

03;07;10;12

Формирование ударной волны в аэрогеле, облученном сильноточным 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 11 сентября 1998 г.)

При помощи лазерного дифференциального интерферометра и оптических методов исследовано распространение скачков давления, возбуждаемых сильноточным импульсным электронным пучком в SiO_2 аэрогелях плотностью от 0.025 до 0.25 g/cm^3 . Зарегистрированы откольные явления на тыльной стороне мишеней из аэрогелей и измерена скорость разлета откольных фрагментов. Определена скорость разлета аэрогеля навстречу электронному пучку. Установлены параметры ударной адиабаты в широком диапазоне пористости аэрогелей. Экспериментально определена глубина зоны энерговыделения электронного пучка в зависимости от плотности аэрогеля в диапазоне плотности от 0.015 до 0.25 g/cm^3 . На основе экспериментальных данных разработана модель описания высокопористых материалов, отражающая фрактальные свойства высокопористых аэрогелей. Произведены численные расчеты наблюдаемых явлений.

Введение

Процесс ударного сжатия пористых тел, предложенный в работе [1], позволяет получать более полную информацию о термодинамических свойствах вещества, исследовать уравнение состояния вещества в области фазовой диаграммы, недоступной при ударном нагружении сплошного тела. В работе [2] описаны результаты исследования ударного сжатия пористых металлов, сделан ряд теоретических выводов об уравнении состояния пористых веществ. Модель пористого вещества изложена также в монографии [3], где приводятся ударные адиабаты пористого вещества, зависящие от степени пористости. В работе [4] приведены экспериментальные результаты о степенной зависимости скорости звука от пористости в высокопористых металлах. Это может быть описано с помощью фрактальной модели с универсальными показателями, зависящими от структуры материалов [5,6].

Уникальным пористым материалом являются SiO_2 аэрогели, представляющие собой прозрачные мелкопористые диэлектрики, обладающие кластерной структурой, низкой плотностью и малым зарядовым числом Z . Высокая прозрачность аэрогелей позволяет оптическими способами экспериментально исследовать процесс динамического сжатия пористых веществ при их облучении релятивистским импульсным электронным пучком. Интерес к аэрогелям как к новому классу материалов сильно возрос в последнее время в связи с совершенствованием технологии их изготовления [7] и новыми возможностями применения, например в качестве радиаторов черенковских счетчиков [8]. С помощью SiO_2 аэрогеля изучалась термодинамика слабо ионизированной плазмы, полученной в результате ударно-волнового сжатия [9]. В оптике с помощью аэрогелей проводятся спектроскопические исследования сложных органических молекул, внедренных в матрицу аэрогеля [10].

В работах [11,12] при помощи фотохронизатора ФЭР-7 со щелевой разверткой исследована динамика взаимодействия сильноточного электронного пучка с SiO_2 аэрогелями различной плотности (0.03, 0.14, 0.36 g/cm^3) и пористости. Определены динамические характеристики аэрогелей в зоне энерговыделения мощного электронного пучка. На основе полученной информации о разгрузке аэрогелей в зоне энерговыделения электронного пучка, а также измеренных профилей энерговыделения разработана модель описания высокопористых материалов. Получено соответствующее нелинейное самосогласованное уравнение состояния, отражающее термодинамические характеристики аэрогелей при изменении пористости в десятки раз. Определен перколяционный показатель $\gamma = 1.7$ размягченного аэрогеля в зоне энерговыделения электронного пучка, что соответствует пределу малой текучести [6].

Целью настоящей работы в отличие от [11,12] является исследование термодинамических параметров аэрогелей плотностью $\rho = 0.025\text{--}0.25 \text{ g/cm}^3$ вне зоны энерговыделения сильноточного импульсного электронного пучка путем измерения параметра ударной волны, возбуждаемой электронным пучком в мишенях из аэрогеля.

Изучены также откольные явления и определены скорости разлета откольных фрагментов аэрогелей в различных условиях опыта. В широком диапазоне изменения плотности аэрогеля (от 0.015 до 0.25 g/cm^3) измерена глубина зоны энерговыделения электронного пучка. На основании полученных экспериментальных данных, включающих измерение скорости разлета аэрогелей и глубины зоны энерговыделения электронного пучка, построена согласованная модель уравнения состояния этих материалов, корректно описывающая новые экспериментальные наблюдения. С целью получения максимума информации за одно облучение аэрогеля была выбрана схема эксперимента, близкая к предложенной в [12], отличающаяся добавлением лазерного дифференциального

