

04;05;12

## Воздействие мощных потоков энергии на вакуумную резину

© Б.А. Демидов, В.П. Ефремов, М.В. Ивкин, А.Н. Мещеряков, В.А. Петров

Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123128 Москва, Россия  
e-mail: kingsep@dap.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 11 июня 2002 г. В окончательной редакции 15 декабря 2002 г.)

Вакуумная резина широко применяется в технике как элемент различных конструкций. Основой сложных защитных экранов, предохраняющих космические аппараты от микрометеоритов, является материал типа каучук, по своим параметрам близкий к вакуумной резине. В этой связи интересно поведение вакуумной резины при воздействии на нее мощного импульсного потока энергии. Отклик вакуумной резины на высокоэнергетическое воздействие позволяет разработать соответствующую модель описания каучукоподобного материала. Исследовано поведение вакуумной резины при воздействии на нее мощного импульсного электронного пучка с плотностью потока энергии вплоть до  $600 \text{ J/cm}^2$  при длительности импульса  $10^{-7} \text{ s}$ . Измерена скорость разлета резины навстречу электронному пучку, а также скорости распространения сильных и слабых возмущений по резине. Зарегистрированы передний и задний отколы на образцах резины, а также найден один из важнейших термодинамических параметров, коэффициент Грюнайзена, определяющий давление в среде при изохорическом нагреве.

### Введение

Изучение поведения конденсированных веществ в условиях быстрого энерговыделения позволяет получить информацию об уравнении состояния вещества в области параметров, недоступных в экспериментах с ударными волнами. При импульсном объемном энерговыделении поведение материалов со сложной внутренней структурой, таких как каучук, включающих длинные молекулярные цепочки, может носить существенно неравновесный характер, поскольку перераспределение энергии по степеням свободы требует определенного времени. Поэтому при малой длительности воздействия генерируемое в веществе давление существенно отличается от ожидаемого давления, оцененного по уравнению состояния, построенному на основе ударных адиабат.

В условиях малой длительности воздействия корпускулярного излучения энерговыделение может происходить при практически неизменной плотности вещества и сопровождаться ростом давления в зоне поглощения и возбуждения волн сжатия и разрежения в прилегающих слоях вещества. Сведения об уравнениях состояния каучукоподобных материалов имеющиеся в литературе в настоящее время противоречивы. Например, существует расхождение по скоростям звука  $C_s$  в вакуумной резине. В [1]  $C_s = 1500 \text{ m/s}$ , в [2]  $C_s = 1040 \text{ m/s}$ . Продольная скорость звука в каучуке  $C_s = 1480 \text{ m/s}$  [3]. Отсутствуют сведения о коэффициенте Грюнайзена резины. Поэтому получение новой экспериментальной информации о свойствах каучукоподобных материалов при воздействии импульсного корпускулярного излучения является актуальной задачей. Полученные данные полезны при построении моделей поведения полимерных материалов ракетно-космической техники в условиях импульсного нагружения.

В настоящей работе исследовано воздействие сильно-точного импульсного электронного пучка ( $J \leq 20 \text{ kA}$ ,  $E = 300 \text{ keV}$ ) длительностью  $\tau_0 \leq 10^{-7} \text{ s}$  на белую вакуумную резину. Измерена скорость разлета облученной резины навстречу электронному пучку, а также скорости сильных и слабых возмущений, распространяющихся по резине. Исследованы условия, при которых возникает откол задней поверхности мишени из резины.

