АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 2

УДК 534.232:539.1.04

АКУСТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВЫСОКООМНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ СИЛЬНОТОЧНЫМИ ПУЧКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

Геринг Г. И., Елисеев Н. А.

Исследовано акустическое излучение высокоомных диэлектриков, облучаемых сильноточными пучками электронов. Получено хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными. Показана возможность применения акустических эффектов для прогнозирования поведения материалов в поле мощных радиационных воздействий.

Одна из важнейших проблем радиационной акустики — генерация и воздействие на среду импульсов механических напряжений от различных видов излучений. Результаты имеющихся теоретических и экспериментальных работ свидетельствуют о том, что акустическое излучение является универсальной реакцией среды на излучение, а основной вклад в процесс генерации звука определяется тепловым расширением среды [1, 2]. В металлах, жидкостях все возможные механизмы генерации звука дают лишь небольшой вклад по сравнению с тепловым механизмом [2]. Однако имеется обширный класс материалов — высокоомные диэлектрики, акустическое излучение которых под действием сильноточных электронных пучков (СЭП) возникает за счет теплового и пондеромоторного механизмов, причем вклад последнего может быть соизмерим с тепловым. Это связано с тем, что объемные силы в однородном диэлектрике определяются как неоднородным температурным полем, так и электрическим полем термализованных электронов [3]:

$$F_i(\mathbf{r},t)=-\alpha K\frac{\partial T(\mathbf{r},t)}{\partial x_i}-\frac{\varepsilon_0}{2}\left(\frac{a_1}{2}+a_2\right)\frac{\partial E^2}{\partial x_i}+\frac{\varepsilon_0}{2}\left(1-\frac{a_1}{2\varepsilon}\right)\rho_e E_i, \qquad (1)$$

где α — коэффициент теплового расширения; K — модуль всестороннего сжатия; T — изменение температуры в точке $\mathbf{r}$ к моменту t; ε_0, ε — диэлектрические проницаемости вакуума и недеформированного тела; a_1 и a_2 — скалярные постоянные диэлектрика; ρ_e — плотность зарядов; E — напряженность электрического поля.

Акустические смещения для неограниченной среды удовлетворяют неоднородному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 U(\mathbf{r},t)}{\partial t^2}-\frac{\lambda_{iklm}}{\rho}\frac{\partial^2 U_m(\mathbf{r},t)}{\partial x_k\,\partial x_l}=\frac{F_i(\mathbf{r},t)}{\rho}, \qquad (2)$$

где λ_{iklm} — тензор модулей упругости; ρ — плотность вещества.

Температурное поле в мишени определяется уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T(\mathbf{r},t)}{\partial t}-\varkappa\Delta T(\mathbf{r},t)=\frac{Q(\mathbf{r},t)}{\rho c}, \qquad (3)$$

где $\varkappa$, c — коэффициент температуропроводности и теплоемкость вещества мишени соответственно; $Q(\mathbf{r},\ t)$ — энергия, переданная электронным пучком единице объема вещества в единицу времени.

С целью выявления роли пондеромоторных сил в формировании акустического отклика рассмотрим практически важный случай, допускающий относительно простую экспериментальную проверку — одномерную реакцию диэлектрика на импульсное облучение электронным пучком. Если в

качестве детектора акустического излучения использовать пъезодатчик давления, то целесообразно от уравнения для смещений (2) перейти к уравнению для напряжений.

Неоднородное волновое уравнение генерации динамических напряжений, зависящих от одной пространственной переменной x, запишется в виде

$$\frac{\partial^2\sigma(x,t)}{\partial x^2}-\frac{1}{s^2}\frac{\partial^2\sigma(x,t)}{\partial t^2}=\frac{\alpha K}{s^2}\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial t^2}+\frac{(\varepsilon-a)\varepsilon_0}{2s^2}\frac{\partial^2 E^2}{\partial t^2}-$$
$$-\frac{\varepsilon_0\varepsilon}{2}\frac{\partial^2 E^2(x,t)}{\partial x^2}, \qquad (4)$$

где s — скорость звука.

Если началу облучения соответствует момент времени $t=0$, то уравнение (4) имеет нулевые начальные и граничные условия: $\sigma(x, 0)=0$; $\partial\sigma(x, t)/\partial t|_{t=0}=0$; $\sigma(0, t)=0$; $\sigma(\infty, t)=0$.

