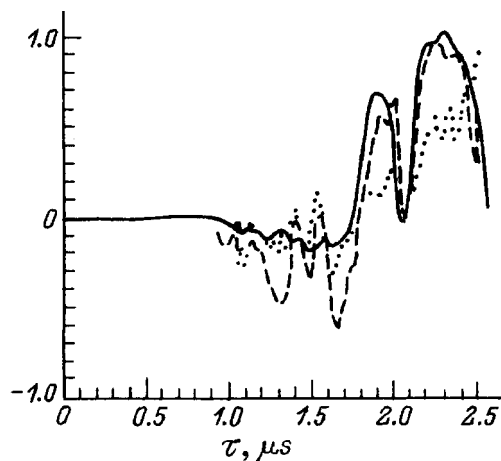


Рис. 10. То же, что и на рис. 6.

Несмотря на столь случайное поведение амплитуд осцилляций, сравнение между собой численных интерферограмм позволило подтвердить высказанные в предыдущем разделе гипотезы об общих чертах предвестников. В табл. 2 приведены результаты измерения скорости предвестников C_V . Видно, что эти скорости связаны в основном лишь с концентрацией наполнителя.

В табл. 2 приводятся расчетные времена высокочастотных осцилляций. Они также зависят лишь от концентрации наполнителя в отличие от низкочастотных осцилляций. Численно была выяснена природа этих низкочастотных осцилляций — она связана с конечностью зоны энерговыделения, нестационарностью облучения и не характеризует кластер.

В заключение этого раздела отметим, что рассмотренный эффект появления предвестников основного импульса давления носит общий характер. Необходимыми условиями возникновения предвестников являются достаточно большая разница в скоростях звука наполнителя и связующего (для разделения предвестника и основного импульса) и достаточно большая разница акустических жесткостей наполнителя и связующего (для меньшего рассеяния возбуждений кластера в связующее).

Заключение

Действие высокоинтенсивных релятивистских импульсных электронных пучков позволяет исследовать интересные явления отклика полимерных материалов, не описанные в литературе. А именно в полимерах с гетерогенными включениями в таких условиях проявляется осциллирующий предвестник основного импульса давления.

Экспериментальные результаты (регистрация интерферограмм возникающего при облучении движения тыльной поверхности материала) показали не только качественное, но и количественное согласие с результатами теоретического численного моделирования, проведенного в рамках перколяционной кластерной модели описания гетерогенного материала. В этой модели волны давления могут распространяться как по полимерной основе, так и по кластерам из зерен наполнителя. Получено качественное и количественное согласие времени прихода, периода осцилляций предвестника. Кроме того, сравнение теоретического и экспериментального моделирования позволяет непосредственно измерять критические коэффициенты теории перколяции: связанный с

размерами кластера показатель V , размерность связности скелета кластера D_b и определяемый ими показатель Φ скорости распространения возмущений.

Авторы выражают признательность Л.И. Рудакову и К.В. Чукбару за обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 95-02-06285а.

Список литературы

- [1] Фракталы в физике. Тр. VI Междунар. симпозиума по фракталам в физике: Сб. ст. / Под ред. Л. Пьетронелло, Э. Тозатти. М.: Мир, 1988.
- [2] Будов В.В., Лукавова Р.С. // Тугоплавкие волокна и мелкодисперсные наполнители. М.: Изд-во НПО "Стеклопластик", 1990.
- [3] Дрезин Ю.П., Дыхне А.М. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 1(7). С. 242.
- [4] Чукбар К.В. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. Вып. 5(11). С. 1875.
- [5] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А. и др. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. С. 100.
- [6] Goosman D.R. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 8. P. 3516.
- [7] Perry F.C. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 12. P. 5017.
- [8] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Ивонин И.А., Петров В.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 9. С. 56.
- [9] Давыдов А.А., Лазурик В.Т. // Акуст. журн. 1972. № 5. С. 705.
- [10] Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А. и др. Взаимодействие сильноточного РЭП с композиционными материалами. Препринт ИАЭ. № 5419/11. М., 1991.
- [11] Эфрос А.И. // Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука, 1982.
- [12] Соколов И.М. // УФН. 1986. Т. 150. Вып. 2. С. 221.
- [13] Капуа К., Окадата С. // J. Phys. D. 1972. Vol. 5. N 1. P. 43.
- [14] Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата: Наука, 1972.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Теоретическая физика. Т. 7. М.: Наука, 1987.
- [16] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.С. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.