УДК 539.3: 537.633.9

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО ТИТАНАТА БАРИЯ

А. А. Паньков

Пермский национальный исследовательский политехнический университет

Статья получена 27 октября 2014 г.

Аннотация. Получено новое решение связанной краевой задачи электромагнитоупругости в обобщенном сингулярном приближении статистической механики композитов на основе новых решений для сингулярных составляющих вторых производных функций Грина для однородной трансверсально-изотропной пьезоэлектромагнитной среды с эллипсоидальным зерном неоднородности. Представлены результаты расчета эффективных температурных коэффициентов и пироэлектрической постоянной пористого титаната бария для различных значений степени пористости и формы: пластинчатых, сферических, игольчатых и туннельных пор.

Ключевые слова: пьезокомпозит, краевая задача электромагнитоупругости, эффективные пироэлектрические свойства.

Abstract. New decision of stochastic connected boundary-volume problem of electro-magnetic elasticity by generalized singular approach of statistical mechanical of composites is received on base of the new decisions for singular parts of second derived Green’s function for uniform transversal-isotropic piezo electro-magnetic media. Results of calculation of effective temperature factors and a pyroelectric constant of porous barium titanate for various values of porosity and for some porosity forms are presented.

Key words: piezocomposite, boundary value problem of electro-magnetic elasticity, effective pyroelectric properties.

Введение

Пироэлектрический эффект состоит в генерации электрических зарядов в кристалле под действием теплового инфракрасного излучения. Изменение спонтанной поляризации и появление электрического поля в пироэлектриках может происходить не только при изменении температуры, но и при механической деформации. Пироэлектрический эффект используется для обнаружения инфракрасного излучения при изменении температуры с точностью до 10^{-6} К. Пироэлектрические приемники имеют малую инерционность, постоянная времени составляет 10^{-5} - 10^{-7} с и менее. Пироэлектрические материалы находят широкое применение в качестве сенсорных устройств различного назначения, детекторов и приемников излучений, датчиков теплометрических приборов, для индикации пространственного распределения излучений в системах визуализации ИК-изображений в темновидении. Разработка новых пироэлектрических материалов и создание устройств на их основе - активно развивающееся направление сегнетоэлектрического материаловедения [1-3]. В композиционных материалах пироэлектрический эффект может по отдельности отсутствовать в каждом компоненте и возникновение такого эффекта на макроуровне композита связано с взаимодействием элементов структуры на микроуровне [4, 5].

Цель работы – исследование закономерностей влияния структурных параметров композита на его эффективные пироэлектромагнитные свойства на основе решения связанной краевой задачи термоэлектромагнитоупругости статистической механики композитов [6–8] с использованием новых решений [8-10] для сингулярных составляющих вторых производных функций Грина для однородной трансверсально-изотропной пьезоэлектромагнитной среды с эллипсоидальным зерном неоднородности.

2. Микро- и макроуровни

Рассматриваем двухфазные пьезоактивные среды в представительной области $\mathbf{V}$, определяющие соотношения для фаз $f=\overline{1,2}$ [5, 7, 8]

$$
\begin{aligned}
\sigma_{ij} &= C^{(f)}_{ijmn}\varepsilon_{mn} - e^{(f)}_{nij}\widehat{E}_n - h^{(f)}_{nij}\widehat{H}_n - \beta^{(f)}_{ij}\Theta,\\
\widehat{D}_i &= e^{(f)}_{imn}\varepsilon_{mn} + \lambda^{(f)}_{in}\widehat{E}_n + \pi^{(f)}_i\Theta,\\
\widehat{B}_i &= h^{(f)}_{imn}\varepsilon_{mn} + \mu^{(f)}_{in}\widehat{H}_n + \vartheta^{(f)}_i\Theta,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