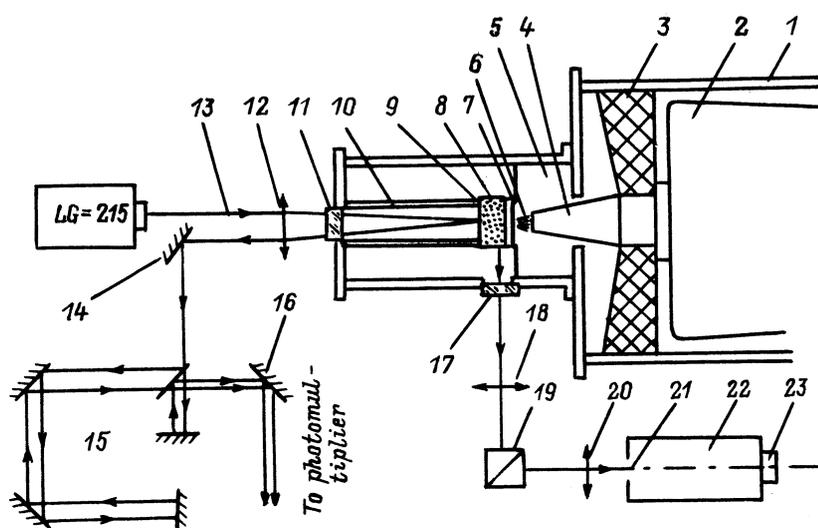


Рис. 1. Схема опыта.

интерферометра, примененного в работе [13]. При помощи лазерного интерферометра с большой точностью фиксировалось время прихода ударной волны, возбуждаемой электронным пучком, на тыльную сторону мишени из аэрогеля.

В отдельных случаях лазерный интерферометр позволял непосредственно измерить скорость перемещения тыльной поверхности мишени.

Описание эксперимента

Схема опыта по формированию ударной волны в аэрогеле, облученном сильноточным импульсным электронным пучком (энергия электронов $U_0 = 290$ keV, ток $I = 13$ – 15 kA, длительность тока на полувысоте $\tau = 150$ ns, диаметр электронного пучка $d = 12$ mm), представлена на рис. 1. Выходная часть ускорителя Кальмар [14], включающая корпус 1, выходной трансформатор 2, диэлектрическую разделительную диафрагму 3 и катод 4, соединялась с вакуумной камерой 5. Пучок электронов 6 проходил через алюминиевую фольгу 7 толщиной $10 \mu\text{m}$ и попадал на исследуемый образец аэрогеля 8. На заднюю поверхность аэрогеля наклеивалась алюминиевая фольга 9 толщиной $10 \mu\text{m}$. Лазерный луч 13 от генератора ЛГН-215 посредством линзы 12 направлялся через прозрачное вакуумное окошко 11 на центральную часть фольги 9, от которой отражался, и с помощью зеркала 14 поступал на лазерный дифференциальный интерферометр 15. Период интерференции ЛДИ соответствует 26 m/s. Металлическая трубка 10 с внешним диаметром 16 mm защищала лазерный интерферометр от попадания на его зеркала паразитной вспышки света, возникающей при взаимодействии электронного пучка с аэрогелем, искажающей показания интерферометра. Кроме того, трубка 10 играла роль акустической раз-

вязки, обеспечивающей правильное измерение времени выхода ударной волны на тыльную поверхность образца аэрогеля. Отраженные от зеркала 16 лазерные лучи попадали на фотокатод ФЭУ-84 (Photomultiplier), сигнал с которого регистрировался с помощью осциллографа С1-75.

Вспышка света, обусловленная взаимодействием электронного пучка с аэрогелем, проходила через боковое прозрачное вакуумное окошко 17, линзу 18 и попадала на призматическое устройство 19, которое поворачивало изображение зоны энерговыделения электронного пучка на 90° в горизонтальной и вертикальной плоскостях. С помощью линзы 20 изображение фокусировалось на входную вертикальную щель 21 фотохронизатора ФЭР-7, обеспечивающего высокую линейность передачи свечения аэрогеля 22. В опытах использовались развертки $0.75, 2.5, 7.5, 25 \mu\text{s/cm}$ при ширине входной щели 0.1 mm. Изображение с выходного экрана ФЭР-7 фиксировалось с помощью фотоприставки 23. Исследовались образцы из аэрогеля плотностью $0.015, 0.020, 0.025, 0.16$ и 0.25 g/cm^3 толщинами от 5 до 34 mm и размерами, превышающими 25×25 mm, вплоть до 5×500 mm. Образцы аэрогеля были высокого качества с хорошей прозрачностью (размер пор в аэрогеле меньше длины волны света) и полированными стенками.

Вакуумный зазор между алюминиевой фольгой 7 и образцом аэрогеля 8 составлял 5 mm для аэрогелей разной плотности. В некоторых экспериментах с целью более точного определения глубины зоны энерговыделения образцы аэрогеля располагались вплотную к алюминиевой фольге 7. Система линз 18 и 20 обеспечивала такое уменьшение оптического тракта, чтобы на входной щели ФЭР-7 высотой 10 mm полностью с некоторым запасом размещалось по высоте изображение образца аэрогеля и вакуумного зазора между аэрогелем и алюминиевой фольгой. Оптическое пространственное

разрешение, проверенное при помощи миры, размещенной в области аэрогеля, позволяло определить глубину зоны энерговыделения с точностью выше 10%.

Для определения скорости разлета откольных частиц использовалась времяпролетная методика. Трубка 10 отодвигалась по оси установки от образца аэрогеля на фиксированное расстояние (5–50 мм). Алюминиевая фольга 9 переносилась с тыльной стороны мишени аэрогеля на торец трубки 10. Момент достижения алюминиевой фольги откольных фрагментов аэрогеля регистрировался с помощью лазерного интерферометра 15.