Экспериментально определен коэффициент Грюнайзена  $\Gamma_0$  белой вакуумной резины по термоупругому отклику в резине, возникающему при воздействии импульсного электронного пучка. При быстром разогрева, когда время акустической релаксации зоны энерговыделения  $\tau_p$  существенно больше длительности электронного пучка  $\tau_0$ , разогрев вещества происходит почти при неизменном объеме. В этом случае давление термоупругого отклика в облученном веществе пропорционально поглощенной энергии и значению коэффициента Грюнайзена. Регистрируя с помощью дифференциального лазерного интерферометра термоупругий отклик и зная энергию пучка электронов, поглощенную в мишени, можно определить коэффициент Грюнайзена. При этом точность определения коэффициента Грюнайзена повышается с уменьшением длительности электронного пучка. Методика по определению коэффициента Грюнайзена подробно описана в [4] и использовалась для определения коэффициента Грюнайзена полиметилметакрилата (ПММА) [5].

### Описание эксперимента

Схема опыта по исследованию взаимодействия импульсного сильноточного пучка электронов (энергия электронов  $E = 300 \text{ keV}$ , ток  $J = 20 \text{ kA}$ , длительность тока на полувысоте  $\tau_0 = 100 \text{ ns}$ ) представлена на рис. 1. Выходная часть ускорителя „Кальмар“ [6], включающая

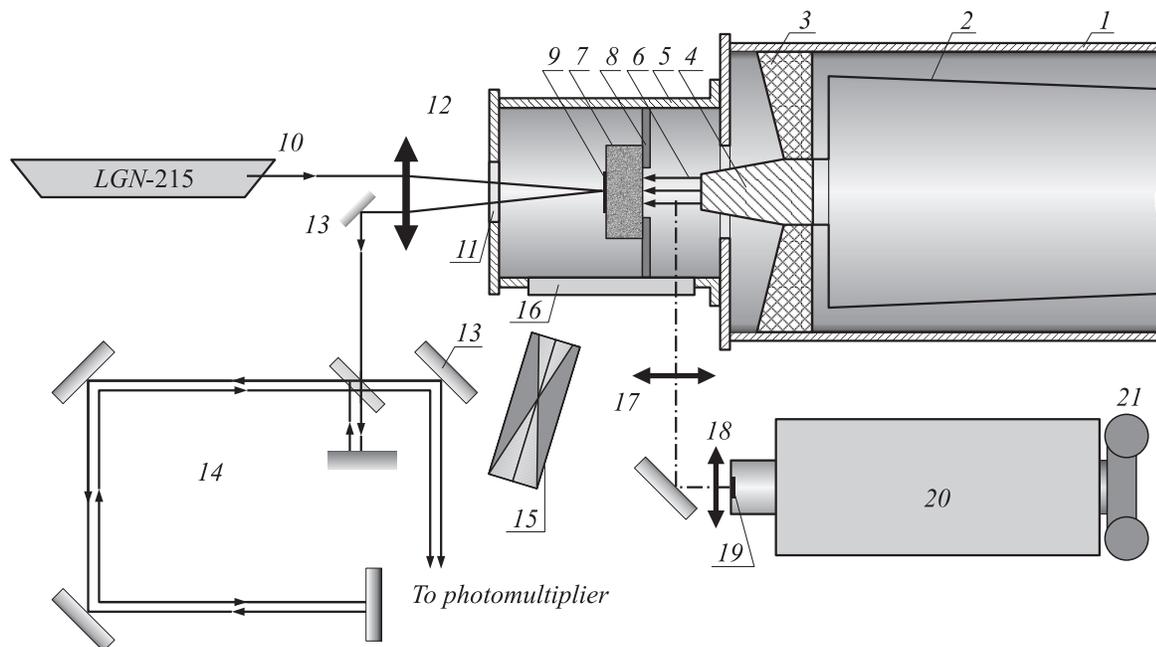


Рис. 1. Схема установки.

