

05;07;10;12

Эволюция свечения аэрогеля при его облучении мощным импульсным электронным пучком

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

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

(Поступило в Редакцию 6 июля 1999 г.)

Экспериментально исследована эволюция свечения зоны энерговыделения пористого прозрачного материала "аэрогель" (плотность $0.3\text{--}0.25\text{ г/см}^3$) при его облучении интенсивным импульсным пучком электронов. Помимо быстрой ($\tau \leq \tau_{\text{beam}}$) и люминесцентной ($\tau \approx 10^{-6}\text{ с}$) составляющих свечения, обнаружена медленная составляющая свечения ($\tau \approx 2 \cdot 10^{-5}\text{ с}$). Появление этой медленной составляющей связано с волной разгрузки и разрушения (растрескивания) аэрогеля, возникшей после его изохорического объемного нагрева электронным излучением, и может быть объяснено наличием наведенного при облучении электростатического поля. Обнаруженное свечение использовано для визуального определения текущего положения фронта волны разгрузки. Измерена также зависимость скорости звука от плотности SiO_2 аэрогелей с пористостью в диапазоне от 10 до 100, что позволило экспериментально определить перколяционный параметр уравнения состояния аэрогеля.

Введение

Пористые конденсированные среды широко используются при решении многих актуальных научно-технических задач. Они являются перспективным материалом для демпфирования кратковременных ударных нагрузок, применяются в качестве конверторов излучения на ускорителях тяжелых ионов, входят в состав мишеней инерциального термоядерного синтеза [1,2].

Ударное сжатие пористых веществ давно используется в физике ударных волн для построения уравнений состояний [3,4]. Воздействие интенсивных потоков энергии на конденсированные вещества исследуется во многих лабораториях [5,6], но воздействие импульсных потоков излучения на пористую среду исследовано недостаточно, не рассмотрены модели описания такой среды при изохорическом нагреве и образования в этих условиях ударных волн.

Взаимодействие мощного импульсного сильноточного электронного пучка с высокопористым материалом (SiO_2 аэрогели) изучалось в работах [7–9]. В этих экспериментах аэрогель являлся гомогенной средой, поскольку за характерное время облучения и разгрузки давление в структурных элементах аэрогеля успевало выравниваться. В опытах [10] рассматривалось взаимодействие мощного импульсного лазерного излучения с малоплотной пористой средой типа "Агар-агар" ($\text{C}_{14}\text{H}_{18}\text{O}_7$), представляющей собой неупорядоченное чередование пустот и частиц различной формы с нормальной твердотельной плотностью. Поэтому в условиях импульсного облучения [10] "агар-агар" являлся гетерогенной средой. Поглощение мощных потоков излучения, механизмы переноса энергии и гидродинамические процессы в пористых средах гомогенного и гетерогенного типа имеют специфический характер и привлекают в последнее время все большее внимание исследователей [11,12].

При ударном сжатии пористых аэрогелей температура за фронтом ударной волны с амплитудой порядка десятка

килобар достаточно высока, что может быть причиной интенсивного свечения. Положение фронта свечения при этом практически совпадает с положением амплитуды ударной волны, что используется для определения ударной адиабаты возникающей слабоионизованной плазмы [13]. Однако наиболее интересные с физической точки зрения эффекты проявляются при исследовании аэрогелей в диапазоне нагружения от 1 до 50 kbar, когда аэрогель все еще сохраняет особенности своей внутренней структуры. В этом диапазоне нагружения аэрогель, обладающий высокой оптической прозрачностью, способен светиться в видимом диапазоне при его облучении интенсивным пучком электронов. Это позволяет использовать удобную оптическую диагностику для получения информации об уравнении состояния аэрогеля с пористостью, изменяющейся при разгрузке в несколько раз [8]. Именно таким образом было смоделировано нелинейное самосогласованное уравнение состояния, отражающее фрактальные свойства высокопористых материалов и позволившее, в частности, рассчитать отличающиеся на два порядка скорости разлета облученной и тыльной частей аэрогеля при его облучении мощным импульсным электронным пучком [9].

Целью настоящей работы являются анализ эволюции свечения по радиусу и в глубь аэрогеля при его облучении мощным импульсным пучком электронов, а также исследование взаимодействия электронного пучка с мишенями сложной конфигурации, представляющими собой набор слоев аэрогеля различной плотности.

Другой задачей данной работы является исследование зависимости скорости звука от плотности для высокопористых SiO_2 аэрогелей с пористостью $\Pi = \rho_0/\rho - 1$ в диапазоне $\Pi = 10\text{--}100$ с целью прямого подтверждения степенной зависимости скорости звука в аэрогеле от его пористости и непосредственного определения коэффициента перколяции, который может быть использован в уравнении состояния аэрогеля [9].