При измерении скорости распространения чисто ударного возмущения в аэрогеле малой плотности ($\rho = 0.025 \text{ g/cm}^3$), в котором глубина зоны энерговыделения электронного пучка сравнима с размерами образца аэрогеля, схема эксперимента видоизменялась. Мишень из аэрогеля размерами $34 \times 50 \times 50 \text{ mm}$ помещалась на алюминиевом диске диаметром 60 мм и толщиной 3 мм, являющемся анодом ускорителя. На заднюю сторону мишени приклеивалась алюминиевая фольга толщиной $10 \mu\text{m}$. При воздействии электронного пучка на алюминиевый анод в нем возникал скачок давления, который за время $\tau < 1.0 \mu\text{s}$ достигал образца аэрогеля и распространялся в нем. Время выхода скачка давления на заднюю поверхность мишени и скорость перемещения задней поверхности определялись с помощью интерферометра 15.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлена серия фотохронограмм, отличающихся различной скоростью развертки ФЭР-7, иллюстрирующих динамику взаимодействия электронного пучка с аэрогелем и процесс распространения фронта свечения в глубь аэрогеля. Все фотохронограммы относятся к случаю облучения электронным пучком ($I = 15 \text{ kA}$, $U_0 = 290 \text{ keV}$) аэрогеля плотностью $\rho = 0.25 \text{ g/cm}^3$. Штриховой линией отмечена толщина аэрогеля. Вертикальными стрелками указано время прихода ударной волны на тыльную поверхность аэрогеля, измеренное с помощью интерферометра. Во всех фотохронограммах (A–C), за исключением фотохронограммы на рис. 2, D, зазор между алюминиевой анодной фольгой и аэрогелем составляет 5 мм. В случае фотохронограммы на рис. 2, D этот зазор равен нулю. Из рис. 2 видно, что глубина зоны энерговыделения электронного пучка в аэрогеле $\rho = 0.25 \text{ g/cm}^3$ составляет 3 мм.

Фотохронограммы с различной длительностью развертки ФЭР-7 позволяют более точно определить скорость разлета аэрогеля навстречу электронному пучку, скорость разлета анодной алюминиевой фольги и скорость распространения фронта свечения в глубь аэрогеля. Из обработки фотохронограмм 2, A и 2, B следует, что скорость разлета аэрогеля навстречу электронному пучку равна 5.75 km/s , а скорость разлета алюминиевой

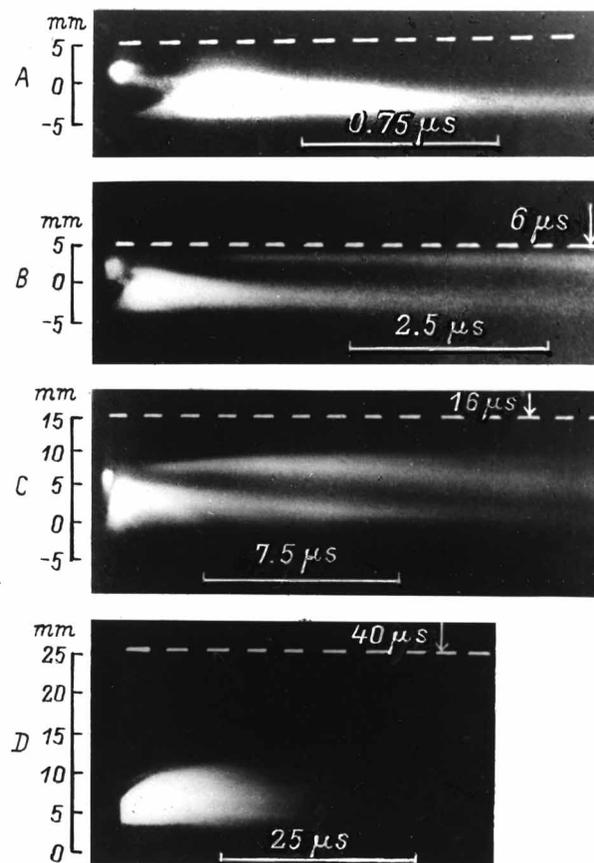


Рис. 2. Фотохронограммы взаимодействия электронного пучка с аэрогелем.

фольги — $10\text{--}12 \text{ km/s}$. Из фотохронограммы рис. 2, C следует, что скорость распространения фронта свечения в глубь аэрогеля $\leq 500 \text{ m/s}$.

Обработка аналогичных фотохронограмм для аэрогелей других плотностей, полученных при тех же параметрах облучения, показала, что глубина зоны энерговыделения составляет 17 и 4 мм для аэрогелей плотностью 0.025 и 0.16 g/cm^3 , а скорость разлета аэрогеля навстречу электронному пучку равна 2.5 и 4.5 km/s соответственно. Для плотностей 0.015 и 0.020 g/cm^3 глубина зоны энерговыделения увеличилась до 22 и 19 мм.