связывают напряжения $\boldsymbol{\sigma}$, индукции электрического $\widehat{\mathbf{D}}$ и магнитного $\widehat{\mathbf{B}}$ полей с деформациями $\boldsymbol{\varepsilon}$, напряженностями электрического $\widehat{\mathbf{E}}$ и магнитного $\widehat{\mathbf{H}}$ полей, температурой однородного внешнего нагрева Θ через считающиеся известными для каждой фазы f тензоры упругих свойств $\mathbf{C}_f$, пьезоэлектрических $\mathbf{e}_f$ и пьезомагнитных $\mathbf{h}_f$ свойств, диэлектрических $\boldsymbol{\lambda}_f$ и магнитных $\boldsymbol{\mu}_f$ проницаемостей, температурных коэффициентов $\boldsymbol{\beta}_f$, пироэлектрических постоянных $\boldsymbol{\pi}_f$ и ϑ_f. Выполняются условия идеального контакта на межфазных поверхностях: непрерывность векторов перемещений, напряжений, индукций электрического и магнитного полей. Тензоры эффективных свойств $\mathbf{C}^*$, …, ϑ^* входят в определяющие соотношения на макроуровне композита

$$\sigma^*_{ij} = C^*_{ijmn}\varepsilon^*_{mn} - e^*_{nij}\widehat{E}^*_n - h^*_{nij}\widehat{H}^*_n - \beta^*_{ij}\Theta,$$

$$\widehat{D}^*_i = e^*_{imn}\varepsilon^*_{mn} + \lambda^*_{in}\widehat{E}^*_n + \chi^*_{in}\widehat{H}^*_n + \pi^*_i\Theta, \qquad (2)$$

$$\widehat{B}^*_i = h^*_{imn}\varepsilon^*_{mn} + \mu^*_{in}\widehat{H}^*_n + \kappa^*_{in}\widehat{E}^*_n + \vartheta^*_i\Theta$$

и связывают осредненные или макроскопические значения напряжений $\boldsymbol{\sigma}^* = \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle$, деформаций $\boldsymbol{\varepsilon}^* = \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle$, индукций $\widehat{\mathbf{D}}^* = \langle \widehat{\mathbf{D}} \rangle$, $\widehat{\mathbf{B}}^* = \langle \widehat{\mathbf{B}} \rangle$, напряженностей $\widehat{\mathbf{E}}^* = \langle \widehat{\mathbf{E}} \rangle$, $\widehat{\mathbf{H}}^* = \langle \widehat{\mathbf{H}} \rangle$ электрического и магнитного полей соответственно; $\langle \ldots \rangle$ - оператор осреднения по области $\mathbf{V}$ структурных полей.

3. Обобщенное сингулярное приближение

Решение для тензора эффективных температурных напряжений $\boldsymbol{\beta}^*$ и векторов эффективных пироэлектрических $\boldsymbol{\pi}^*$ и пиромагнитных ϑ^* постоянных композита в обобщенном сингулярном приближении получено в виде

$$\beta^*_{ij} = \langle \beta_{ij} \rangle + v_1(1 - v_1)\left(-\overline{C}_{ijdb}\overline{T}^s_{db} + \overline{e}_{pij}\overline{T}^{(1)s}_p + \overline{h}_{pij}\overline{T}^{(2)s}_p\right),$$

$$\pi^*_i = \langle \pi_i \rangle + v_1(1 - v_1)\left(\overline{\lambda}_{ip}\overline{T}^{(1)s}_p + \overline{e}_{ipq}\overline{T}^s_{pq}\right), \qquad (3)$$

$$\vartheta_i^* = \langle \vartheta_i \rangle + v_1(1-v_1)\left(\overline{\mu}_{ip}\overline{T}_p^{(2)s} + \overline{h}_{ipq}\overline{T}_{pq}^{s}\right)$$