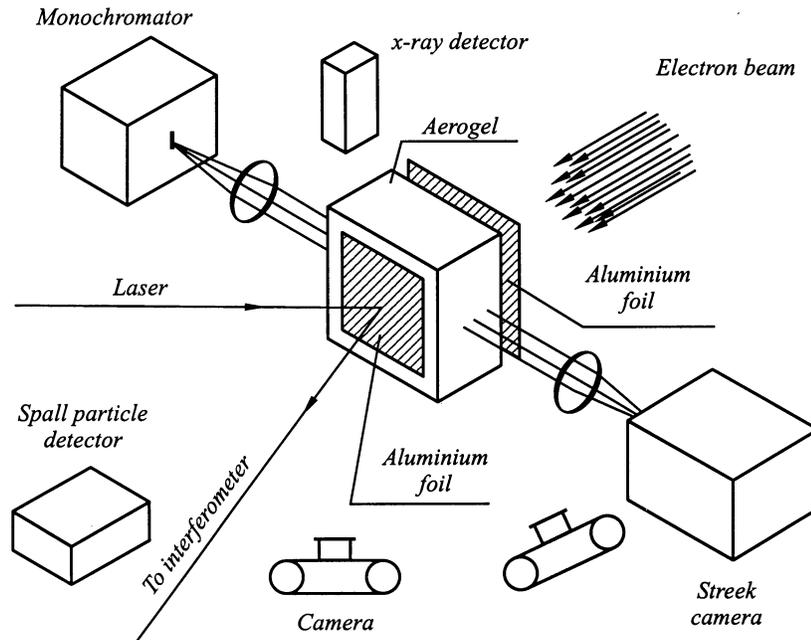


Рис. 1. Схема размещения диагностической аппаратуры.

Условия проведения эксперимента

Экспериментальные исследования поведения прозрачных пористых SiO_2 аэрогелей плотностью $\rho = 0.03\text{--}0.25\text{ g/cm}^3$ при быстром изохорическом нагреве производились на ускорителе электронов "Кальмар" при следующих параметрах электронного пучка: ток $I = 10\text{--}15\text{ kA}$, энергия электронов $U = 270\text{--}300\text{ keV}$ и длительностью импульса тока на полувысоте $\tau = 150\text{ ns}$. Воздействию электронного пучка подвергались образцы аэрогелей с поперечными размерами $25\text{--}50\text{ mm}$ и толщинами $5\text{--}34\text{ mm}$. Исследуемый образец аэрогеля размещался в вакуумной камере ускорителя "Кальмар" за анодной фольгой. Схема размещения диагностического оборудования представлена на рис. 1.

Пучок электронов с эффективным диаметром $11\text{--}12\text{ mm}$ проходил через алюминиевую фольгу толщиной $10\text{ }\mu\text{m}$ (анод ускорителя) и попадал на образец, расположенный или вплотную к фольге, или на расстоянии 5 mm от нее. На тыльной стороне аэрогеля размещалась алюминиевая фольга толщиной $10\text{ }\mu\text{m}$ для отражения диагностического лазерного луча. Использовались следующие диагностики: фотохронизатор ФЭР-7 с щелевой разверткой, позволяющий получать временную развертку распределения интенсивности свечения аэрогеля в радиальном и продольном направлениях; дифференциальный лазерный интерферометр, собранный на базе лазера ЛГН-215, с периодом интерференции 26 m/s , регистрирующий время прихода и массовую скорость возмущения на задней поверхности аэрогеля; монохроматор МДР-2 с нестандартной кассетой, расширяющей диапазон исследуемого спектра излучения; датчик откольных

частиц, измеряющий с помощью времяпролетной методики скорость движения откольных фрагментов; рентгеновский датчик, регистрирующий момент взаимодействия электронного пучка с аэрогелем; фотоаппараты, фиксирующие в интегральном режиме траектории разлета светящихся фрагментов. В экспериментах по измерению скорости распространения упругого возмущения в аэрогеле условия опыта изменялись. Анодная алюминиевая фольга заменялась на металлический диск диаметром 90 mm , толщиной 4.5 mm из нержавеющей стали. На этом диске специальным образом закреплялся образец аэрогеля. Импульсный электронный пучок возбуждал в металлическом аноде короткий импульс давления, который переходил в образец аэрогеля и в виде упругого возмущения распространялся в нем. Момент выхода возмущения на свободную поверхность аэрогеля регистрировался дифференциальным лазерным интерферометром.

Экспериментальные результаты

Зависимость свечения аэрогеля по радиусу от времени представлена на рис. 2, где приводятся фотохронограммы процесса взаимодействия электронного пучка ($j = 15\text{ kA/cm}^2$, $U = 300\text{ keV}$) с аэрогелями различной плотности. Входная щель фотохронизатора ФЭР-7 располагалась перпендикулярно оси электронного пучка и в обоих случаях была сфокусирована на расстоянии $2\text{--}3$ от облучаемой поверхности образца.