корпус 1, выходной трансформатор 2, диэлектрическую разделительную диафрагму 3 и цилиндрический катод 4 диаметром 20 mm, соединялись с вакуумной камерой 5. Пучок электронов 6 попадал на исследуемый образец из резины 7, который помещался на аноде 8. Образец резины 7 прижимался к аноду 8 с помощью латунной пластинки толщиной 5 mm, в которой имелось отверстие диаметром 9 mm, соответствующее центральной части задней поверхности мишени. На центральную часть задней поверхности мишени с помощью вакуумной смазки наклеивалась алюминиевая фольга 9 толщиной  $10 \mu\text{m}$ . Лазерный луч 10 с длиной волны  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  от генератора ЛГН-215 линзой 12 фокусировался через прозрачное вакуумное окошко 11 на центральную часть фольги 9. Отраженный доплеровски измененный луч с помощью зеркала 13 поступал на лазерный дифференциальный интерферометр 14. Лазерные лучи, пройдя интерферометр, попадали на фотокатод ФЭУ (Photomultiplier), сигнал с которого регистрировался с помощью осциллографа С1-75. Временная синхронизация сигнала интерферометра осуществлялась по рентгеновской метке стильбенового датчика, регистрирующего тормозное излучение электронного пучка. Датчик располагался снаружи вакуумной камеры 5. Световая вспышка рентгеновского датчика поступала на вход фотоумножителя с помощью световолокна.

Вспышка света, обусловленная взаимодействием электронного пучка с резиной, проходила через прозрачное боковое окно 16 из оргстекла и с помощью оптической системы 17, 18 фокусировалась на входную щель 19 фотохронизатора ФЭР-7 (20), обеспечивающего высокую линейность передачи свечения области взаимодействия

электронного пучка и резины. В опытах использовалась развертка  $0.25 \mu\text{s/cm}$  при ширине входной щели 0.1 mm. Изображение с выходного экрана ФЭР-7 фиксировалось с помощью фотоприставки 21. Исследовались образцы белой вакуумной резины марки 78-89, диаметром 32–50 mm, толщинами от 1.75 до 6.5 mm.

Диаметр области взаимодействия электронного пучка с резиной контролировался по интенсивности тормозного рентгеновского излучения посредством камеры обскуры 15, расположенной под углом  $30^\circ$  к оси установки. В дополнительных экспериментах для более детального исследования размеров области энерговыделения электронного пучка использовалась камера обскуры, размещенная за резиновой мишенью 7 на оси установки.

Общий ток ускорителя и напряжение на катоде регистрировались с помощью токового шунта и электрического датчика, размещенных в диодной камере ускорителя.

В экспериментах по определению коэффициента Грюнрайзена резины схема опыта была изменена. С целью обострения импульса тока сильноточный пучок электронов направлялся на металлический анод ускорителя, в центре которого было сделано отверстие диаметром 3 mm, закрытое алюминиевой фольгой толщиной  $10 \mu\text{m}$ . Это позволило в несколько раз уменьшить длительность импульса тока  $\tau_n$ , выходящего через отверстие в аноде, по сравнению с длительностью  $\tau_0$  общего тока ускорителя. Система диафрагм выделяла из расходящегося пучка электронов пучок диаметром 20 mm, который направлялся на мишень. Пояс Роговского измерял ток пучка, попадающего на образец резины [5].

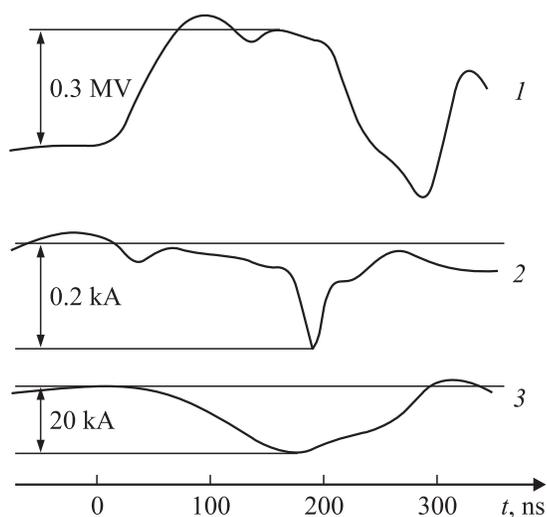
## Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены типичные осциллограммы напряжения на диодном промежутке ускорителя „Кальмар“, сильного тока и слабого тока, полученного в режиме обострения. Видно, что длительность слаботоочного пучка электронов  $\tau_n$ , измеренного поясом Роговского, значительно меньше длительности общего тока ускорителя  $\tau_0$  и составляет 30–50 ns.