В случае, когда за время формирования акустического импульса изменением температурного $T(x, t)$ и электрического $E(x, t)$ полей можно пренебречь, а функции $T(x, t)$ и $E(x, t)$ определяются выражениями $T(x, t)=T(x)\delta(t)$; $E(x, t)=E(x)\delta(t)$, решение уравнения (4) получаем в виде

$$\sigma(x,t)=\theta_1(x,t)\left[\frac{\alpha K}{2}T(st-x)-\frac{\varepsilon_0 a}{4}E^2(st-x)\right]-$$
$$-\theta_2(x,t)\left[\frac{\alpha K}{2}T(x-st)-\frac{\varepsilon_0 a}{4}E^2(x-st)\right], \qquad (5)$$

где

$$\theta_1(x,t)=\begin{cases}1, & st-x>0;\\ 0, & st-x\leqslant 0;\end{cases}\qquad \theta_2(x,t)=\begin{cases}1, & x-st>0;\\ 0, & x-st\leqslant 0,\end{cases}$$

$\delta(t)$ — дельта-функция Дирака, a — постоянная диэлектрика.

Сравнение амплитуд термоупругого и пондеромоторного импульсов (5) показывает, что с увеличением электрического поля вклад пондеромоторного механизма в генерацию акустических импульсов быстро растет и при электрических полях, близких к пробивным, сравним с тепловым механизмом. При достижимых в настоящее время дозах излучения возникающие электрические и механические поля вызывают хрупкое разрушение и электрический пробой [4]. Для выявления физической картины разрушения необходимо разделить вклады основных факторов воздействия СЭП на потерю механической и электрической устойчивости диэлектриков.

В данной работе для решения этой задачи используется акустический метод. Основное достоинство метода состоит в том, что он позволяет разделить вклады различных акустических мод в явление разрушения и одновременно получить информацию о величине и распределении электрического поля в диэлектрических материалах. Экспериментально исследовалось акустическое излучение неорганических и органических диэлектриков при облучении СЭП ускорителя ГИН-400 с максимальной энергией частиц 0,3 МэВ и длительностью импульса 10^{-8} с. Регистрация акустических импульсов осуществлялась с помощью пьезодатчика на основе ЦТС-19. Облучаемые образцы представляли собой плоскопараллельные пластины с размерами $10\times10\times h$ мм^3, где толщина h варьировалась для различных материалов в зависимости от условий эксперимента. Результаты экспериментальных исследований показали, что по разрушающему воздействию СЭП на диэлектрические материалы последние можно разделить на три класса.

Первый класс — диэлектрики с относительно низкой исходной и высокой радиационной проводимостью (ионные кристаллы: NaCl, KCl, KBr). Из-за высокой проводимости в процессе облучения электрическое поле объемного заряда недостаточно для развития электроразрядных процессов и проявления пондеромоторных сил. Основным фактором разрушающего

воздействия СЭП на эти материалы является возбуждение в них импульсов термоакустических напряжений.

Второй класс — диэлектрики с низкой исходной и радиационной проводимостью (полимеры: полиэтилен, фторопласт, полиимид, ПММА). Они эффективно накапливают заряд, в них возникают сильные внутренние электрические поля. Разрушение развивается в условиях одновременного воздействия интенсивных термоакустических и электрических полей.

Третий класс образуют диэлектрики, которые в зависимости от геометрии и условий облучения разрушаются либо под действием импульсов термоакустических напряжений, либо в результате электрического разряда.

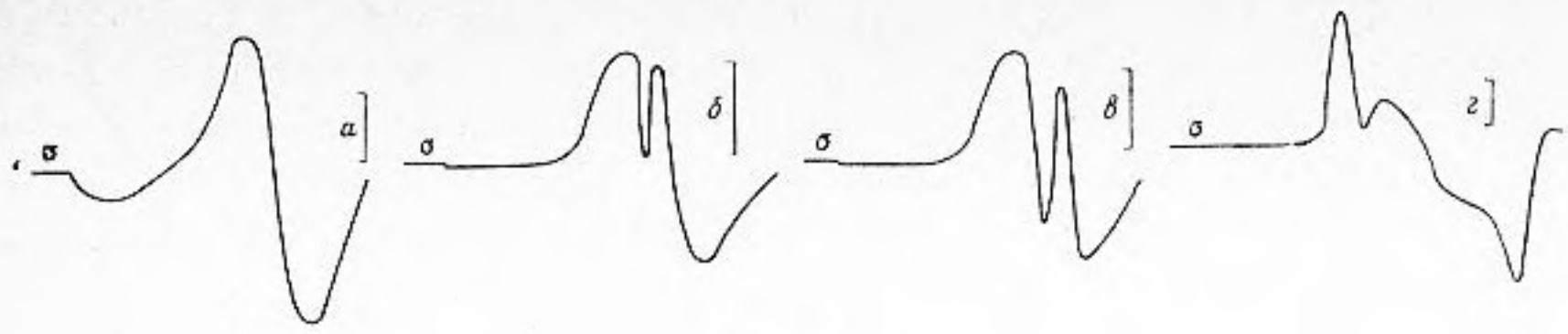
Характерные особенности разрушения диэлектриков первого класса исследовались на модельных материалах NaCl, KCl. При взаимодействии аксиально-симметричного пучка с пластиной однородного материала в ней возбуждаются плоские, цилиндрические, поверхностные волны. В [5] прямыми экспериментами было показано, что наиболее низкие пороги разрушения ионных кристаллов обусловлены взаимодействием цилиндрических волн с краевыми микротрещинами.