через поправки к соответствующим осредненным по области $\mathbf{V}$ значениям: $\langle \boldsymbol{\beta} \rangle$, $\langle \boldsymbol{\pi} \rangle$, $\langle \vartheta \rangle$, тензоры разностей: $\overline{\mathbf{C}} = \mathbf{C}_1 - \mathbf{C}_2$, $\overline{\mathbf{e}} = \mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2$,…, $\overline{\boldsymbol{\mu}} = \boldsymbol{\mu}_1 - \boldsymbol{\mu}_2$; v_1 - относительное объемное содержание 1-й фазы в $\mathbf{V}$. Вошедшие в (5) компоненты тензоров $\overline{\mathbf{T}}^s$, $\overline{\mathbf{T}}^{(1)s}$ и $\overline{\mathbf{T}}^{(2)s}$ находим из решения системы алгебраических уравнений

$$\begin{cases} a_{ikdb}^{(1,1)}\overline{T}_{db}^{s} + a_{ikd}^{(1,2)}\overline{T}_d^{(1)s} + a_{ikd}^{(1,3)}\overline{T}_d^{(2)s} = f_{ik}^{(1)} \\ a_{kdb}^{(2,1)}\overline{T}_{db}^{s} + a_{kd}^{(2,2)}\overline{T}_d^{(1)s} + a_{kd}^{(2,3)}\overline{T}_d^{(2)s} = f_{k}^{(2)} \\ a_{kdb}^{(3,1)}\overline{T}_{db}^{s} + a_{kd}^{(3,2)}\overline{T}_d^{(1)s} + a_{kd}^{(3,3)}\overline{T}_d^{(2)s} = f_{k}^{(3)} \end{cases} \tag{4}$$

где коэффициенты

$$\begin{gathered} a_{ikdb}^{(1,1)} = I_{ikdb} - U_{(ik)js}^{s}\left(\widetilde{C}_{jsdb} + (1-2v_1)\overline{C}_{jsdb}\right) - \\ - U_{(ik)s}^{(1)s}\left(\widetilde{e}_{sdb} + (1-2v_1)\overline{e}_{sdb}\right) - U_{(ik)s}^{(2)s}\left(\widetilde{h}_{sdb} + (1-2v_1)\overline{h}_{sdb}\right), \\ a_{ikd}^{(1,2)} = U_{(ik)js}^{s}\left(\widetilde{e}_{djs} + (1-2v_1)\overline{e}_{djs}\right) - U_{(ik)s}^{(1)s}\left(\widetilde{\lambda}_{sd} + (1-2v_1)\overline{\lambda}_{sd}\right), \\ a_{ikd}^{(1,3)} = U_{(ik)js}^{s}\left(\widetilde{h}_{djs} + (1-2v_1)\overline{h}_{djs}\right) - U_{(ik)s}^{(2)s}\left(\widetilde{\mu}_{sd} + (1-2v_1)\overline{\mu}_{sd}\right), \\ a_{kdb}^{(2,1)} = -\Phi_{kjs}^{s}\left(\widetilde{C}_{jsdb} + (1-2v_1)\overline{C}_{jsdb}\right) - \\ - \Phi_{ks}^{(1)s}\left(\widetilde{e}_{sdb} + (1-2v_1)\overline{e}_{sdb}\right) - \Phi_{ks}^{(2)s}\left(\widetilde{h}_{sdb} + (1-2v_1)\overline{h}_{sdb}\right), \\ a_{kd}^{(2,2)} = -\delta_{kd} + \Phi_{kjs}^{s}\left(\widetilde{e}_{djs} + (1-2v_1)\overline{e}_{djs}\right) - \Phi_{ks}^{(1)s}\left(\widetilde{\lambda}_{sd} + (1-2v_1)\overline{\lambda}_{sd}\right), \\ a_{kd}^{(2,3)} = \Phi_{kjs}^{s}\left(\widetilde{h}_{djs} + (1-2v_1)\overline{h}_{djs}\right) - \Phi_{ks}^{(2)s}\left(\widetilde{\mu}_{sd} + (1-2v_1)\overline{\mu}_{sd}\right), \\ a_{kdb}^{(3,1)} = -\Psi_{kjs}^{s}\left(\widetilde{C}_{jsdb} + (1-2v_1)\overline{C}_{jsdb}\right) - \\ - \Psi_{ks}^{(1)s}\left(\widetilde{e}_{sdb} + (1-2v_1)\overline{e}_{sdb}\right) - \Psi_{ks}^{(2)s}\left(\widetilde{h}_{sdb} + (1-2v_1)\overline{h}_{sdb}\right), \\ a_{kd}^{(3,2)} = \Psi_{kjs}^{s}\left(\widetilde{e}_{djs} + (1-2v_1)\overline{e}_{djs}\right) - \Psi_{ks}^{(1)s}\left(\widetilde{\lambda}_{sd} + (1-2v_1)\overline{\lambda}_{sd}\right), \\ a_{kd}^{(3,3)} = -\delta_{kd} + \Psi_{kjs}^{s}\left(\widetilde{h}_{djs} + (1-2v_1)\overline{h}_{djs}\right) - \Psi_{ks}^{(2)s}\left(\widetilde{\mu}_{sd} + (1-2v_1)\overline{\mu}_{sd}\right) \end{gathered} \tag{5}$$