Динамику взаимодействия электронного пучка со сложными мишенями из аэрогелей иллюстрируют фотохронограммы на рис. 3 (здесь входная щель ФЭР-7 расположена вдоль оси электронного пучка). Фотохронограмма

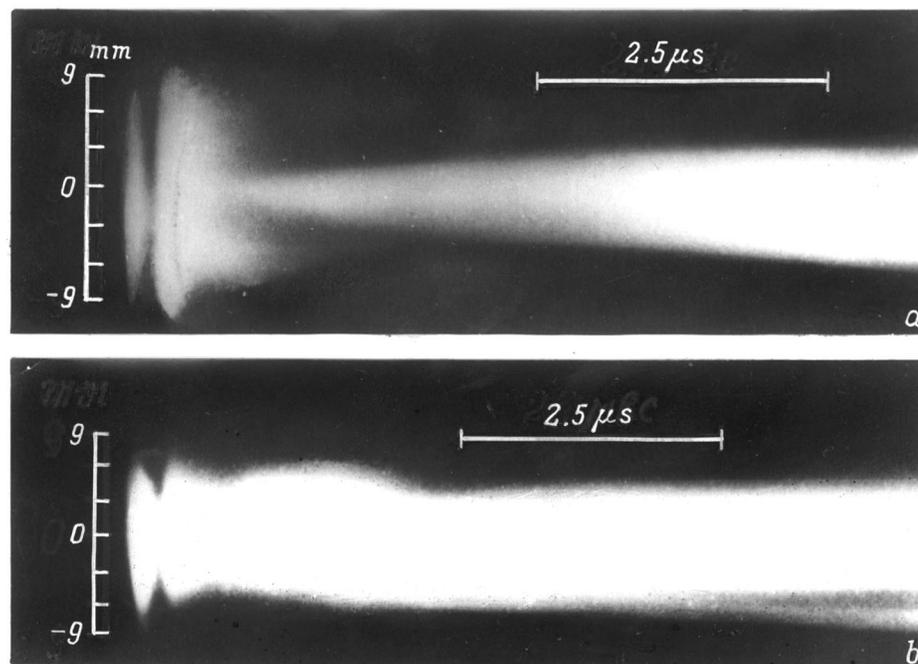


Рис. 2. Временной ход свечения аэрогеля по радиусу в зоне энерговыделения электронного пучка. $\rho = 0.25$ (a), 0.034 g/cm^3 (b).

на рис. 3, a относится к воздействию электронного пучка ($j = 15 \text{ kA/cm}^2$, $U = 300 \text{ keV}$) на четырехслойную мишень, включающую следующие плотности аэрогеля: $\rho_1 = 0.08$, $\rho_2 = 0.15$, $\rho_3 = 0.05$, $\rho_4 = 0.15 \text{ g/cm}^3$, с соответствующими толщинами $h_1 = 4$, $h_2 = 4$, $h_3 = 4$, $h_4 = 3 \text{ mm}$. Нумерация слоев ведется от передней (облучаемой) поверхности мишени.

На рис. 3, b приводится фотохронограмма взаимодействия электронного пучка с теми же параметрами с трехслойной мишенью при более быстрой развертке ФЭР-7. Мишень состоит из следующих слоев аэрогеля: $\rho_1 = 0.05 \text{ g/cm}^3$, $h_1 = 10 \text{ mm}$; $\rho_2 = 0.25 \text{ g/cm}^3$, $h_2 = 2.5 \text{ mm}$; $\rho_3 = 0.05 \text{ g/cm}^3$, $h_3 = 9 \text{ mm}$.

Фотохронограмма на рис. 3, c показывает динамику взаимодействия электронного пучка с трехслойной мишенью, в которой наиболее плотным слоем аэрогеля является первый слой ($\rho_1 = 0.25 \text{ g/cm}^3$, $h_1 = 5 \text{ mm}$; $\rho_2 = 0.034 \text{ g/cm}^3$, $h_2 = 10 \text{ mm}$; $\rho_3 = 0.25 \text{ g/cm}^3$, $h_3 = 5 \text{ mm}$).

Исследования, выполненные с помощью монохроматора МДР-2, показали, что излучение аэрогеля из зоны энерговыделения электронного пучка перекрывает всю видимую часть спектра. Для примера на рис. 4 приводится участок спектра излучения аэрогеля плотностью 0.034 g/cm^3 при воздействии на него электронного пучка ($j = 10 \text{ kA/cm}^2$, $U = 270 \text{ keV}$). Щель монохроматора настроена на область зоны энерговыделения электронного пучка. Яркие линии в верхней части спектра — реперные линии ртутной лампы.

Электронный пучок, взаимодействуя с аэрогелем, возбуждает в нем ударную волну, скорость которой достигает $500\text{--}600 \text{ m/s}$ в плотных аэрогелях. Ударная волна,

выходя на свободную поверхность аэрогеля, приводит к образованию откольного разрушения. На рис. 5, a представлены образцы аэрогеля плотностью 0.25 g/cm^3 с поперечным размером $25 \times 25 \text{ mm}$ и начальной толщиной 22.5 mm , после воздействия электронного пучка ($j = 15 \text{ kA/cm}^2$, $U = 300 \text{ keV}$). В результате отслоения откольной пластины толщина образца уменьшилась на 5 mm . В случае слабого режима облучения ($j = 8 \text{ kA/cm}^2$, $U = 250 \text{ keV}$) в аналогичном образце аэрогеля происходят необратимые явления в его объеме, приводящие к его помутнению, но откольный эффект отсутствует (рис. 5, b) и толщина образца не меняется.

Скорость разлета фрагментов при неизменных параметрах электронного пучка ($j = 15 \text{ kA/cm}^2$, $U = 290 \text{ keV}$) сильно зависит от толщины аэрогеля и его плотности. Так, скорость откольных фрагментов для образца аэрогеля плотностью 0.16 g/cm^3 изменяется от 500 m/s при толщине образца 5.5 mm до 80 m/s при толщине образца 14.6 mm .