Зависимость времени выхода ударной волны на тыльную поверхность образца аэрогеля от его толщины показана на рис. 3. Здесь крестиками и кружками отмечены экспериментальные результаты, относящиеся к аэрогелям плотностью 0.16 и 0.25 g/cm^3 соответственно. Угол наклона прямых, проведенных через экспериментальные точки, дает возможность оценить среднюю скорость распространения фронта ударной волны в аэрогелях разной плотности при одних и тех же параметрах электронного пучка. Как видно из рис. 2, эти скорости равны 350 и 500 m/s для аэрогелей плотностью 0.16 и 0.25 g/cm^3 (соответственно кривые 2 и 1).

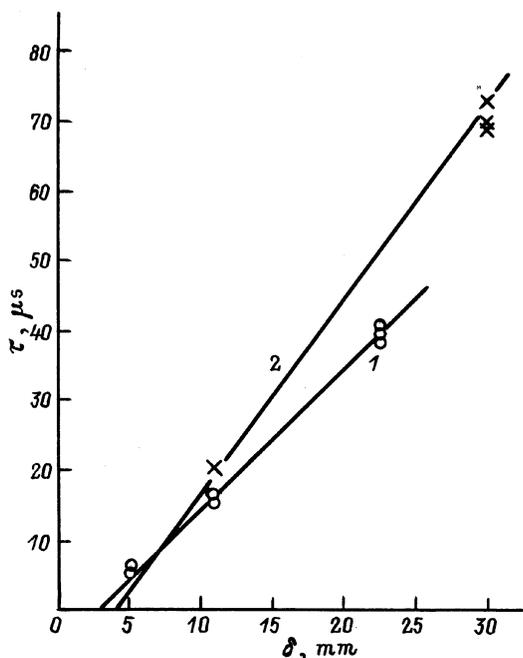


Рис. 3. Зависимость времени выхода ударной волны на свободную поверхность от толщины образца аэрогеля.

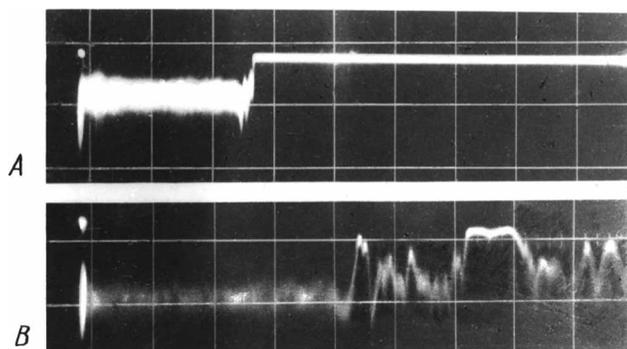


Рис. 4. Интерферограммы, иллюстрирующие процесс распространения ударной волны в аэрогеле (в одном делении 100μ s). Режим возбуждения ударной волны: *A* — сильный, *B* — слабый.

Как отмечалось выше, скорость распространения скачка давления в аэрогеле малой плотности определялась другим способом. На рис. 4 приведены интерферограммы, характеризующие процесс распространения скачка давления в аэрогеле плотностью 0.025 g/cm^3 , толщиной 34 mm в разных режимах работы ускорителя. В первом случае (рис. 4, *A*) электронный пучок ($I = 15 \text{ kA}$, $U_0 = 290 \text{ keV}$) приводил к образованию вздутия (откола) на задней поверхности анодного диска, к которому крепился образец аэрогеля, а также к отколу на задней поверхности аэрогеля. Во втором случае (рис. 4, *B*) ($I = 13 \text{ kA}$, $U_0 = 290 \text{ keV}$) такого вздутия не наблюдалось. Как видно из рис. 4, в первом случае интерференционный сигнал появлялся через 270μ s, что соответствует скорости распространения скачка давления $V = 125 \text{ m/s}$.

Во втором случае эта скорость существенно меньше и составляет 85 m/s . Из интерферограммы на рис. 4, *B* следует, что скорость перемещения задней поверхности аэрогеля равна 78 m/s .

Возбуждаемые электронным пучком ударные волны приводят к откольным явлениям, которые наблюдаются в эксперименте. В аэрогелях толщиной 22.5 mm ($\rho = 0.15 \text{ g/cm}^3$) зарегистрированы отколы глубиной 4 mm . На рис. 5 приводится образец аэрогеля ($\rho = 0.16 \text{ g/cm}^3$), подвергнутого воздействию электронного пучка ($I = 15 \text{ kA}$, $U_0 = 290 \text{ keV}$). Образец аэрогеля



Рис. 5. Образец аэрогеля после воздействия электронного пучка.

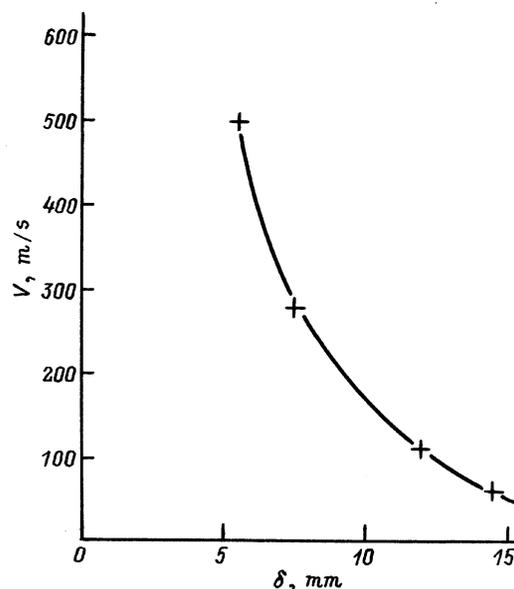


Рис. 6. Зависимость скорости разлета откольных фрагментов от толщины образца аэрогеля.