и правые части

$$f_{ik}^{(1)} = -U_{(ik)js}^{s}\overline{\beta}_{js} + U_{(ik)s}^{(1)s}\overline{\pi}_s + U_{(ik)s}^{(2)s}\overline{\vartheta}_s\ ,$$

$$f_k^{(2)} = -\Phi_{kjs}^{s}\overline{\beta}_{js} + \Phi_{ks}^{(1)s}\overline{\pi}_s + \Phi_{ks}^{(2)s}\overline{\vartheta}_s\,, \tag{6}$$

$$f_k^{(3)} = -\Psi_{kjs}^{s}\overline{\beta}_{js} + \Psi_{ks}^{(1)s}\overline{\pi}_s + \Psi_{ks}^{(2)s}\overline{\vartheta}_s\,;$$

индексы в круглых скобках (ik) обозначают выделение симметричной составляющей по этой паре индексов, тензоры разностей:

$$\widetilde{\mathbf{C}} = \langle \mathbf{C} \rangle - \mathbf{C}^{\bullet},\ \widetilde{\mathbf{e}} = \langle \mathbf{e} \rangle - \mathbf{e}^{\bullet},\ldots,\ \widetilde{\boldsymbol{\mu}} = \langle \boldsymbol{\mu} \rangle - \boldsymbol{\mu}^{\bullet}. \tag{7}$$

В формулы (5), (6) входит новое решение для матрицы тензоров сингулярных составляющих $\mathbf{G}^s$ вторых производных функций Грина $\mathbf{G}$

$$\nabla\nabla\mathbf{G}\left(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{(1)}\right) \approx \mathbf{G}^s \delta\left(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{(1)}\right), \tag{8}$$

$$\mathbf{G} = \begin{Vmatrix} U_{ik} & U_i^{(1)} & U_i^{(2)} \\ \Phi_k & \Phi^{(1)} & \Phi^{(2)} \\ \Psi_k & \Psi^{(1)} & \Psi^{(2)} \end{Vmatrix}, \quad \mathbf{G}^s = \begin{Vmatrix} U_{imjn}^{s} & U_{imn}^{s(1)} & U_{imn}^{s(2)} \\ \Phi_{imn}^{s} & \Phi_{mn}^{s(1)} & \Phi_{mn}^{s(2)} \\ \Psi_{imn}^{s} & \Psi_{mn}^{s(1)} & \Psi_{mn}^{s(2)} \end{Vmatrix}$$

для однородной анизотропной пьезоэлектромагнитной «среды сравнения» [6], свойства которой заданы через тензоры: $\mathbf{C}^{\bullet}$, $\mathbf{e}^{\bullet}$, $\mathbf{h}^{\bullet}$, $\boldsymbol{\lambda}^{\bullet}$, $\boldsymbol{\mu}^{\bullet}$ (7), функция Грина $\mathbf{G} = \mathbf{G}(\boldsymbol{\rho})$, $\delta(\boldsymbol{\rho})$ - дельта-функция Дирака, $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_1$, в точке $\mathbf{r}_1$ действует единичная объемная сила, или электрический или магнитный источник, ∇ - оператор дифференцирования по координатам вектора $\mathbf{r}$. Компоненты матрицы $\mathbf{G}^s$ в (8) вычисляются по формулам

