

УДК 622.02:537.8

**ПРЕОБРАЗОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК СЛОИСТЫХ И ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУР**

А. А. Беспалько, Ю. Н. Исаев, Л. В. Яворович

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
E-mail: lusi@tpu.ru, просп. Ленина, 30, 634050, г. Томск, Россия*

Приведены результаты математических расчетов изменения параметров электромагнитных сигналов в модельной слоистой и дефектной диэлектрической твердотельной структуре при импульсном акустическом возбуждении. Показано, что в результате акустоэлектрических преобразований в таких структурах на двойных электрических слоях происходит передача энергии воздействующих акустических импульсов в энергию электромагнитных откликов. При этом амплитудно-частотные параметры излучаемых электромагнитных сигналов находятся в непосредственной связи с характеристиками детерминированных акустических воздействий и зарядовым состоянием слоистых и дефектных структур

Детерминированный акустический сигнал, электромагнитный сигнал, слоистая структура, заряженный дефект, двойной электрический слой, амплитудно-частотные параметры

При разрушении твердых тел, в том числе и горных пород, наряду с имеющимися объемными дефектами возникают протяженные нарушения в виде микротрещин [1–3]. Прорастающие микротрещины испускают акустические импульсы с параметрами, определяемыми их размерами и скоростью раскрытия [4–6]. Акустические импульсы при своем распространении взаимодействуют с имеющимися и вновь возникшими дефектами. В результате такого взаимодействия колеблющиеся заряды или двойные электрические слои [7, 8] на границах раздела сред, включений или блоков, на бортах трещин или на других дефектах структуры диэлектрических материалов излучают электромагнитные сигналы (ЭМС) [9, 10]. Интенсивность излучения ЭМС определяется вектором Умова–Пойнтинга [7].

Цель настоящей работы — получение качественной связи между акустическим воздействием на образец горной породы и электромагнитным сигналом, возникающим в образце в результате такого воздействия. Для этого рассматривается связь параметров электромагнитных сигналов гетерогенных слоистых и дефектных структур с детерминированным акустическим воздействием. В качестве физической модели в гетерогенных диэлектрических структурах используется возбуждение ЭМС в результате акустоэлектрических преобразований. Лабораторными экспериментальными исследованиями показано [11–16], что такие преобразования являются одним из основных способов возбуждения ЭМС в гетерогенных материалах. Регистрация ЭМС в условиях эксперимента осуществлялась с помощью емкостного датчика, который устанавливался около одной из граней образца [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания в сфере научной деятельности и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-08-00395).

Для получения качественной зависимости достаточно использовать уравнения в одномерном случае $\{x\}$, но при этом необходимо учитывать временную координату t , что и было реализовано при проведении расчетов.

На первом этапе исследований стояла задача проведения математического моделирования влияния слоистости образцов на параметры электромагнитного отклика при детерминированном акустическом воздействии. В расчетах применялась модель образца со слоистой диэлектрической структурой, который разделен на четыре части (на рис. 1 показан цилиндрический образец, разделенный на четыре равные части). Две крайние части имели плотность $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$, а средние — плотность $2 \cdot 10^3$ и $3 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ соответственно. Возбуждение проводилось точечным источником, расположенным на границе диэлектрического слоистого образца. Поскольку среда является слоисто-неоднородной, то распределение скорости акустической волны, как и плотности среды, задавали в виде кусочно-постоянных функций (рис. 1а). На вход образца подавали детерминированный акустический сигнал в виде импульсного воздействия заданной формы (рис. 1б). Акустические возмущения приводили в движение двойные электрические слои на границах раздела сред и локальных неоднородностях образца.