находится в специальной оправке, предохраняющей его от рассыпания после воздействия пучка. Толщина аэрогеля составляет 30 mm. На рис. 5 видно, что электронный пучок образует кратер глубиной около 4 mm.

Максимальная скорость откольных фрагментов сильно зависит от толщины образца аэрогеля. На рис. 6 приводится такая зависимость для аэрогеля плотностью $\rho = 0.16 \text{ g/cm}^3$. По мере увеличения толщины аэрогеля размеры откольных фрагментов увеличиваются, образуя классические откольные "тарелочки", летящие с малыми скоростями. Тонкие образцы аэрогелей, толщина которых сравнима или меньше глубины зоны энерговыделения электронного пучка, разлетаются со скоростями порядка скорости разлета аэрогелей навстречу электронному пучку. Для аэрогеля плотностью $\rho = 0.025 \text{ g/cm}^3$ и толщиной 20 mm эта скорость равна 1.2 km/s. При этом размеры разлетающихся фрагментов значительно меньше 1 mm.

Обсуждение экспериментальных результатов

Измеренные глубины зоны энерговыделения электронного пучка ($U_0 = 290 \text{ keV}$) в аэрогелях плотностью 0.25, 0.16, 0.025, 0.020 и 0.015 g/cm³, равные 3, 4, 17, 19 и 22 mm соответственно, подтверждают результаты работы [12]. В работе [12] отмечалось, что при плотностях аэрогелей $\rho < 0.2 \text{ g/cm}^3$ необходимо учитывать влияние объемного электрического заряда. Потенциал электрического поля в зоне энерговыделения в этом случае становится сравним с начальной энергией электронов в пучке, что и приводит к уменьшению глубины зоны энерговыделения. Действительно, глубина зоны энерговыделения 17 mm в аэрогеле $\rho = 0.025 \text{ g/cm}^3$ значительно меньше классической, равной 30 mm. Для аэрогеля с плотностью 0.015 g/cm³ эта разница еще более существенна. Начальное смещение фронта свечения в глубь аэрогеля (со скоростью $U \simeq 500 \text{ m/s}$) при его разгрузке после облучения происходит, по-видимому, с массовой скоростью, поскольку возбужденные электроны, вызывающие свечение, не могут выйти из зоны энерговыделения. В дальнейшем интенсивность свечения падает, что приводит к визуальной остановке движения фронта свечения по аэрогелю.

Измеренные скорости разлета аэрогелей навстречу электронному пучку превышают ранее полученные скорости в опытах [12]. Это объясняется тем, что в настоящих экспериментах использовался более мощный электронный пучок с параметрами $I = 15 \text{ kA}$, $U_0 = 290 \text{ keV}$ по сравнению с работой [12], где $I = 10 \text{ kA}$, $U_0 = 270 \text{ keV}$.

Толщина тыльного откола в аэрогеле плотностью 0.25 g/cm³, составляющая 4 mm, достаточно хорошо совпадает с глубиной зоны энерговыделения, что не противоречит общепринятым представлениям.

Воздействие ударной волны на аэрогель плотностью 0.16 g/cm³ хорошо иллюстрирует рис. 5, где видно, что произошло по крайней мере 2 последовательных тыльных откола, обусловивших появление магистральных трещин. Глубина первого откола соответствует половине зоны энерговыделения (или первому моменту появления отрицательных нормальных напряжений). Глубина второго откола порядка глубины зоны энерговыделения, что свидетельствует о малости откольных напряжений.

На рис. 5 четко видно изобара касательных напряжений (границы зоны помутнения), представляющая кривую в виде чаши. Снаружи этой границы касательные напряжения не превышали порога текучести и материал остался прозрачным. Внутри произошли касательные сдвиги, сопровождающиеся образованием трещин с размерами больше длины волны видимого света, что привело к помутнению аэрогеля. Уменьшение поперечного размера зоны помутнения по мере приближения к тыльной стороне аэрогеля объясняется как боковой разгрузкой аэрогеля, так и затуханием ударной волны по мере ее распространения в глубь материала.

Интересно отметить, что, хотя фронт ударной волны на интерферограммах рис. 4 и не разрешается при выбранной медленной развертке, скорость тыльной поверхности все же может быть зафиксирована благодаря медленности спада амплитуды ударной волны после прохождения фронта.

Численное моделирование

Для определения динамических характеристик аэрогелей и сравнения с экспериментами нами были произведены численные расчеты взаимодействия электронного пучка ускорителя "Кальмар" с аэрогелями, возбуждения в нем импульса давления, формирования и распространения ударной волны, а также откольных явлений.