На рис. 6 приводится набор интерферограмм, характеризующих скорость распространения упругого возмущения в аэрогелях различной плотности при одних и тех же параметрах электронного пучка, создающих импульсы давления в металлическом аноде ускорителя. Исследовались аэрогели следующих плотностей: $\rho_1 = 0.02$, $\rho_2 = 0.057$, $\rho_3 = 0.076$, $\rho_4 = 0.13$, $\rho_5 = 0.16$, $\rho_6 = 0.25 \text{ g/cm}^3$. При этом толщины образцов составили $h_1 = 22$, $h_2 = 34$, $h_3 = 30$, $h_4 = 18$, $h_5 = 25$, $h_6 = 26 \text{ mm}$ соответственно (1–6 на рис. 6).

Результаты обработки интерферограмм представлены на рис. 7 в виде графика скорости распространения упругого возмущения от плотности аэрогеля.

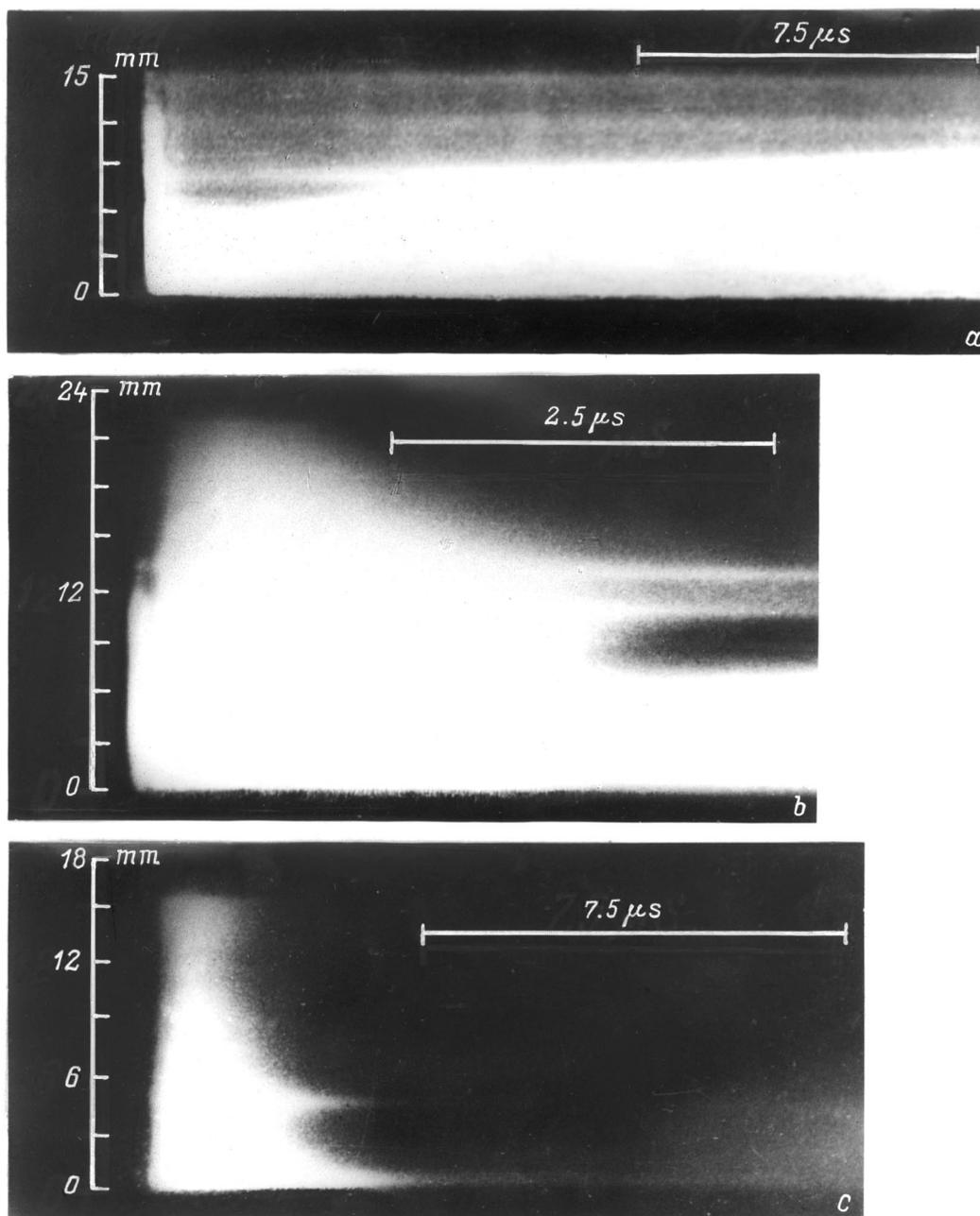


Рис. 3. Временной ход свечения аэрогеля по глубине многослойных мишеней: *a* — четырехслойная мишень; *b, c* — трехслойная мишень.