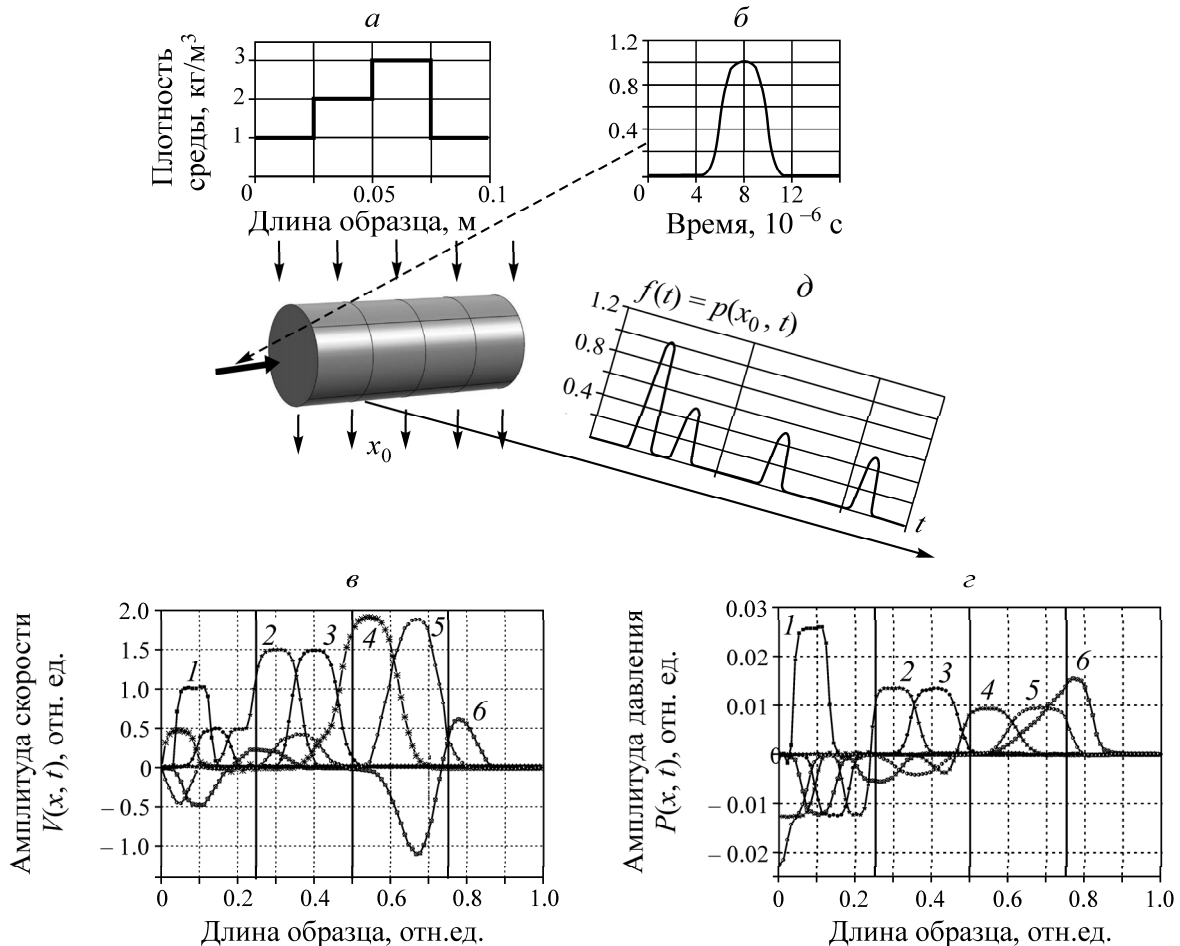


Рис. 1. Графическое представление результатов математического моделирования влияния слоистости образцов на параметры электромагнитного отклика при детерминированном акустическом воздействии: а — распределение плотности среды в виде кусочно-постоянных функций; б — вид импульсного воздействия; в — скорость смещения частиц среды в разные моменты времени; г — динамика изменения давления в моменты времени, соответствующие скорости смещения частиц среды; д — распределение давления в фиксированной точке образца; линии 1–6 соответствуют $t = (0.7 - 1.8 - 2.2 - 2.7 - 3.1 - 3.5) \cdot 10^{-3} \text{ с}$

Расчеты выполняли в следующей последовательности. Сначала определяли распределение возмущений в модели путем решения нестационарного уравнения акустики с последующим определением распределения давления и скорости при известной плотности среды. Затем решали задачу возбуждения ЭМС колеблющимися зарядами или двойными электрическими слоями.