При поглощении электронного пучка в аэрогеле в нем возникают сильные электрические поля, приводящие к его пробое и стеканию заряда из объема зоны энерговыделения на его поверхность. Эти электрические поля могут существенно исказить профиль энерговыделения электронов [14]. Для правильного определения влияния этих полей на формирование зоны энерговыделения необходим учет высокоэнергетической проводимости [15] диэлектриков, возникающей во время поглощения электронного излучения.

Высокоэнергетическая проводимость в широкощелевых диэлектриках обусловлена тем, что при остывании электрона до энергии ширины запрещенной зоны резко (в 1000 раз) уменьшается мощность энергетических потерь из-за невозможности дальнейшего возбуждения электронов из запрещенной зоны в зону проводимости. Основным каналом остывания электронов с такими энергиями является взаимодействие с оптическими фононами и с термализованными электронами [15]. В

Таблица 1. Глубина зоны энерговыделения электронного пучка с амплитудными значениями энергии и плотности тока электронов $U_0 = 290 \text{ keV}$ и $j = 15 \text{ kA/cm}^2$ соответственно

| Плотность аэрогеля $\rho, \text{ g/cm}^2$ | Глубина проникновения электронного излучения $R, \text{ mm}$ | | |
|---|--|--------|-------------------------------|
| | эксперимент | расчет | расчет без учета электризации |
| 0.25 | 3 | 3 | 3 |
| 0.16 | 4 | 4.5 | 5 |
| 0.025 | 17 | 17 | 30 |
| 0.02 | 19 | 18 | 38 |
| 0.115 | 22 | 20 | 51 |

сильных электрических полях необходим учет разогрева электронов, при компенсации разогрева и потерь энергии возникает пробой высокоэнергетичных электронов. Величина этого пробойного поля определяется в основном энергией оптических электронов и, как правило, на несколько порядков [12,15] меньше стандартной величины пробойного напряжения термализованных электронов.

При дальнейшем остывании электронов (меньше энергии оптических фононов) становится существенным взаимодействие электронов с акустическими фононами и ловушками — дефектами решетки и примесями. Мощность потерь энергии снова возрастает. Поэтому вклад в создание проводимости этих электронов в наших расчетах не учитывался.

Удельное энерговыделение электронного пучка как функция лагранжевой глубины поглощения и времени облучения рассчитывалось в диффузионном приближении [16] с учетом квазистационарной генерации электрических полей, а также реальных осциллограмм тока и напряжения ускорителя "Кальмар" и зависимости глубины пробега электронов от их энергии из [17].

Экспериментальные результаты настоящей работы позволили уточнить оценку [12] численного значения пробойного электрического поля E_{br} высокоэнергетических электронов, которое характеризует зонную структуру аэрогеля. Так, наилучшее совпадение с экспериментальными результатами достигается при $E_{br} = 70-80 \text{ kV/cm}$ для аэрогелей с плотностью $\rho = 0.015-0.03 \text{ g/cm}^2$ (табл. 1).

При численном моделировании прохождения через вещество импульсов давления была использована лагранжева методика второго порядка точности предиктор-корректор [18] с монотонизацией. Численно решалась система уравнений гидродинамики с учетом упруго-пластических деформаций. Систем замыкалась дифференциальными уравнениями состояния Ми-Грюнайзена $P(\rho, Q, \Pi)$ пористой среды с самосогласованным изменением коэффициента Грюнайзена $\langle \Gamma \rangle$ и модуля всестороннего сжатия $\langle K \rangle$ от пористости Π [5,6,11], усло-

вием текучести Мизеса [9]. Использована степенная, перколяционно-классическая модель связи динамических характеристик аэрогеля с характеристиками его основы (плавленого кварца [19])

$$\{ \langle K \rangle, \langle \Gamma \rangle, \langle \sigma \rangle, \langle Y \rangle, \} = \{ K_i, \Gamma_i, \sigma_i, Y_i \} \beta^\gamma,$$

$$\beta \equiv \frac{\langle \rho \rangle}{\rho_i}, \quad \Pi \equiv \frac{1 - \beta}{\beta}, \quad (1)$$

где $K, \Gamma, \sigma, Y, \rho$ — модуль объемного сжатия, коэффициент Грюнайзена, откольное напряжение, предел текучести и плотность соответственно; угловые скобки относятся к пористому аэрогелю; индекс i — к основе.

В наших экспериментах внутренняя энергия аэрогелей (т.е. удельное энерговыделение за вычетом работы сил давления) оказалась порядка теплоты сублимации его основы. Поэтому в расчетах система уравнений была дополнена дифференциальным уравнением состояния газовой фазы.

Зависимость термодинамического коэффициента $\langle \Gamma \rangle = \Gamma_i \beta^\gamma$ в (1) следует из общей формулы для коэффициента Грюнайзена гетерогенных материалов [20]

$$\langle \Gamma \rangle = \mu_m \frac{\Gamma_m Q_m}{K_m} \frac{\langle K \rangle}{\mu_j Q_j} \quad (2)$$

(под повторяющимися индексами m и j подразумевается суммирование).