$$U_{imjn}^{s} = \left[\overline{U}_{ij}\right]_{mn},\quad U_{imn}^{s(1)} = \left[\overline{U}_{i}^{(1)}\right]_{mn},\quad U_{imn}^{s(2)} = \left[\overline{U}_{i}^{(2)}\right]_{mn};\quad \Phi_{mjn}^{s} = \left[\overline{\Phi}_{j}\right]_{mn},$$

$$\Phi_{mn}^{s(1)} = \left[\overline{\Phi}^{(1)}\right]_{mn},\ \Phi_{mn}^{s(2)} = \left[\overline{\Phi}^{(2)}\right]_{mn};\ \Psi_{mjn}^{s} = \left[\overline{\Psi}_{j}\right]_{mn},\ \Psi_{mn}^{s(1)} = \left[\overline{\Psi}^{(1)}\right]_{mn},\ \Psi_{mn}^{s(2)} = \left[\overline{\Psi}^{(2)}\right]_{mn},$$

где оператор

$$[\ldots]_{mn} = -\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\ldots\kappa_m\kappa_n \sin\theta d\theta d\phi$$

действует на компоненты тензоров

$$\overline{U}_{ij} = \left(\Lambda_{ij} + \frac{h_i^{(1)}h_j^{(1)}}{\lambda^{(1)}} + \frac{h_i^{(2)}h_j^{(2)}}{\lambda^{(2)}}\right)^{-1},\ \overline{U}_i^{(1)} = \overline{U}_{ij}\,\frac{h_j^{(1)}}{\lambda^{(1)}},\ \overline{U}_i^{(2)} = \overline{U}_{ij}\,\frac{h_j^{(2)}}{\lambda^{(2)}},$$

$$\overline{\Phi}_j = \frac{h_i^{(1)}}{\lambda^{(1)}} \overline{U}_{ij}\,, \quad \overline{\Psi}_j = \frac{h_i^{(2)}}{\lambda^{(2)}} \overline{U}_{ij}\,, \quad \overline{\Phi}^{(1)} = \left(h_i^{(1)} \overline{U}_i^{(1)} - 1\right) \frac{1}{\lambda^{(1)}}\,, \quad \overline{\Psi}^{(1)} = h_i^{(2)} \overline{U}_i^{(1)} \frac{1}{\lambda^{(2)}}\,,$$

$$\overline{\Phi}^{(2)} = h_i^{(1)} \overline{U}_i^{(2)} \frac{1}{\lambda^{(1)}}\,, \quad \overline{\Psi}^{(2)} = \left(h_i^{(2)} \overline{U}_i^{(2)} - 1\right) \frac{1}{\lambda^{(2)}}\,,$$

в которых использованы обозначения

$$\Lambda_{ij} = C^{\bullet}_{imjn} \kappa_m \kappa_n\,,$$

$$h_i^{(1)} = e^{\bullet}_{min} \kappa_m \kappa_n\,, \quad h_i^{(2)} = h^{\bullet}_{min} \kappa_m \kappa_n\,,$$

$$\lambda^{(1)} = \lambda^{\bullet}_{mn} \kappa_m \kappa_n\,, \quad \lambda^{(2)} = \mu^{\bullet}_{mn} \kappa_m \kappa_n\,, \tag{9}$$

$$\kappa_1 = \frac{1}{a_1} \sin\theta \cos\phi\,, \quad \kappa_2 = \frac{1}{a_2} \sin\theta \sin\phi\,, \quad \kappa_3 = \frac{1}{a_3} \cos\theta\,,$$

ϕ и θ - полярные углы в сферической системе координат, поверхность эллипсоидального «зерна неоднородности» [6] задана равенством

$$\sum_{i=1}^{3} \left(x_i / a_i\right)^2 = 1 \tag{10}$$

через значения главных полуосей a_i в (9), $x_i = r_{(1)i} - r_i$ – координаты вектора $\mathbf{x}$.