Расчеты возникающих смещений и давления в определенных точках модельной среды проводили, пренебрегая поперечными ультразвуковыми волнами. Распространение ультразвука в образце в одномерном приближении описывали следующими уравнениями акустики [17]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} + \rho_0 a_0^2 \frac{\partial u(x,t)}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $u(x,t)$ — скорость смещения точек среды; $p(x,t)$ — давление; ρ_0 — плотность; a_0 — скорость распространения ультразвука в среде.

Решение уравнения (1) проводили методом конечных элементов. Для расчета уравнений акустики использовался математический пакет COMSOL-Multiphysics-4.3a. Структура уравнений акустики такова, что при задании неоднородной плотности среды метод конечных элементов автоматически учитывает условия на границе раздела сред [18], т. е. на всех границах учитывается непрерывность скорости и давления. Результат решения уравнения приведен на рис. 1в, г. На рис. 1в показаны изменения скорости смещения частиц среды в разные промежутки времени при распространении акустического импульса через слоисто-неоднородный образец, а на рис. 1г — динамика изменения давления, возникающего при таких смещениях. Границы слоистого раздела модельного образца показаны вертикальными линиями.

На рис. 1в, г видно, что при прохождении акустических импульсов через среду со сложным структурным строением каждому моменту времени соответствует определенное смещение частиц и давление. При этом на границах возникают их отражения и преломления, а также колебания двойных электрических слоев. Колебания приводят к изменениям дипольных моментов и, как следствие, к излучению ЭМС [7]. Распределение давления в фиксированной точке образца зависит только от времени $f(t) = P(x_0, t)$ (рис. 1д). Воздействие возмущения на границу раздела сред можно описать дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = \lambda f(t),$$

где x — отклик динамической системы на возмущение, который является величиной, пропорциональной пространственной координате двойного электрического слоя, и соответствует отклонению слоя от положения равновесия; ω — резонансная частота колебаний динамической системы, находящаяся в диапазоне акустических частот; β — коэффициент упругости динамической системы (коэффициент демпфирования, отражающий затухание процесса); λ — коэффициент с размерностью м/кг², который влияет только на амплитуду колебаний, без ограничения общности его можно выбрать равным единице; $f(t)$ — импульсное акустическое воздействие. В дифференциальном уравнении функция $f(t)$ равна функции $P(x_0, t)$, полученной в результате расчета акустической задачи. Это давление в фиксированной точке образца (механическое напряжение) (рис. 1д), т. е. давление на границе раздела сред, где сосредоточены двойные слои. За счет волн отражения и преломления возникает череда импульсных функций с разной амплитудой.

Определим количественные значения величин ω и β предлагаемой динамической модели. Поскольку динамическая система входит в состояние резонанса при внешнем возмущении, каким является акустический сигнал, это означает, что в спектре регистрируемого ЭМС относительный вклад при резонансной частоте ω будет максимальным. Резонансная частота ω определяется шириной границы раздела, углом наклона диполя по отношению к направлению падающей акустической волны. Выбираем частоту динамической системы равной $\omega = 5.76 \cdot 10^5$ рад/с, которая соответствует частоте типичных максимумов в спектрах, полученных экспериментально [15].

Коэффициент демпфирования динамической системы β определяется “вязкостью” и упругостью системы, т. е. ее способностью противостоять внешнему возмущению. В спектре регистрируемого ЭМС величина β обусловлена шириной спектра. Чем уже спектр, тем меньше значение β и тем медленнее происходит затухание колебаний динамической системы. В соответствии с экспериментальными значениями [15] эту величину в модельном эксперименте можно выбрать $\beta = 6 \cdot 10^{-4}$ 1/с.

При моделировании будем учитывать, что до возмущения динамическая система находилась в положении равновесия, следовательно, начальные условия являются нулевыми.