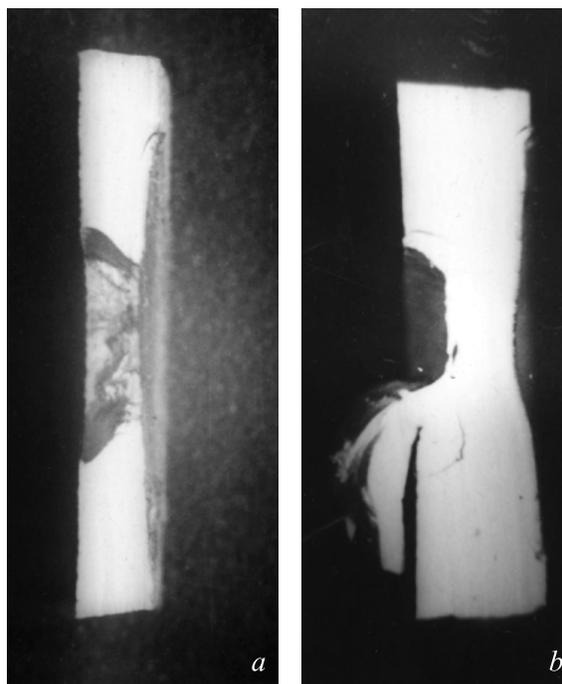
В первых экспериментах обнаружено, что при воздействии на резину сильноточного электронного пучка с током 20 kA в образцах резины с толщиной вплоть до 4 mm образуется сквозное отверстие. При дальнейшем увеличении толщины резины возникает задний откол в виде „классической тарелочки“ толщиной около 2 mm. При этом четко наблюдается и передний откол глубиной около 0.2–0.25 mm. Это иллюстрируют фотографии (рис. 3). При толщинах резины, превышающих 6 mm, задний откол не реализуется.

Из результатов фотометрирования полученных обскурограмм следует, что площадь области взаимодействия электронного пучка с резиной составляет 1 cm<sup>2</sup>. Это позволяет оценить энерговыход электронного пучка в фокальное пятно. При токе пучка  $J = 20$  kA, энергия электронов  $E = 300$  keV, длительности пучка  $\tau_0 = 100$  ns, плотность потока энергии равна 600 J/cm<sup>2</sup>, а плотность потока мощности  $6 \cdot 10^9$  W/cm<sup>2</sup>.

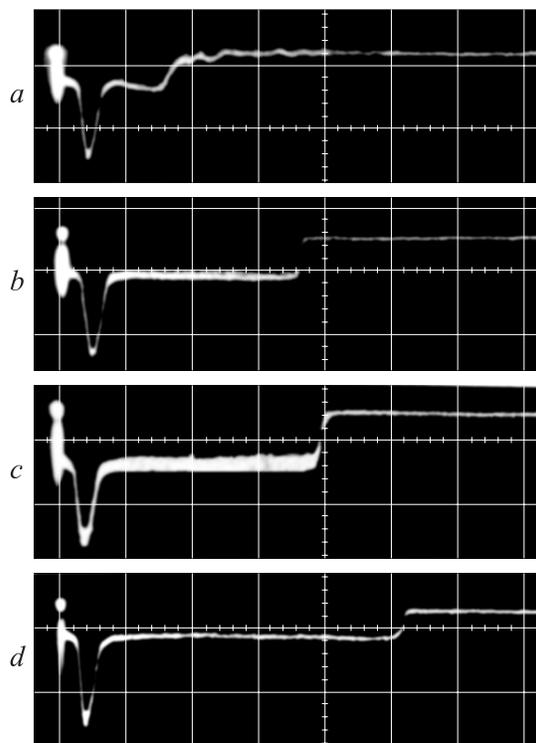
Выход ударной волны на свободную поверхность и профили массовой скорости регистрировались лазерным интерферометром (рис. 4). При скоростях свободной поверхности больше 100 m/s разрешения системы было недостаточно для получения профиля скорости и сигнал интерферометра использовался только для регистрации времени выхода ударной волны на свободную поверхность. Слева на всех интерферограммах виден узкий импульс отрицательной полярности, соответствующий