Обсуждение экспериментальных результатов

Сравнивая фотохронограммы, приведенные на рис. 2, *a* и *b*, можно заметить, что плотность аэрогеля существенно влияет на характер свечения зоны энергосвечения электронного пучка. В отличие от рис. 2, *b* на рис. 2, *a* четко наблюдаются три стадии свечения аэрогеля, значительно отличающиеся по длительности. Длительность первой стадии свечения составляет $\tau_1 \approx 10^{-7}$ s, длительности второй и третьей стадий составляют величины порядка 10^{-6} , $2 \cdot 10^{-5}$ s соответственно. Длительность

первой стадии свечения совпадает с длительностью воздействия электронного пучка, которое и вызывает свечение, возбуждая в основном вторичными электронами атомы и молекулы аэрогеля с последующим переизлучением в оптическом диапазоне [14,15]. По изменению интенсивности этого излучения по радиусу мишени можно увидеть, что плотность тока электронного пучка падает от центра к периферии, и оценить эффективный диаметр электронного пучка, который составляет 11–12 мм.

Свечение, обусловленное непосредственным воздействием электронного пучка на оптически прозрачные диэлектрические среды, может быть разделено на две

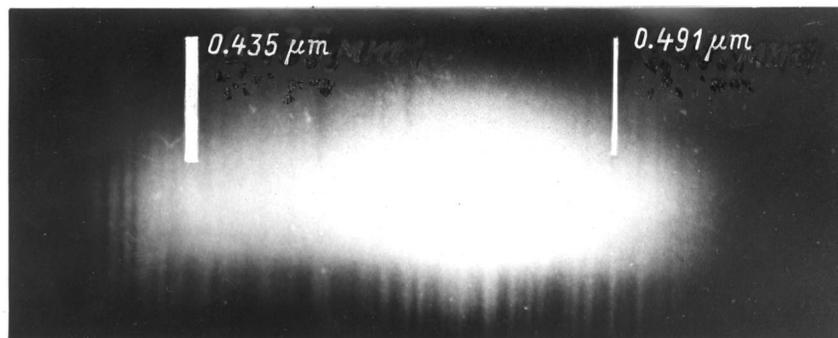


Рис. 4. Интегральный спектр свечения зоны энерговыделения электронного пучка аэрогеля в сине-зеленой области видимого спектра.

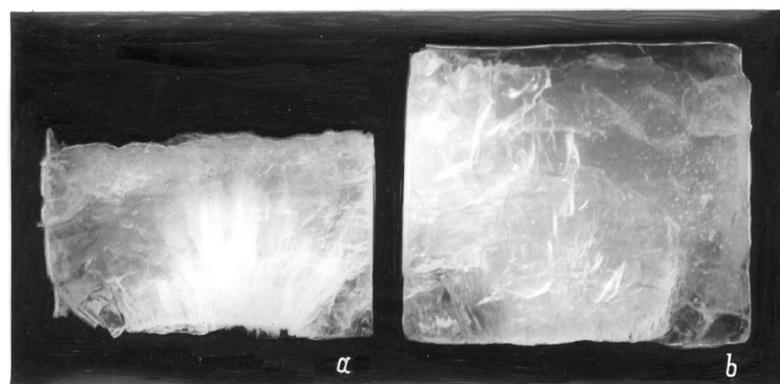


Рис. 5. Образцы аэрогелей, подвергнутых воздействию электронного пучка: *a* — сильный режим облучения, *b* — слабый.

стадии по степени своей инерционности возникновения и затухания. Первая, наиболее интенсивная и практически безынерционная ($\tau \approx 10^{-12} - 10^{-10}$ s), стадия свечения напрямую связана с каскадным остыванием высокоэнергетических вторичных электронов с энергиями $\varepsilon \approx \varepsilon_g \approx 10 - 15$ keV. Вторая стадия, с инерционностью $\tau \leq 1$ μ s, определяется медленной релаксацией возбужденных атомов и молекул с энергиями возбуждения порядка ε_g и ответственна за такое явление, как люминесценция.

Наиболее интересна третья, самая инерционная, стадия свечения аэрогеля, обнаруженная в наших экспериментах. Это свечение распространяется в радиальном направлении из центральной области мишени к периферии со скоростью 500–550 m/s. Измеренная скорость по величине близка к максимальной скорости распространения зоны свечения длительностью $\tau \approx 20$ μ s, из зоны энерговыделения электронного пучка в глубь мишени [9]. Таким образом, это свечение совпадает с картиной динамической разгрузки аэрогеля, с массовой волной сжатия, распространяющейся в глубь аэрогеля.

За возникновение медленной составляющей свечения, по-видимому, ответственна большая объемная электризация аэрогеля, возникающая при его облучении импульсным электронным пучком. Эксперименты [8] по регистрации профиля быстрой составляющей свечения в

аэрогеле с начальной плотностью $\rho \leq 0.2$ g/cm³ показали сильное влияние электризации аэрогеля на формирование зоны энерговыделения электронного пучка. В экспериментах с высокопористыми аэрогелями внутреннее электростатическое поле достигает максимально возможной величины пробойного $E_n \approx 70 - 80$ kV/cm поля высокоэнергетичных вторичных электронов с энергиями порядка $\varepsilon \approx (h\omega - \varepsilon_g)$ энергии оптических фононов. Поэтому массовая разгрузка в глубь аэрогеля (≈ 1 cm) может приводить к росту электростатической энергии электронов с последующим возбуждением и переизлучением атомов в оптическом диапазоне.