Решение дифференциального уравнения находим численным методом Рунге–Кутты 4-го порядка [19] с помощью программно-интегральной среды MathCAD-13, предварительно записав его в виде системы уравнений первого порядка, что позволяет одновременно получить необходимые координаты $x(t)$ и скорость $y(t)$:

$$\begin{pmatrix} \frac{dx}{dt} \\ \frac{dy}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\omega^2 & -2\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ f(t) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Полученное решение является величиной, пропорциональной плечу диполя с зарядом q , которое смещается прямо пропорционально изменениям координаты $x(t)$. В результате дифференцирования выражения (2) определяется ток, пропорциональный скорости смещения пространственной координаты зарядов двойного электрического слоя:

$$i(t) = \frac{d}{dt} q(t). \quad (3)$$

Данное выражение пропорционально первому уравнению системы (2) $dx/dt = y$. В результате можно определить изменения заряда $q(t)$ и тока смещения $i(t)$. Полученные решения $q(t)$ и $i(t)$ для оценки их спектрального состава раскладываются в ряд Фурье:

$$q(t) = \frac{b_0}{2} + \sum_{k=0}^N a_k \sin(\omega_k t) + b_k \cos(\omega_k t) = \operatorname{Re} \left(\frac{A_0}{2} + \sum_{k=1}^N A_k \exp(-j\omega_k t) \right), \quad j = \sqrt{-1}.$$

Коэффициенты разложения находятся выражениями:

$$a_k = \frac{2}{T} \int_0^T q(t) \sin(\omega_k t) dt, \quad b_k = \frac{2}{T} \int_0^T q(t) \cos(\omega_k t) dt,$$

$$\frac{A_0}{2} = \frac{b_0}{2} = \frac{1}{T} \int_0^T q(t) dt \quad \text{— среднее значение функции за период.}$$

Аналогичное представление справедливо и для тока смещения. Комплексная форма представления ряда удобна для использования быстрого преобразования Фурье.

Поскольку решение дифференциального уравнения получено в дискретном виде, для определения коэффициентов разложения использовалось быстрое преобразование Фурье при значениях $N = 2^9 - 1 = 511$. Результаты расчетов изменения заряда $q(t)$ и тока смещения $i(t)$ приведены на рис. 2. Видно, что изменение заряда на двойных электрических слоях под действием акустической волны приводит к возникновению и протеканию тока смещения через образец.

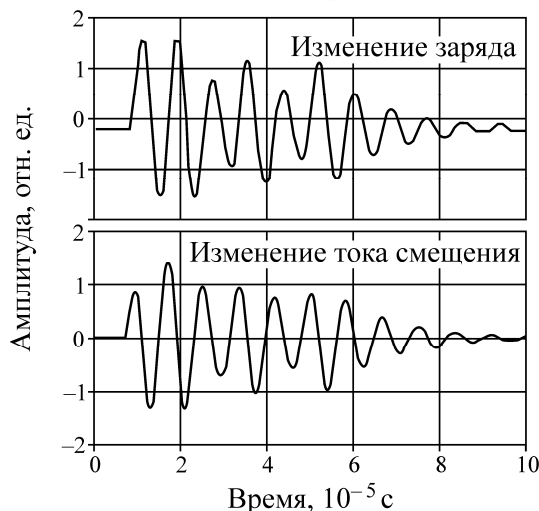


Рис. 2. Изменение заряда $q(t)$ и тока смещения $i(t)$ на границе раздела сред

Рассчитанные амплитудно-частотные спектры изменяющегося заряда $q(t)$ и тока смещения $i(t)$ приведены на рис. 3а, б соответственно. Различие их наблюдается только в низкочастотной области спектров. В результате изменений $q(t)$ и $i(t)$ слоистая диэлектрическая структура будет излучать ЭМС с параметрами, определяемыми распространяющимся детерминированным акустическим импульсом.

В реальных экспериментах акустическое возбуждение образцов диэлектрических материалов, в том числе горных пород, осуществлялось с помощью пьезоэлектрического излучателя или ударом шарика [20]. Акустическое воздействие имело форму, близкую к виду возбуждения, используемого для расчетов. В результате при акустическом возбуждении регистрировались ЭМС образцов горных пород, которые близки к расчетным по форме, временным и частотным параметрам [14].