4. Численный расчет

Проведем расчет отличных от нуля эффективных температурных коэффициентов β^*_{11}, β^*_{33} и пироэлектрической постоянной π^*_3 титаната бария с распределенными по объему керамики ориентированными эллипсоидальными порами при различных степенях наполнения v_1 . Главные полуоси a_i эллипсоидальных пор ориентированы вдоль соответствующих координатных осей r_i (9), (10). Свойства среды сравнения в (7), (9) приравниваем к осредненным по объему значениям: $\mathbf{C}^{\bullet} = \langle \mathbf{C} \rangle$, $\mathbf{e}^{\bullet} = \langle \mathbf{e} \rangle$, $\mathbf{h}^{\bullet} = \langle \mathbf{h} \rangle$, $\boldsymbol{\lambda}^{\bullet} = \langle \boldsymbol{\lambda} \rangle$, $\boldsymbol{\mu}^{\bullet} = \langle \boldsymbol{\mu} \rangle$. Независимые упругие, диэлектрические и пьезомеханические постоянные трансверсально-изотропных электроупругих свойств титаната бария [5]:

$$C_{1111}^{(2)} = 16{,}80 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad C_{1122}^{(2)} = 7{,}82 \cdot 10^{10}, \quad C_{1133}^{(2)} = 7{,}10 \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$C_{3333}^{(2)} = 18{,}90 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad C_{1313}^{(2)} = 5{,}46 \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$e_{113}^{(2)} = 11{,}6 \text{ Кл/м}^2, \quad e_{311}^{(2)} = -4{,}40 \text{ Кл/м}^2, \quad e_{333}^{(2)} = 18{,}6 \text{ Кл/м}^2,$$

$$\lambda_{11}^{(2)} = 112 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}, \quad \lambda_{33}^{(2)} = 126 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м},$$

$$\beta_{11}^{(2)} = 2{,}18 \cdot 10^{6} \text{ Па/К}, \quad \beta_{33}^{(2)} = 1{,}95 \cdot 10^{6} \text{ Па/К},$$

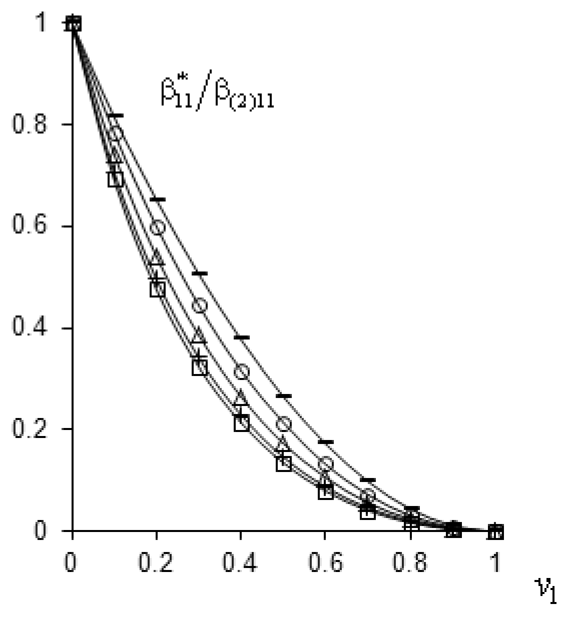
$$\pi_{3}^{(2)} = 19 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/Км}^2$$

Дополнительные ненулевые компоненты тензоров $\mathbf{C}_2$, $\mathbf{e}_2$ и $\boldsymbol{\lambda}_2$ могут быть выражены через значения независимых компонент по формулам