Действительно, пористый материал можно рассматривать как частный случай гетерогенного, состоящего из основы и пор. В нашем случае весомая доля кварцевой основы $\mu_i = 1$, что немедленно приводит к искомой зависимости.

Перколяционный коэффициент γ зависит от многих факторов, прежде всего от типа взаимодействия атомов [5,6]. Так, для изотропного взаимодействия, проявляющегося в малом модуле сдвига, $\gamma = 1.7$. Для центрального взаимодействия с максимально возможным модулем сдвига $\langle G \rangle = 3/4 \langle K \rangle$ коэффициент $\gamma = 4.4$. В [6] исследован кроссовер от изотропного к центральному взаимодействию и показано, что перколяционный коэффициент не выходит за пределы диапазона 1.7–4.4.

Таблица 2. Разгрузка ударно-нагруженного аэрогеля (удар Al пластины, облученной электронным пучком с амплитудой плотности тока j_0)

| Амплитуда плотности тока $j_0, \text{ kA/cm}^2$ | Время выхода импульса $\tau, \mu\text{s}$ | | Скорость тыльной стороны $V_T, \text{ m/s}$ | |
|---|---|--------|---|--------|
| | эксперимент | расчет | эксперимент | расчет |
| 13 (слабый режим) | 400 | 360 | 78 | 60 |
| 15 (сильный режим) | 270 | 310 | — | 90 |

Таблица 3. Разгрузка аэрогеля, облученного электронным пучком с амплитудными значениями энергии и плотности тока электронов $U_0 = 290 \text{ keV}$ и $j_0 = 15 \text{ kA/cm}^2$ соответственно

| Плотность аэрогеля $\rho, \text{ g/cm}^3$ | Толщина мишени $l, \text{ mm}$ | Время выхода импульса $\tau, \mu\text{s}$ | | Скорость тыльной стороны $V_T, \text{ m/s}$ | | Скорость облученной стороны $V_C, \text{ km/s}$ | |
|---|--------------------------------|---|--------|---|--------|---|--------|
| | | эксперимент | расчет | эксперимент | расчет | эксперимент | расчет |
| 0.25 | 5 | 5–6 | 6 | — | 200 | 5.75 | 4 |
| | 11 | 15–16 | 18 | — | 150 | | |
| | 22.5 | 38–40 | 38 | — | 130 | | |
| 0.16 | 5.5 | — | 4 | 500 | 300 | 4.5 | 3 |
| | 7.5 | — | 10 | 240 | 250 | | |
| | 11–12 | 20 | 20 | 120 | 150 | | |
| | 14.6 | — | 27 | 80 | 130 | | |
| | 30 | 69–72 | 70 | — | 80 | | |
| 0.025 | 20 | — | 10 | 1200 | 1200 | 2.5 | 2.5* |

*Значение указано в момент времени $\tau = 10 \mu\text{s}$ после начала облучения.

Следует отметить, что перколяционный коэффициент γ является единственным свободным коэффициентом рассматриваемой модели. Все остальные коэффициенты относятся к основе пористого материала и, как правило, известны. В нашем случае в численных экспериментах использованы параметры плавленого кварца [19]. Поскольку при повышении температуры до температуры размягчения модуль сдвига стремится к нулю, то естественно взять в зоне энерговыделения мощного электронного пучка перколяционный коэффициент $\gamma = 1.7$, соответствующий изотропной модели взаимодействия. Действительно, численные эксперименты показали наилучшее совпадение с экспериментальными результатами именно при этом выборе [1]. Но за фронтом ударной волны, вышедшей из зоны энерговыделения, нагрев был незначителен — всего несколько десятков градусов и γ отличался от 1.7.

В расчетах была выбрана линейная зависимость коэффициента γ от температуры. Наилучшее совпадение с экспериментальными результатами достигалось при $\gamma_0 \simeq 3.2$ для нагретого аэрогеля. Так, в экспериментах по генерации импульса давления в аэрогеле с $\rho = 0.025 \text{ g/cm}^3$ при помощи облучения расположенной вплотную алюминиевой пластины (слабый режим возбуждения ударной волны, рис. 4, В) импульс давления распространялся только по непрогретому аэрогелю. При $\gamma_0 = 3.2$ средняя расчетная скорость $\langle D \rangle$ распространения фронта ударной волны по аэрогелю толщиной 34 mm оказалась равна 95 m/s, а максимальная скорость тыльной поверхности $V_T = 60 \text{ m/s}$, что близко к экспериментальным результатам (табл. 2). Интересно отметить, что, хотя фронт ударной волны и не разрешается при выбранной медленной развертке экспериментальной интерферограммы, скорость тыльной поверхности все же может быть зафиксирована благодаря медленности спада амплитуды ударной волны после прохождения

фронта. Это возникло из-за резкого различия жесткостей Al и аэрогеля.