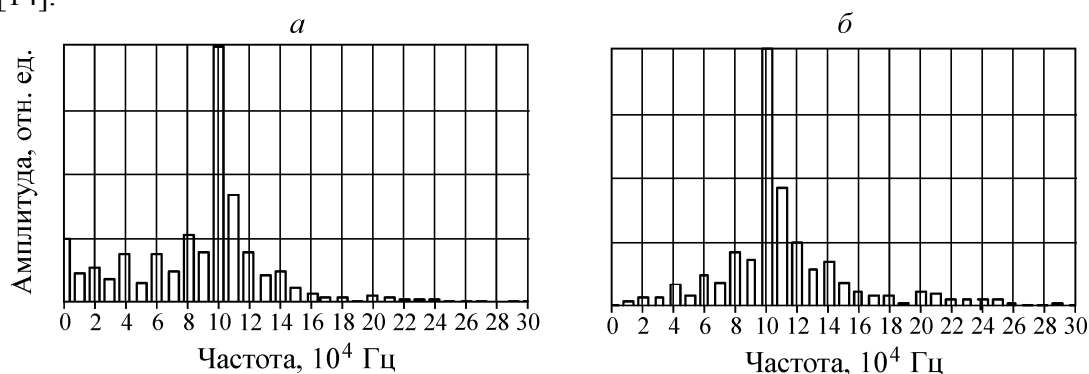


Рис. 3. Рассчитанные амплитудно-частотные спектры: а — заряда $q(t)$; б — тока смещения $i(t)$

Для выяснения влияния изменений зарядового состояния дефекта при возбуждении одинаковым акустическим импульсом, а также для определения влияния изменений амплитуды возбуждающего акустического импульса при постоянном зарядовом состоянии модельного де-

фекта проводились следующие оценки. Использовалось упрощенное представление о заряженном дефекте. Предполагалось, что в образце имеется воздушная полость (трещина) с емкостью, определяемой соотношением

$$C(x) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{x+d}. \quad (4)$$

Здесь d — ширина полости при отсутствии возмущения; $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; $S = 4 \cdot 10^{-4}$ м²; ε — диэлектрическая проницаемость полости; $x(t)$ — смещение сторон полости при внешнем возмущении. Наличие заряда q на обкладках конденсатора означает наличие разности потенциалов u . Пусть первоначальное значение напряжения $u(0) = E$, тогда уравнение для определения напряжения можно записать в виде

$$R \frac{d}{dt} [C(x(t))u(t)] + u(t) = 0,$$

где R — сопротивление образца. Учитывая, что емкость конденсатора изменяется со временем из-за смещения пластины, обусловленного возмущением среды, уравнение (4) можно переписать так:

$$C(x)R \frac{d}{dt} u(t) + u(t)R \left(\frac{d}{dx} C(x) \right) \frac{d}{dt} x(t) + u(t) = 0.$$

Разрешая уравнение относительно производной напряжения, получим

$$\frac{d}{dt} u(t) = - \frac{\left(v(t)R \frac{d}{dt} C(x) + 1 \right) u(t)}{C(x)R}. \quad (5)$$

При известном напряжении $u(t)$ можно определить заряд $q(t)$ и ток смещения $i(t)$, используя соотношения

$$q(t) = C(x(t))u(t), \quad i(t) = u(t)/R.$$

Будем считать, что деформация, вызванная акустическим возмущением, изменяется как $x(t) = \xi d \sin(\omega t)$, где ξ — доля смещения относительно d , а $v = dx/dt = \xi d \cos(\omega t)$ — скорость изменения деформации. В результате формула (4) примет вид

$$\frac{d}{dx} C(x(t)) = - \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{(x(t)+d)^2}. \quad (6)$$

Для решения дифференциального уравнения (5) использован численный метод Рунге – Кутты [19] и выбраны следующие параметры среды: сопротивление среды $R = 1$ кОм, диэлектрическая проницаемость полости среды $\varepsilon = 4$, площадь поперечного сечения конденсатора $S = 4 \cdot 10^{-4}$ м². При этом значение емкости конденсатора $C(0) = 3.54 \cdot 10^{-11}$ Ф в отсутствие возмущения определялось соотношением (4). Проведем оценку амплитуды отклика тока смещения от величины внешнего возмущения в фиксированный момент времени. В начальный момент времени задавали заряд на обкладках конденсатора $q(0) = E \cdot C(0)$ и определяли изменение напряжения $u(t)$, заряда $q(t)$ и тока смещения $i(t)$ при внешних воздействиях, вызывающих смещение стенок полости, амплитуда которого составляет $\xi = 8, 16, 32, 48\%$ от ширины полости $d = 1$ мм.