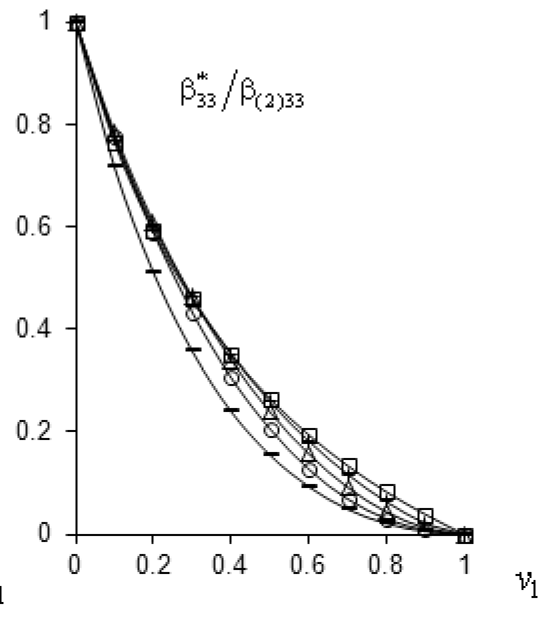
$$C_{2222}^{(2)} = C_{1111}^{(2)}, \quad C_{2233}^{(2)} = C_{1133}^{(2)}, \quad C_{2323}^{(2)} = C_{1313}^{(2)}, \quad C_{1212}^{(2)} = \left(C_{1111}^{(2)} - C_{1122}^{(2)}\right)/2,$$

$$e_{322}^{(2)} = e_{311}^{(2)}, \quad e_{223}^{(2)} = e_{113}^{(2)}, \quad \lambda_{22}^{(2)} = \lambda_{11}^{(2)}$$

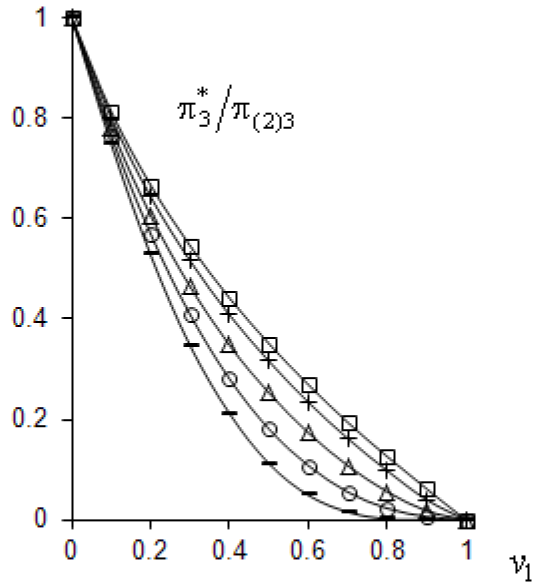
с учетом симметрии: $C_{ijmn} = C_{mnij} = C_{jimn} = C_{ijnm}$, $e_{imn} = e_{inm}$.



а



б



в

Рис. 1. Эффективные температурные коэффициенты β_{11}^*, β_{33}^* (а, б) и пироэлектрическая постоянная π_3^* (в) пористого титаната бария