**Рис. 2.** Осциллограммы, характеризующие работу ускорителя. 1 — напряжение на диодном промежутке, 2 — ток, измеренный поясом Роговского, 3 — общий ток ускорителя.



**Рис. 3.** Мишени из резины толщиной 3.5 mm (a) и 5.5 mm (b) после воздействия электронного пучка.



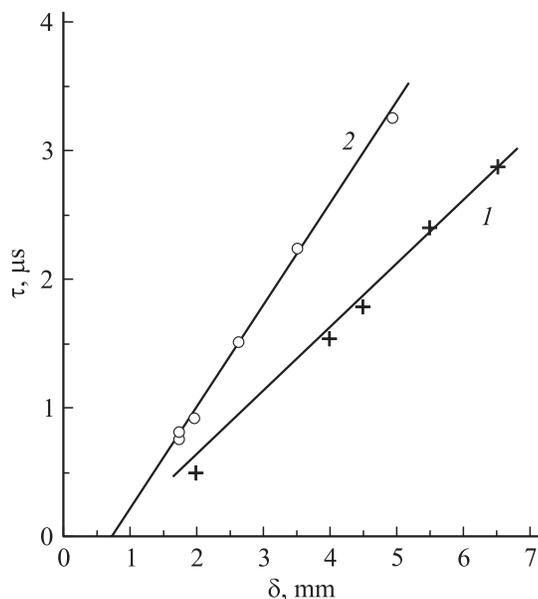
**Рис. 4.** Интерферограммы, показывающие момент времени выхода ударной волны (сильного воздействия) на заднюю поверхность мишени. Толщины: a — 2.0, b — 4.0, c — 4.5, d — 5.5 mm. В одной клетке 0.5  $\mu$ s.

ющий сигналу рентгеновского датчика. Этот сигнал является реперной меткой, показывающей начало взаимодействия пучка с мишенью. Из данных, приведенных на рис. 4, видно, что движение тыльной поверхности мишени наступает со сдвигом по времени относительно реперной метки. Величина сдвига возрастает с увеличением толщины мишени.

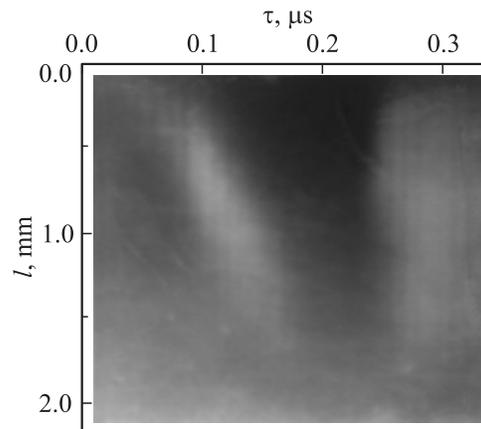
Используя мишени различной толщины, по наклону прямой выхода ударной волны на свободную поверхность мишени можно определить среднюю скорость ударной волны и глубину зоны энерговыделения. Зависимость от толщины мишени времени выхода ударной волны на заднюю поверхность мишени показана на рис. 5. Из рис. 5 (прямая 1) следует, что средняя скорость ударной волны  $D = 2.0 \text{ km/s}$  и глубина зоны энерговыделения  $0.7 \text{ mm}$ .