На рис. 4 показано изменение емкости $C(t)$ во времени, обусловленное внешним возмущением. Емкость рассчитывалась по соотношению (4). Видно, что увеличение смещения стенок полости приводит к уменьшению емкости. Это следует из соотношения (6). Производная емкости по координате всегда отрицательна (так как в знаменателе квадрат). Это означает, что увеличение смещения x уменьшает емкость. При гармоническом изменении смещения вокруг положения равновесия $x = 0$ видно, что при $x > 0$ емкость C уменьшается, а при $x < 0$ — увеличивается.

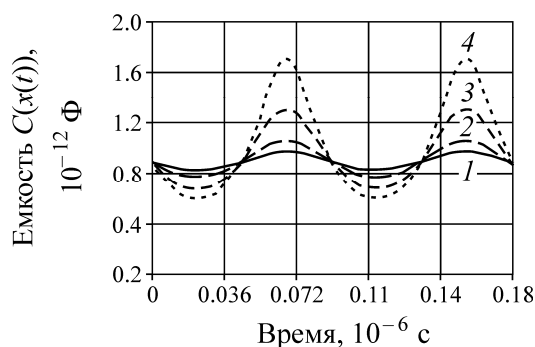


Рис. 4. Изменение емкости во времени при смещении стенок полости, %: 1 — 8; 2 — 32; 3 — 16; 4 — 48

Далее решали уравнение (5), используя метод Рунге–Кутты, при начальном напряжении $E = 1$ В и начальном заряде $q(0) = E \cdot C(0)$. Расчет показал, что внешнее возмущение $\xi \cdot d$ пропорционально амплитуде отклика тока смещения $i(t)$ в фиксированный момент времени. Проведем оценку зависимости тока смещения от заряда в фиксированный момент времени, например 0.7, 1.2, 1.4 и 1.6 с. В начальный момент времени задавались разные значения зарядов. При этом определялись изменения напряжения $u(t)$, заряда $q(t)$ и тока смещения $i(t)$ при одном и том же значении внешнего воздействия, вызывающего смещение стенок полости. Амплитуда смещения составляла $\xi = 15\%$ от ширины полости $d = 1$ мм.

На рис. 5 представлено изменение во времени тока смещения при одинаковом внешнем воздействии. Начальный заряд на обкладках конденсатора составлял: $q_1 = 0.7C(0) \cdot E$, $q_2 = 1.2C(0) \cdot E$, $q_3 = 1.4C(0) \cdot E$, $q_4 = 1.6C(0) \cdot E$. Результаты расчета отклика системы в фиксированный момент времени показали, что зависимость тока смещения $i(t)$ от заряда $q(t)$ линейно возрастает во всех случаях при одинаковом внешнем воздействии и пропорциональна смещению обкладок конденсатора.

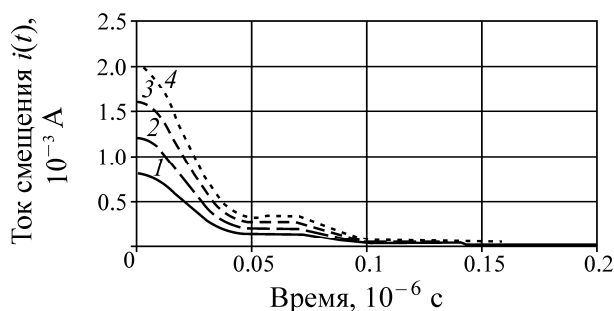


Рис. 5. Изменение во времени тока смещения при постоянном внешнем воздействии. Начальный заряд на обкладках конденсатора: 1 — q_4 ; 2 — q_3 ; 3 — q_2 ; 4 — q_1

ВЫВОДЫ

Проведено математическое моделирование процесса возбуждения электромагнитных сигналов импульсным акустическим воздействием. Дана оценка влияния слоистости образцов на параметры электромагнитного отклика при детерминированном акустическом воздействии на такие структуры и изменения параметров ЭМС при разных амплитудах акустического воздействия на дефектную структуру с постоянным зарядом.