Такое же резкое отличие динамических характеристик аэрогеля возникает между облученной и необлученной частями аэрогеля в опытах по его непосредственному облучению. Это связано с изменением показателя γ . В прогретой зоне энерговыделения $\gamma = 1.7$ и модули упругости, и скорость звука значительно больше, чем в непрогретой зоне с $\gamma_0 = 3.2$. Это приводит к тому, что и скорости V_0 разлета аэрогеля с облученной поверхности тоже значительно больше, чем с тыльной стороны V_T . Расчетные результаты определения этих скоростей разлета, а также времени τ распространения ударных волн в аэрогелях, облученных в режиме амплитудных напряжений $U_0 = 290 \text{ eV}$ и плотности тока $j_0 = 15 \text{ kA/cm}^2$, приведены в табл. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов в этой таблице позволяет сделать вывод о хорошей применимости вышеприведенной самосогласованной модели описания уравнения состояния высокопористых материалов в широком диапазоне изменения пористости. Результаты, приведенные в табл. 2 и 3, свидетельствуют также о пригодности расчетной модели для описания аэрогелей в различных условиях и при разных интенсивностях нагружения.

Заключение

При помощи оптических методов и лазерной интерферометрии исследовано возбуждение ударных волн сильноточным электронным пучком в SiO_2 аэрогелях различной плотности от 0.025 до 0.25 g/cm^3 . Изучены эволюция свечения зоны энерговыделения и разлет аэрогеля навстречу электронному пучку. Измерены скорости ударных волн в аэрогелях различной плотности, а также скорости откольных фрагментов. На основе этих результатов предложена модель уравнения состояния мелко-

пористых материалов, самосогласованно учитывающая изменение пористости при сжатии. В этой модели пористого вещества модули упругости, сдвига, коэффициент Грюнайзена зависят от пористости степенным образом, что является отражением кластерной структуры пористого материала.

Следствием этой самосогласованности являются следующие отличия от традиционно используемых моделей (например, модели Я.Б. Зельдовича [3]). В предлагаемой модели отсутствует неопределенность в выборе первоначального сжатия высокопористых аэрогелей (в модели [3] поры полностью схлопываются уже при самом незначительном нагружении). Параметры (давление, плотность, пористость) точки изменения типа ударной адиабаты (из нормального в аномальный) определяются самосогласованно. Кроме того, в предлагаемой модели за фронтом ударной волны происходит значительно больший нагрев материала, чем в модели [3], что является следствием невозможности сильного сжатия и полного схлопывания пор. Это второе отличие оказалось существенным даже в асимптотическом пределе сильного нагружения. Проведенные оценки показали, что численное значение перколяционного коэффициента предлагаемой модели (показателя степени зависимости модуля упругости от пористости) находится в соответствии со своим теоретическим значением 1.7 (в случае отсутствия сдвиговых напряжений), а в непрогретом аэрогеле $\gamma = 3, 2$.

Авторы выражают искреннюю признательность коллегам-сотрудникам Института катализа (Новосибирск) за предоставление образцов аэрогеля, а также Д.Е. Филиппенко за помощь в работе.

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

Список литературы

- [1] *Альтишулер Л.В., Крупеников К.К., Леденев Б.Н.* и др. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 4. С. 874–885.
- [2] *Кормер С.Б., Фунтиков А.И., Урлин В.Д.* и др. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 4. С. 686–702.
- [3] *Зельдович Ф.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 687 с.
- [4] *Крысанов Ю.А., Новиков С.А.* // ПМТФ. 1988. № 6. С. 57–61.
- [5] *Соколов И.М.* // УФН. 1986. Т. 150. № 2. С. 221–253.
- [6] *Feng S., Sen P.N.* // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 3. P. 216–219.
- [7] *Fortov V.E., Filimonov A.S., Gryaznov V.K.* et al. // Proc. Intern. Conf. on Physics of Strong Coupled Plasmas / Ed. W.D. Kraft, M. Langes. Singapore: World Sci. Publ. Co LTD, 1996. P. 317–321.
- [8] *Aksenov V.A.* et al. // Proc. Intern. Symp. on Position Detectors in High Energy Physics. Dubna, 1988. D1. 13-88-172. P. 313–314.
- [9] *Терновой В.Я., Грязнов В.К., Николаев Д.Н.* и др. // Тез. докл. XI Междунар. конф. "Уравнения состояния вещества". Нальчик, 1996. С. 5.
- [10] *Багнич С.А., Богомолов В.Н., Курдюков Д.А.* и др. // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 10. С. 2979–2986.
- [11] *Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А.* и др. // ЖТФ. 1977. Т. 67. Вып. 11. С. 26–32.
- [12] *Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А.* и др. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 10. С. 112–120.
- [13] *Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А.* и др. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. № 2. С. 100–106.
- [14] *Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.И., Ботвин В.А.* Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата: Наука, 1972. 163 с.
- [15] *Вайсбурд Д.И.* Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск, 1982. 227 с.
- [16] *Kanaya K., Okadama S.* // J. Phys. D. 1972. Vol. 5. N 1. P. 43–53.
- [17] *Баранов В.Ф.* Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974. 229 с.
- [18] *Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортвов В.Е.* Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черногловка, 1988. 199 с.
- [19] Справочник "Физические величины" / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [20] *Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивонин И.А.* и др. Препринт ИАЭ им. Курчатова. М., 1991. № 5419/11. 33 с.