При взаимодействии сильнофокусированного электронного пучка с резиной из фокального пятна навстречу пучку распространяются продукты терморазложения резины. На рис. 6 приводится фотохронограмма с динамикой такого взаимодействия. Виден разлет вещества мишени навстречу пучку (сверху вниз на рисунке) в виде наклонной полосы с достаточно четкими фронтами и приход катодной плазмы с неразрешаемой при данной развертке скоростью (светлая область справа). Из фотохронограммы следует, что скорость разлета газообразных продуктов терморазложения резины достигает  $12\text{--}15 \text{ km/s}$ .

Эксперименты по определению значения коэффициента Грюнайзена проводились в другом режиме работы установки. Было показано, что при уменьшении тока ускорителя до  $8\text{--}10 \text{ kA}$  (за счет увеличения зазора между катодом и анодом ускорителя) через отверстие в аноде диаметром  $3 \text{ mm}$  проходит расширяющийся



**Рис. 5.** Зависимость от толщины мишени времени выхода сильного возмущения и слабого возмущения на свободную поверхность мишени.

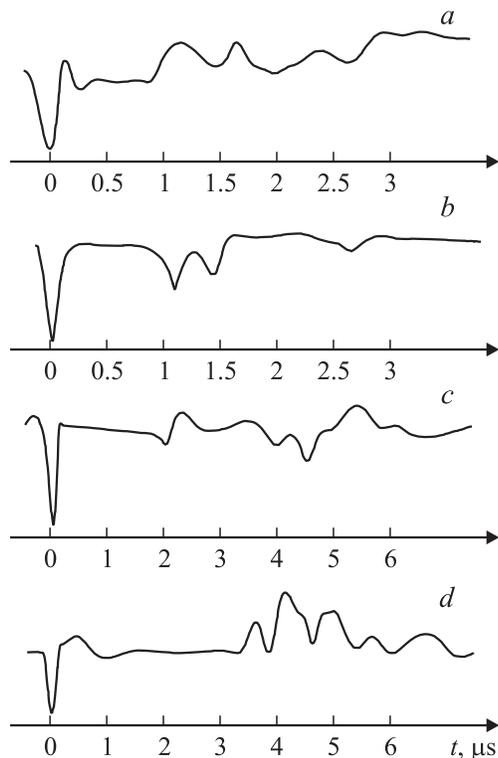


**Рис. 6.** Фотохронограмма, иллюстрирующая разлет резины навстречу электронному пучку.

электронный пучок с током  $50\text{--}400 \text{ A}$  малой длительности (рис. 2). На мишень падал электронный пучок диаметром  $2 \text{ cm}$ . Данные по фотометрированию пленки цветового индивидуального дозиметра, помещенного на месте расположения мишеней, свидетельствуют о достаточно однородном сечении электронного пучка, что говорит о равномерной экспозиции зоны энерговыделения по сечению с точностью не хуже  $10\%$ . В этом режиме интерферометр позволял определить скорость движения задней поверхности мишени и момент выхода слабого возмущения на тыльную поверхность. На рис. 7 представлена подборка интерферограмм, показывающая движение свободной поверхности мишеней разной толщины при воздействии электронного пучка.

Сравнение интерферограмм для мишеней различной толщины позволяет в опытах по регистрации термоупругого отклика измерить скорость звука  $C_s$  и глубину зоны энерговыделения в исследуемых образцах, что упрощает обработку и анализ интерферограмм.