При облучении электронным пучком высокопористого аэрогеля (рис. 2, *b*) входная щель ФЭР-7 настраивалась на начало зоны энерговыделения (в отличие от опыта на рис. 2, *a*). Поэтому разгрузка аэрогеля в зоне щели начиналась практически сразу после окончания облучения и четкого разделения второй и третьей стадии свечения не наблюдалось.

Фотохронограммы, представленные на рис. 3, также подтверждают большое влияние наведенного электростатического поля на эволюцию свечения при взаимодействии электронного пучка с аэрогелем. Эксперименты с неоднородным по глубине аэрогелем непосредственно указывают на существование внутренних волн разгрузки от неоднородностей, обусловивших длительное свечение

границ раздела аэрогелей, четко видимых на рис. 3. На рис. 3, *a* и *b* длительность свечения границ раздела аэрогелей превышает длительность свечения границ раздела на рис. 3, *c*. Это объясняется тем, что в слоистых мишенях рис. 3, *a* и *b* первым слоем является высокопористый аэрогель, обеспечивающий большую электризацию на границе раздела аэрогелей и соответственно большую длительность свечения. Необходимо также отметить, что разница в длительности интенсивности свечения границ раздела разных слоистых мишеней показала незначительность вклада в свечение аэрогеля плазмы диодной камеры ускорителя.

Интегральный спектр излучения аэрогеля, представленный на рис. 4, является фактически непрерывным. В коротковолновой области видна система полос, характерная для молекулярных спектров. Отсутствуют достаточно интенсивные изолированные линии Si, по которым можно было бы диагностировать макроскопические параметры аэрогеля. Для получения количественной информации из спектроскопических данных требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

На рис. 5 показаны откольные явления в пористых средах, которые не являются тривиальными для таких

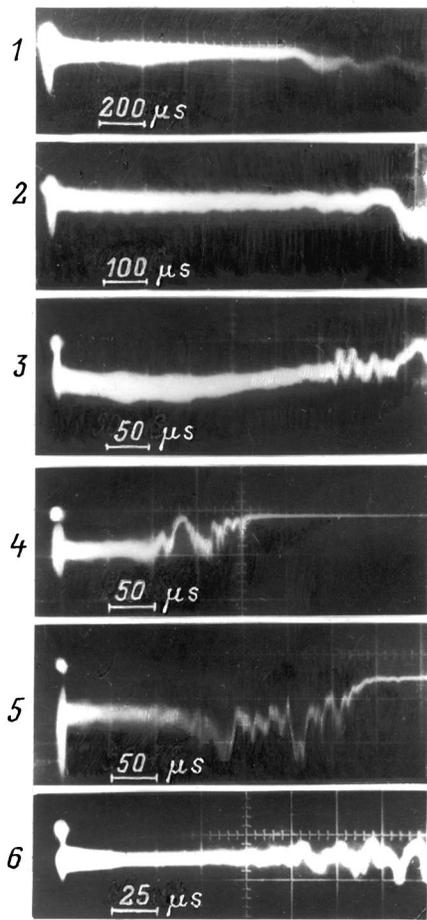


Рис. 6. Интерферограммы, иллюстрирующие скорость распространения упругого возмущения в аэрогелях разной плотности.

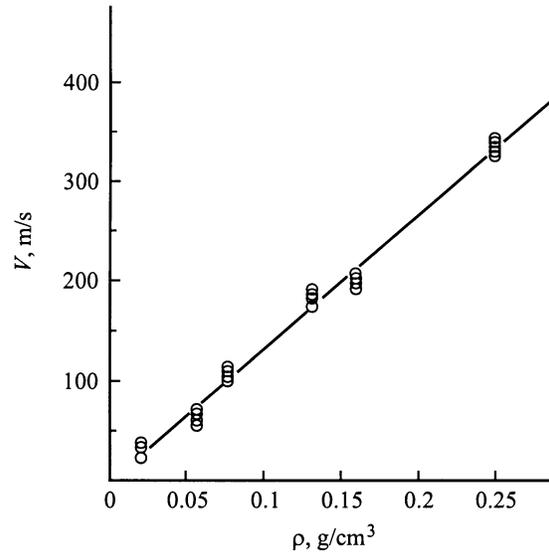


Рис. 7. Зависимость скорости упругого возмущения в аэрогеле от его плотности.

сред. Ясно, что откольные явления обладают пороговым эффектом, зависящим от пористости среды.

На рис. 7 приведена линейная зависимость скорости распространения упругого возмущения в аэрогеле от его плотности. Можно считать по крайней мере для относительно плотных аэрогелей, что эта скорость является скоростью звука C_s .