Расчеты по приведенным моделям показали, что в результате акустоэлектрических преобразований на двойных электрических слоях происходит переизлучение энергии воздействующих акустических импульсов в энергию электромагнитных откликов. При этом амплитудно-частотные параметры излучаемых электромагнитных сигналов находятся в непосредственной

связи с характеристиками детерминированных акустических воздействий и зарядовым состоянием слоистых и дефектных структур. Установлено, что изменение амплитуды ЭМС линейно зависит от величины заряда на “обкладках” дефекта и от величины возбуждающего акустического импульса при постоянном зарядовом состоянии дефекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журков С. Н. Кинетическая концепция прочности твердых тел // Вестн. АН СССР. — 1968. — № 3. — С. 46 – 52.
2. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. — М.: Наука, 1974. — С. 193 – 228.
3. Ржевский В. В., Новик Г. Я. Основы физики горных пород. — М.: Недра, 1984. — 359 с.
4. Болотин Ю. И., Маслов Л. А., Полунин В. И. Установление корреляции между размером трещины и амплитудой импульсов акустической эмиссии // Дефектоскопия. — 1975. — № 4. — С. 119 – 122.
5. Носов В. В. Методика определения информативных параметров сигнала акустической эмиссии // Дефектоскопия. — 1998. — № 5. — С. 91 – 98.
6. Лавров А. В., Шкуратник В. Л. Акустическая эмиссия при деформировании и разрушении горных пород: обзор // Акуст. журн. — 2005. — Т. 51. Приложение. — С. 6 – 18.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — 656 с.
8. Вишневская Н. Л., Защинский Л. А. Расчет напряженности самосогласованного электрического поля, возникающего в диэлектрике при механическом воздействии // Изв. вузов. Физика. — 1977. — № 5. — С. 71 – 74.
9. Перельман М. Е., Хатиашвили Н. Г. Генерация электромагнитного излучения при колебаниях двойных электрических слоев и его проявления при землетрясениях // ДАН СССР. — 1983. — Т. 271. — № 1. — С. 80 – 83.
10. Хатиашвили Н. Г., Перельман М. Е. Генерация электромагнитного излучения при прохождении акустических волн через кристаллические диэлектрики и некоторые горные породы // ДАН СССР. — 1982. — Т. 263. — № 4. — С. 71 – 74.
11. Беспалько А. А., Гольд Р. М., Яворович Л. В., Дацко Д. И. Возбуждение электромагнитного излучения в слоистых горных породах при акустическом воздействии // ФТПРПИ. — 2003. — № 2. — С. 8 – 14.
12. Kockavy P., Pavelka J., and Sikula J. Characterization of acoustic and electromagnetic emission sources, Measurement Science and Technology, 2004, No. 15. — P. 973 – 977.
13. Беспалько А. А., Яворович Л. В., Федотов П. И. Связь параметров электромагнитных сигналов с электрическими характеристиками горных пород при акустическом и квазистатическом воздействиях // Изв. ТПУ. — 2005. — Т. 308. — № 7. — С. 18 – 23.
14. Беспалько А. А., Яворович Л. В., Суржиков А. П. Связь петрофизических свойств горных пород с изменением параметров электромагнитных сигналов при акустическом воздействии. — Томск: Изд-во ТПУ, 2011. — 120 с.
15. Bepal'ko A. A., Yavorovich L. V., and Fedotov P. I. Mechanoelectrical transformations in quartz and quartz-bearing rocks under acoustic action, Journal of Mining Science, 2007, Vol. 43, No. 5. — P. 472 – 476.
16. Bepalko A. A., Gol'd R. M., Yavorovich L. V., and Datsko D. I. Excitation of electromagnetic radiation in laminated rocks under acoustic influence, Journal of Mining Science, 2003, Vol. 39, No. 2. — P. 112 – 117.
17. Голямин И. П. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. — М.: Сов. энцикл., 1979. — 230 с.
18. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов — М.: Мир, 1979. — 392 с.
19. Хайпер Э., Нёрсетт С., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. — М.: Мир, 1990. — 512 с.
20. Bepal'ko A. A., Surzhikov A. P., Yavorovich L. V. Study of mechanoelectrical transformation in rocks under dynamic impact, Russian Journal of Non-Ferrous Metals, 2007, No. 1. — P. 9 – 11.