Характерным видом ударно-волнового разрушения в поле плоских волн является откол. Интерес к исследованию откольного разрушения связан с тем, что откол является пока единственным физическим методом экспериментального определения прочности твердых тел. Закономерности откольного разрушения исследовались на ионных кристаллах NaCl, KCl с размерами $10\times10\times2$ мм^3. Чтобы исключить влияние цилиндрических волн на характер разрушения, перед исследуемым образцом располагался металлический поглотитель. Облучение поглотителя приводит к возбуждению в нем акустического импульса, который и направляется на исследуемый образец. В результате взаимодействия набегающего импульса с его отраженной частью на некотором расстоянии от тыльной поверхности образца возникает импульс растяжения удвоенной амплитуды. В сечении, где материал не в состоянии выдержать растягивающие напряжения, начинается разрушение. Основные особенности откольного разрушения состоят в следующем.

Разрушение в плоскости откола является многоочаговым, каждый очаг служит центром зарождения соответствующей периодической структуры разрушения [6]. Средняя глубина залегания трещин (сечение откола) хорошо коррелирует с расстоянием от поверхности образца, где растягивающие напряжения достигают максимального значения.

Возможности акустического метода при исследовании разрушающего воздействия СЭП на диэлектрические материалы с относительно низкой исходной и радиационной проводимостью рассмотрены на примере полиметилметакрилата (ПММА). Результаты экспериментальных исследований показали, что в процессе периодического облучения изменяется форма акустического импульса, отражая характерные стадии процесса электризации.

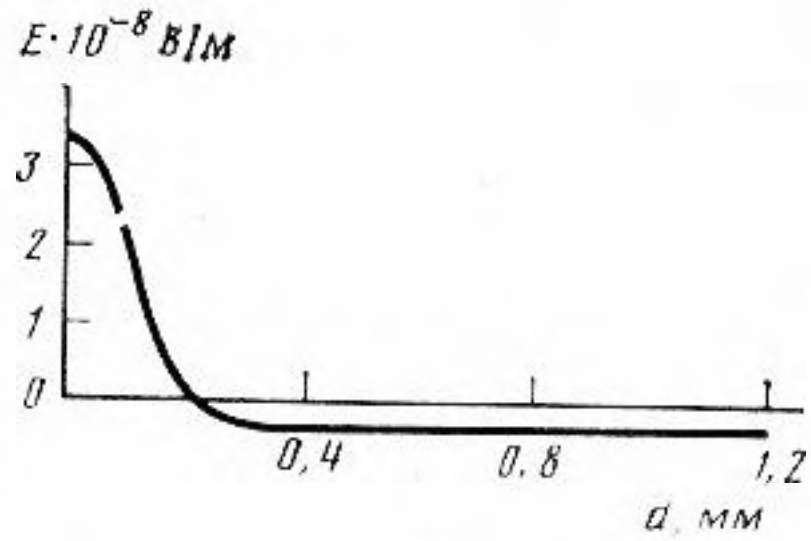
При однородном облучении короткозамкнутого заземленного образца, толщина которого много меньше поперечных размеров, его реакция является одномерной и может быть представлена выражением (5). Если вклад пондеромоторных сил в генерацию акустического сигнала по сравнению с термоупругими мал, акустический импульс имеет типичную биполярную форму. Повторное облучение приводит к накоплению заряда, увеличению внутреннего электрического поля. Соответствующая пондеромоторная составляющая силы вызывает изменение акустического импульса — появление отрицательной ступеньки перед термоупругим сигналом. По мере накопления заряда акустический сигнал, вызванный пондеромоторными силами, увеличивается и после определенного числа импульсов инжекции стабилизируется (фиг. 1, *а*). Насыщение имеет место при установлении равновесия между процессами накопления и релаксации заряда. Анализ экспериментальных данных показывает, что форма акустического сигнала существенно зависит от величины заряда, вносимого в образец при каждом импульсе облучения. В случае, если инжектированный за импульс