Согласно кластерной модели уравнения состояния пористой среды [16], термодинамические параметры степенным образом зависят от плотности. В частности, скорость звука в аэрогеле может быть представлена зависимостью $C_{si} = C_{sk}(\rho_i/\rho_k)^{(\gamma-1)/2}$, где ρ_i и ρ_k — плотности различных образцов пористого аэрогеля; γ — перколяционный коэффициент, описывающий структуру аэрогеля. Для пористых металлов степенная зависимость для скорости звука и коэффициент перколяции определены в работе [17]. Обнаруженная линейная зависимость скорости звука в аэрогеле от его плотности подтверждает степенную зависимость скорости звука в аэрогеле от его пористости и позволяет непосредственно определить коэффициент перколяции, который оказался равным 3. Измеренный коэффициент перколяции оказался близок к значению $\gamma = 3.2$, использованному в работе [9] при численном гидродинамическом моделировании аэрогеля при его интенсивном облучении.

Численное моделирование

Для определения наведенной электризации высокопористых аэрогелей нами были произведены численные расчеты взаимодействия электронного пучка ускорителя "Кальмар" с аэрогелями.

При поглощении электронного пучка в аэрогеле в нем возникают сильные электрические поля, приводящие к его пробое и стеканию заряда из объема зоны

энерговыведения на его поверхность. Эти электрические поля могут существенно исказить профиль энерговыведения электронов [8,9]. Для правильного определения влияния этих полей на формирование зоны энерговыведения необходим учет высокоэнергетической проводимости [14,15] диэлектриков, возникающей во время поглощения электронного излучения.

Высокоэнергетическая проводимость в широкощелевых диэлектриках обусловлена тем, что при остывании электрона до энергии $\varepsilon \approx 1.5\varepsilon_g$ порядка ширины запрещенной зоны $\varepsilon_g \approx 10\text{--}20\text{ eV}$ резко (в 1000 раз) уменьшается мощность энергетических потерь из-за невозможности дальнейшего возбуждения электронов из запрещенной зоны в зону проводимости. Основным каналом [14,15] остывания электронов с энергиями ε в диапазоне $\{T, h\omega\} < \varepsilon < 1.5\varepsilon_g$ является взаимодействие с оптическими фононами с интенсивностью потери энергии

$$Q_{d0} \approx \mu\omega_0 h\omega_0 (\varepsilon/h\omega_0)^{1/2}$$

и с термализованными при температуре T электронами

$$Q_T \approx \omega_0/\mu^5 (N_T a^3) h\omega_0 (h\omega_0/\varepsilon)^{1/2}.$$

Здесь ω_0 — частота оптического фонона; $(N_T a^3) \approx 10^{-11} W \{(x, t) T^{3/2}(x, t)\}^{1/2}$ — определяемое бинарными столкновениями число термализованных электронов в элементарной ячейке a^3 ; $W(x, t)$ [J/(cm³ · ns)] — интенсивность энерговыведения электронного пучка на глубине x в момент времени t и $\mu = (m/M)^{1/4} \approx 0.1$ — параметр малости [15]. Мощность разогрева электронов в наведенном электростатическом поле E в предпробойном режиме можно оценить как

$$Q_E \approx eE(2e/m_e)^{1/2},$$

где m_e — масса электрона.

При дальнейшем остывании электронов, $\varepsilon < h\omega_0$, испускание оптических фононов становится невозможным и становится эффективным лишь взаимодействие электронов с акустическими фононами и с ловушками — дефектами кристаллической решетки. Последний эффект сильно зависит от особенностей диэлектрика и определяет медленную релаксацию заряда после окончания облучения [14,15]. Поскольку экспериментально измеренная инерционность медленной составляющей свечения в аэрогеле весьма велика, то мы пренебрегаем этой низкоэнергетической проводимостью.

Таким образом, величина высокоэнергетической проводимости

$$\sigma \approx \frac{e^2}{m_e} \int_{\max\{T, \eta\omega_0\}}^{1.5\varepsilon_g} F(\varepsilon) \tau_{\perp}(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где $\tau_{\perp} \approx \tau_{d0} \approx \mu\omega_0 (T/\eta\omega_0) (\varepsilon/\eta\omega_0)^{1/2}$ — время релаксации электронного импульса; $F(\varepsilon)$ — неравновесная

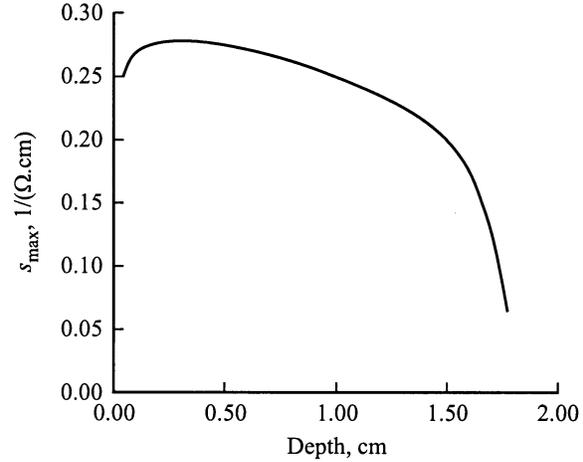


Рис. 8. Профиль максимальной наведенной проводимости во время облучения аэрогеля.

функция распределения высокоэнергетических электронов, которая может быть оценена из энергетического баланса

$$\{Q_{d0}(\varepsilon) + Q_T(\varepsilon) - Q_E(\varepsilon)\} F(\varepsilon) = G(x, t) [1 - (\varepsilon/1.5\varepsilon_g)^{3/2}],$$

где $G(x, t) \approx W(x, t)/1.5\varepsilon_g$ — объемная скорость генерации высокоэнергетических электронов, а выражение в квадратных скобках приблизительно описывает плотность энергетических состояний.