Время выхода термоупругого отклика на тыльную поверхность мишени в зависимости от толщины мишени приведено на рис. 5 (прямая 2). Из рис. 6 видно, что скорости распространения термоупругого отклика, т. е. продольная скорость звука  $C_s$ , составляют  $1.3 \pm 0.1 \text{ km/s}$ , а глубина зоны энерговыделения  $h = 0.7 \text{ mm}$ . Это означает, что время разгрузки зоны энерговыделения  $\tau_p = h/C_s$  превышает в  $10\text{--}12$  раз длительность импульса электронного пучка  $\tau_n$  и скорость задней поверхности должна менять знак через  $0.5\text{--}0.6 \mu\text{s}$  после прихода импульса на заднюю поверхность мишени. На интерферограмме на рис. 7, с стрелкой отмечено появление повторного импульса термоупругого отклика, прошедшего двойную толщину мишени. Время прохождения двойной толщины ( $3.5 \text{ mm}$ ) соответствует  $2.7 \mu\text{s}$ , откуда следует, что  $C_s = 1.3 \text{ km/s}$  в полном соответствии с наклоном прямой 2 на рис. 5. Интерферограммы рис. 7, а и б получены в режиме плотности энергии электронного пучка  $1.0 \text{ J/cm}^2$  при длительности импульса тока в пер-



**Рис. 7.** Интерферограммы, иллюстрирующие движение тыльной свободной поверхности мишеней различной толщины. *a* — 2.0, *b* — 1.75, *c* — 1.75, *d* — 5.0 mm.

вом случае  $\tau_{п} = 80$  ns, во втором случае  $\tau_{п} = 40$  ns. Из интерферограмм следует, что максимальная скорость задней поверхности составляет 11–12 м/с, а максимальное перемещение  $L$  равно 5 и 5.4  $\mu\text{m}$  соответственно. Интерферограмма рис. 7, *d* показывает, что максимальная скорость задней поверхности достигает 13 м/с при плотности энергии 1.3  $\text{J}/\text{cm}^2$ , а максимальное перемещение  $L = 5.8$   $\mu\text{m}$ .

## Обсуждение результатов

Определенная экспериментально глубина зоны энерговыделения  $h = 0.7$  mm достаточно хорошо совпадает с ее значением, полученным при численном моделировании поглощения электронов в резине. Экстраполированная глубина зоны энерговыделения, рассчитанная по методу [7], равна 0.75 mm для энергии электронов 0.3 MeV.

Глубина переднего откола, составляющая 0.2–0.3 mm, соответствует одной трети глубины зоны энерговыделения, что находится в согласии с [8]. Интересен факт регистрации заднего откола в режиме, который не всегда просто получается во взрывных экспериментах. Согласно [2,8], необратимые разрывные явления при статическом нагружении в резине происходят тогда, когда относительное удлинение достигает 600%. Глубина заднего откола лежит в диапазоне 1.5–2 mm, что приблизительно составляет 2 глубины зоны энерговыделения

и говорит о сильном расплывании ударной волны внутри резины (толщина откольной пластины пропорциональна длине импульса сжатия). Отсутствие откола в резине толщиной 6.0 mm и его наличие в образцах резины толщиной 5.5 mm говорят о наличии сильного затухания в такой среде и согласуются с данными ударно-волновых экспериментов [8].

Экспериментально полученные значения максимальной скорости движения задней поверхности мишени при воздействии слаботоочного электронного пучка позволяют оценить коэффициент Грюнайзена белой вакуумной резины. Согласно [9], коэффициент Грюнайзена  $\Gamma_0$  равен

$$\Gamma_0 = \frac{\rho_0 C_s^2 L \alpha}{Q - \Delta Q},$$

где  $\rho_0$  — начальная плотность резины,  $C_s$  — скорость звука,  $L$  — максимальное перемещение задней поверхности мишени,  $Q$  — плотность потока энергии электронного пучка,  $\alpha$  — поправка на немгновенность энерговыделения,  $\Delta Q$  — поправка на затухание импульса давления при его прохождении в глубь мишени.