Фиг. 1

Фиг. 1. Влияние электрического поля объемного заряда на форму акустического импульса в ПММА, облучаемого пучком электронов плотностью, см$^{-2}$: *а* – $0{,}8\cdot10^{12}$, масштаб σ – 0,1 МПа/дел; *б–г* – $3\cdot10^{12}$, масштаб σ – 0,5 МПа/дел

Фиг. 2. Распределение напряженности электрического поля по толщине образца



Фиг. 2

заряд превышает $2\cdot10^{-4}$ Кл/м^2, одновременно с появлением отрицательной ступеньки наблюдаются изменения формы акустического сигнала (фиг. 1, *б*).

Для теоретического описания акустической реакции этого класса материалов используется решение неоднородного волнового уравнения (4) с нулевыми начальными и граничными условиями. Электрическое поле (фиг. 2) задавалось с учетом длины свободного пробега электронов в веществе, внесенного заряда и корректировалось для получения хорошего согласия результатов расчета (фиг. 1, *в*) с экспериментом. Как видно из фиг. 1, учет пондеромоторных сил позволяет описать акустическую реакцию материалов, эффективно накапливающих заряд.

Многократное облучение приводит к деструкции образца и развитию электрического пробоя, который сопровождается резким изменением формы сигнала (фиг. 1, *г*). Скачкообразное изменение формы сигнала связано с появлением дополнительного источника тепла в результате электрического разряда. Возникающие при этом механические напряжения определяются выражением $\sigma(x,t)=\frac{\Gamma}{2}[\mathscr{E}_1(x-st)+\mathscr{E}_2(x-st)]$, где Г – параметр Грюнайзена; $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ – объемные плотности энергии, выделившейся в результате термализации электронов пучка и электрического разряда.

Исследование воздействия электронных пучков на диэлектрические материалы третьего класса выполнено на силикатном стекле. Характер акустического излучения стекла существенно зависит от геометрии образцов и параметров излучения. Для короткозамкнутых заземленных плоскопараллельных образцов с одномерной реакцией возбуждаемый акустический сигнал обусловлен тепловым расширением. С увеличением плотности электронного пучка вплоть до хрупкого разрушения амплитуда сигнала возрастает, но механизм генерации звука остается тепловым. Проявление только одного механизма объясняется высокой скоростью стекания инжектируемого заряда и отсутствием вследствие этого больших электрических полей в стекле. На образцах с изолированной облучаемой поверхностью наблюдается изменение формы акустического сигнала – появление импульса растяжения в необлученной части образца, как в ПММА (фиг. 1, *а*). Разрядка таких образцов происходит медленно, возникают сильные внутренние поля, приводящие к электрическому пробою с образованием каналов разряда через необлученную часть образца.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что акустические импульсы, возбуждаемые СЭП, можно использовать для определения динамической прочности твердых тел, зондирования зарядового состояния, определения величины и распределения электрического

поля высокоомных диэлектриков, детектирования параметров электронных пучков. При этом существенно, что экспериментально наблюдаемое влияние пондеромоторных сил на акустическую реакцию расширяет возможности акустического метода исследования свойств конденсированных сред и параметров самого излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Залюбовский Н. И., Калиниченко А. И., Лазурик В. Т.* Введение в радиационную акустику. Харьков.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1986. С. 168.
2. *Лямшев Л. М., Челноков Б. И.* Основные механизмы генерации звука проникающим излучением в конденсированных средах // Радиационная акустика/Под ред. Лямшева Л. М. М.: Наука, 1987. С. 8–26.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 620.
4. *Вайсбурд Д. И., Семин Б. Н., Таванов Э. Г. и др.* Высокоэнергетическая электроника твердого тела/Под ред. Вайсбурда Д. И. Новосибирск: Наука, 1982. С. 227.
5. *Беспалько А. А., Блинов В. И., Геринг Г. И.* Роль импульсов упругих напряжений в явлении хрупкого разрушения ионных кристаллов при электронном облучении // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1113–1116.
6. *Блинов В. И., Геринг Г. И., Ковивчак В. С.* Эволюция периодической структуры разрушения ионных кристаллов при электронном облучении // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 19. С. 1194–1197.

Омский государственный университет

Поступила в редакцию
3.VI.1988