Сингулярность $F(\varepsilon)$ (обращение в нуль выражения в фигурных скобках) соответствует высокоэнергетическому пробое, который развивается при значениях пробойного поля E_n [8]

$$E_n \approx \mu(\omega_0/e)(m_e \eta \omega_0)^{1/2} [1 + (\eta\omega_0/\varepsilon^*)^{1/2} \times (N_T a^3/\mu^6)] / (1 + \Pi)^{1/3} \leq 200 / (1 + \Pi)^{1/3} \text{ [kV/cm]},$$

что на несколько порядков меньше равновесного значения. Здесь учтено, что $(\varepsilon^*/\eta\omega_0) < (\varepsilon_g/\eta\omega_0) \approx \mu^{-2}$; множитель $(1 + \Pi)^{1/3}$ — поправка на пористость Π (несплошность) материала.

Удельное энерговыведение электронного пучка как функция лагранжевой координаты глубины поглощения и времени облучения рассчитывалось в диффузионном приближении [18] с учетом квазистационарной генерации электрических полей, а также реальных осциллограмм тока и напряжения ускорителя "Кальмар" и зависимости глубины пробега электронов от их энергии из [19].

Численные расчеты показали, что при мощности облучения $J_0 = 15\text{ kA/cm}^2$, $U = 300$ величина высокоэнергетического пробойного напряжения $E_{\text{пр}} = (70\text{--}80)\text{ kV/cm}$ достигается к моменту окончания облучения практически во всей зоне энерговыведения. В высокопористых аэрогелях с глубиной зоны энерговыведения $R \approx 2\text{ cm}$ электростатическая энергия становится сравнимой с

энергией первичных электронов, что сильно влияет на формирование зоны энерговыделения [8,9] в аэрогеле с плотностью 0.03 g/cm^3 . Соответствующий этому режиму расчетный профиль максимальной проводимости, наведенной во время облучения, приведен на рис. 8.

Выводы

1. Экспериментально исследована эволюция пространственного свечения аэрогеля, облученного мощным импульсным электронным пучком.

2. Наряду с классическим свечением прозрачной диэлектрической среды под действием электронного пучка обнаружена медленная составляющая свечения ($\approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$), совпадающая с картиной динамической разгрузки аэрогеля — с волной сжатия, распространяющейся в глубь аэрогеля.

3. За возникновение медленной составляющей, по видимому, ответственна большая объемная электризация высокопористого аэрогеля, появляющаяся при его облучении электронным пучком.

4. Эксперименты со слоистыми мишенями подтверждают существование внутренних волн разгрузок от неоднородностей в аэрогеле.

5. Прямыми экспериментами подтверждена степенная зависимость скорости звука в аэрогеле от его плотности и определен коэффициент перколяции, значение которого ($\gamma = 3$) удовлетворительно согласуется с ранее использованным при расчетах $\gamma = 3/2$.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность коллективу сотрудников Института катализа РАН (Новосибирск) за изготовление образцов аэрогеля, а также Б.А. Брюнеткину за помощь при регистрации оптического спектра излучения аэрогеля.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-16729а).

Список литературы

- [1] *Burchell M., Thomson R.* // *Bul. Amer. Phys. Soc.*, 1995. Vol. 40 (6). P. 1409.
- [2] *Гуськов Г.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 108. С. 548–566.
- [3] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических изделий. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [4] *Фунтиков А.И.* // ТВТ. 1998. Т. 36. № 3. С. 405–410.
- [5] *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
- [6] *Залобовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т.* Введение в радиационную акустику. Харьков. Вища школа, 1986. 165 с.
- [7] *Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А.* и др. // ЖТФ. 1997. Вып. 11. Т. 67. С. 19–25.
- [8] *Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А.* и др. // ЖТФ. 1998. Вып. 10. Т. 68. С. 112–120.
- [9] *Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А.* и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 18–25.
- [10] *Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В.* и др. // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. Вып. 3. С. 903–918.
- [11] *Lindl J.* // *Phys. Plasmas*. 1995. Vol. 2. P. 39333–4024.
- [12] *Гуськов Г.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. Вып. 8. С. 521–526.
- [13] *Fortov V.E., Filimonov A.S., Gryaznov V.K.* et al. // *Proc. Intern. Conf. on Physics of Strong Coupled Plasmas* / Ed. W.D. Kraft. Singapore: World Scientific Publishing, Copte Ltd, 1996. P. 317–321.
- [14] *Вайсбург Д.И.* Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск, 1982. 227 с.
- [15] *Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 351 с.
- [16] *Соколов И.М.* // УФН. 1988. Т. 150. № 2. С. 221–253.
- [17] *Крысанов Ю.А., Новиков С.А.* // ПМТФ. 1988. № 6. С. 57.
- [18] *Kanaya K., Okadama S.* // *J. Phys. D*. 1972. Vol. 5. N 1. P. 43–53.
- [19] *Баранов В.Ф.* Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 229 с.