При использовании тонких мишеней, толщина которых превышает лишь в 2–2.5 раза глубину зоны энерговыделения, по-видимому, поправкой на затухание импульса давления можно пренебречь. Поправка на немгновенность энерговыклада  $\alpha$  зависит от отношения  $\tau_{п}/\tau_{р}$  и вида профиля поглощения энергии электронного пучка. Эффект конечности времени энерговыделения для разных профилей различен [5], однако ввиду малости отношения  $\tau_{п}/\tau_{р} \leq 0.1$  в настоящей работе эту поправку можно не учитывать, так как ее вклад составляет менее 5%. Считая, что  $\rho_0 = 1.2 \cdot 10^3$   $\text{kg}/\text{m}^3$ ,  $C_s = 1.3$   $\text{km}/\text{s}$ , из интерферограмм на рис. 7, *a* и *b* получим, что эффективное значение коэффициента Грюнайзена  $\Gamma_0 = 1.1 \pm 0.1$ .

Надо отметить, что, хотя длительности  $\tau_{п}$  при получении интерферограмм 7, *a* и *b* различаются в 2 раза, значения коэффициентов Грюнайзена отличаются мало, что свидетельствует в пользу малого влияния немгновенности энерговыклада в настоящей работе.

Из обработки интерферограммы рис. 7, *d*, относящейся к воздействию электронного пучка на толстую мишень, получается заниженное значение  $\Gamma_0 = 0.9$ . Это означает, что необходимо учитывать поправку на затухание импульса давления. На интерферограмме рис. 7, *c* четко видно изменение формы отраженного повторного импульса. Это также свидетельствует о недостаточно хорошей применимости акустического приближения.

Можно воспользоваться измеренным коэффициентом Грюнайзена и оценить максимально возможное давление в фокальном пятне электронного пучка в резине в случае больших плотностей тока ускорителя „Кальмар“, предполагая, что в этом случае коэффициент Грюнайзена может только уменьшаться.

При плотности тока  $J = 20$   $\text{kA}/\text{cm}^2$ , энергии электронов  $E = 300$  keV, длительности импульса тока

$\tau_0 = 10^{-7}$  s, глубине зоны энерговыделения  $h = 0.7$  mm объемная плотность энергии  $w = 8.5 \cdot 10^9$  J/m<sup>3</sup>. Это означает, что при  $\Gamma_0 = 1.1$  давление  $p$  в зоне энерговыделения сильноточного электронного пучка составляет  $p \leq 55$  kbar.

Для получения значения коэффициента Грюнайзена белой вакуумной резины в широком диапазоне плотностей энергии необходимо проведение численного моделирования генерации и прохождения по резине волн давления. Однако используемый в данной работе способ измерения коэффициента Грюнайзена, определяемый в одних и тех же условиях эксперимента, позволяет сравнить коэффициенты Грюнайзена у исследуемых веществ и выбрать материалы с максимальным или минимальным коэффициентом Грюнайзена.

## Выводы

1. Экспериментально исследовано поведение каучукоподобного материала при воздействии на него кратковременного импульса давления, возбуждаемого сильноточным электронным пучком.

2. Измерена величина термодинамического коэффициента Грюнайзена ( $\Gamma_0 = 1.1$ ) белой вакуумной резины, определена динамика волн давления при изохорическом нагреве.

3. Зарегистрированы передние и задние отколы в образцах из белой вакуумной резины при воздействии сильноточного импульсного электронного пучка.

4. Представленные результаты могут быть полезны в тех областях техники, где используются сильноточные электронные и ионные пучки малой длительности.

## Список литературы

- [1] Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Бауманг К. Препринт ИВТАН. № 1-394.
- [2] Калмыков Ю.Б., Канель Г.И., Пархоменко И.П., Уткин А.В., Фортвов В.Е. // ПМТФ. 1990. № 1. С. 126.
- [3] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [4] Perry F.C. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 12. P. 5017.
- [5] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Ивонин И.А., Петров В.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 9. С. 56.
- [6] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А. и др. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. С. 100.
- [7] Tabata T., Ito R. // Nucl. Sci. and Engin. Vol. 53. 1974. P. 1974.
- [8] Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
- [9] Oswald R.B., McLean F.B., Schallhorn D.R., Buxton L.D. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 9. P. 3463.