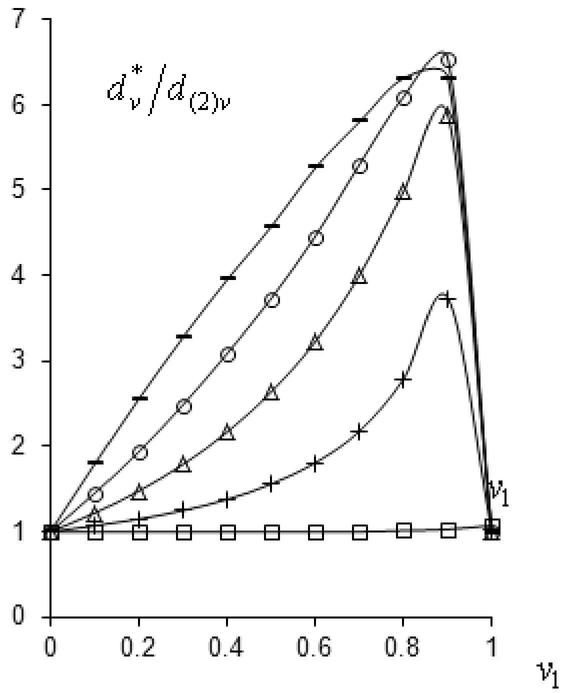


Рис. 2 Эффективный объемный пьезомодуль d_v^* пористого титаната бария

Результаты расчета эффективных температурных коэффициентов β_{11}^*, β_{33}^*, пироэлектрической постоянной π_3^* и, дополнительно, объемного пьезомодуля $d_v^* = d_{333}^* + 2d_{311}^*$, пористого титаната бария приведены на рис. 1 и рис. 2 для различных значений степени наполнения v_1. при варьировании параметром формы $q = a_3 / a_{1(2)}$: 0,5 (-), 1 (○), 2 (△), 5 (+), ∞ (□) эллипсоидальных пор. Отметим, что компоненты d^*_{333} , d^*_{311} рассчитываются $d^*_{kij} \equiv e^*_{kpq} C^{*-1}_{pqij}$ через компоненты тензоров эффективных пьезоэлектрических модулей $\mathbf{e}^*$ и упругих свойств $\mathbf{C}^*$ (2) [8].

Заключение

Получено новое решение для тензоров эффективных пироэлектромагнитных свойств композитов, фазы которых, в общем случае, обладают пьезо- и пироэффектом как в электрических, так и в магнитных полях. Решение получено в рамках известного и хорошо апробированного подхода статистической механики композитов [6–8] на основе решения связанной краевой задачи электромагнитоупругости статистической механики композитов с использованием новых решений для сингулярных составляющих вторых производных функций Грина для однородной трансверсально-изотропной пьезоэлектромагнитной среды с эллипсоидальным зерном неоднородности. Проведен анализ влияния формы и величины относительного объемного содержания ориентированных эллипсоидальных (дисковых, шаровых, игольчатых, туннельных) пор на эффективные температурные коэффициенты, пироэлектрическую постоянную и объемный пьезомодуль пористого титаната бария.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-01-96004 р_урал_а.

Литература

1. Коротких Н.И., Матвеев Н.Н., Сидоркин А.С. Пироэлектрические свойства полиэтиленоксида // Физика твердого тела, 2009, Т.51, №6.-С.1215-1217.
2. Смирнова Е.П., Александров С.Е., Сотников К.А., Капралов А.А., Сотников А.В. Пироэлектрический эффект в твердых растворах на основе

магнониобата свинца // Физика твердого тела, 2003, Т.45, №7.-С.1245-1249.

3. Ярмаркин В.К., Шульман С.Г., Панкова Г.А., Леманов В.В. Пироэлектрические свойства кристаллов некоторых соединений на основе белковых аминокислот// Физика твердого тела, 2005, Т.47, №1.-С.2047-2049.
4. Керимов М.К., Курбанов М.А., Агаев Ф.Г., Мусаева С.Н., Керимов Э.А. Пироэлектрический эффект в композитах, кристаллизованных в условиях действия плазмы электрического разряда // Физика твердого тела, 2005, Т.47, №4.-С.686-690.
5. Каралюнас Р.И. Эффективные термопьезоэлектрические свойства слоистых композитов // Механика композит. материалов, 1990, № 5.–С.823–830.
6. Шермергор Т.Д. Теория упругости микронеоднородных сред. - М.: Наука, 1976.-399с.
7. Хорошун Л.П., Маслов Б.П., Лещенко П.В. Прогнозирование эффективных свойств пьезоактивных композитных материалов. – Киев: Наук. думка, 1989. –208с.
8. Паньков А.А. Статистическая механика пьезокомпозитов. - Пермь: Изд-во Перм. гос. техн. ун-та, 2009. –480с.
9. Паньков А.А. Максвелл-вагнеровская релаксация в пьезокомпозите PVF/феррит с эллипсоидальными включениями в переменном электрическом поле // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2013. - №6 **.** URL: http://jre.cplire.ru/jre/jun13/12/text.pdf
10. Паньков А.А. Влияние разупорядоченности и инверсии фаз на электромагнитную связанность пьезокомпозита с квазипериодической структурой // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2014. - №1. URL: http://jre.cplire.ru/jre/jan14/12/text.pdf