

УДК 539.3; 537.63

**МАКСВЕЛЛ-ВАГНЕРОВСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПЬЕЗОКОМПОЗИТЕ
PVF/ФЕРРИТ С ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ В
ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

А. А. Паньков

Пермский национальный исследовательский политехнический университет

Получена 2 июня 2013 г., после доработки - 30 июня 2013 г.

Аннотация. Проведен численный расчет и анализ влияния максвелл-вагнеровской релаксации на действительные и мнимые части эффективных коэффициентов электромагнитной связи полидисперсного пьезокомпозиата PVF/феррит с эллипсоидальными ферритовыми включениями, слоями и волокнами величины наполнения, формы включений в переменном электрическом поле. Выявлен эффект значительного увеличения продольного коэффициента электромагнитной связи для композита с ориентированными игольчатыми ферритовыми включениями в сравнении с аналогичным коэффициентом для однонаправленного волокнистого или слоистого композитов.

Ключевые слова: пьезокомползит, электромагнитоупругость, максвелл-вагнеровская релаксация, полидисперсная структура.

Abstract. Numerical calculation and the analysis of influence of maxswell-wagner relaxation on the real and imaginary parts of effective electromagnetic factor of polydisperse piezocomposites: PVF/ferrite with ellipsoidal ferrite inclusions, layers and fibers of size of filling, a form of inclusions in variation electric field is carried out. The effect of significant increase in longitudinal effective electromagnetic factor for a composite with unidirectional needle ferrite inclusions in comparison with similar coefficient for unidirectional fibrous or layered composites is revealed.

Keywords: piezocomposite, electro-magnetic elasticity, maxwell-wagner relaxation, polydisperse structure.

Введение

Магнитоэлектрические материалы являются одними из наиболее перспективных функциональных материалов современной электроники [1-7]. В них сочетаются диэлектрические, пьезоэлектрические, упругие, пьезомагнитные и магнитные свойства, которыми можно эффективно управлять с помощью внешних воздействий. Магнитоэлектрические константы гомогенных магнитоэлектриков очень малы, что обуславливает создание гетерогенных композиционных магнитоэлектриков, магнитоэлектрические константы которых могут на несколько порядков превосходить соответствующие константы гомогенных материалов [5]. В магнитоэлектрических феррит-пьезоэлектрических композитах магнитоэлектрический эффект отсутствует как в пьезоэлектрической, так и в ферритовой фазах; его возникновение в композитах связано с пьезоэлектромагнитным взаимодействием пьезоэлектрической и ферритовой подсистем через упругие деформационные поля. Учет проводимостей γ_f фаз $f = \overline{1, F}$ и частоты ω приложенного электрического поля через комплексную форму записи [5,6]

$$\lambda_f = \lambda'_f - i \frac{\gamma_f}{\omega} \quad (1)$$

тензоров диэлектрических проницаемостей λ_f фаз с действительными частями λ'_f приводит к комплексным значениям искомым тензоров эффективных пьезоэлектромагнитных свойств композита, например, тензор эффективных коэффициентов электромагнитной связи

$$\mathbf{k}^* = \mathbf{k}'^* + i\mathbf{k}''^* \quad (2)$$

будет иметь как действительную \mathbf{k}'^* , так и мнимую \mathbf{k}''^* части и, как следствие, к возникновению на макроуровне композита дисперсии и энергетических потерь в переменных электрических полях, известных под названием «максвелл-вагнеровская релаксация»; F - число различных фаз в композите. В

[6] исследована максвелл-вагнеровская релаксация феррит-пьезоэлектрических слоистых композитов, приведен анализ концентрационных и частотных зависимостей действительных и мнимых частей эффективных электромагнитных констант.

Цель работы - исследование влияния частоты электрического поля, формы и объемной доли ориентированных эллипсоидальных ферритовых включений в полимерном пьезоэлектрике PVF [8] с максвелл-вагнеровской релаксацией (1) на эффективные коэффициенты электромагнитной связи (2) композита на основе полученного ранее [9] нового решения связанной краевой задачи электромагнитоупругости в обобщенном сингулярном приближении статистической механики композитов с использованием новых решений для сингулярных составляющих вторых производных функций Грина для однородной трансверсально-изотропной пьезоэлектромагнитной среды с эллипсоидальным зерном неоднородности.

1. Определяющие соотношения на микро и макро уровнях композита

Для каждой фазы $f = \overline{1,2}$ в представительной области двухфазного композита V запишем определяющие соотношения [1-5]

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= C_{(f)ijmn} \varepsilon_{mn} - e_{(f)nij} \bar{E}_n - h_{(f)nij} \bar{H}_n - \beta_{(f)ij} \Theta, \\ \bar{D}_i &= e_{(f)imn} \varepsilon_{mn} + \lambda_{(f)in} \bar{E}_n + \pi_{(f)i} \Theta, \\ \bar{B}_i &= h_{(f)imn} \varepsilon_{mn} + \mu_{(f)in} \bar{H}_n + \vartheta_{(f)i} \Theta,\end{aligned}\tag{3}$$

связывающие напряжения σ , индукции электрического \bar{D} и магнитного \bar{B} полей с деформациями ε , напряженностями электрического \bar{E} и магнитного \bar{H} полей, однородным внешним нагревом Θ через считающиеся известными для каждой фазы f тензоры упругих свойств C_f , пьезоэлектрических e_f и пьезомагнитных h_f свойств, диэлектрических λ_f и магнитных μ_f проницаемостей, температурных коэффициентов β_f , пироэлектрических π_f и пиромагнитных ϑ_f постоянных.

Искомые тензоры эффективных пьезоэлектромагнитных свойств: \mathbf{C}^* , \mathbf{e}^* , \mathbf{h}^* , $\boldsymbol{\lambda}^*$, $\boldsymbol{\mu}^*$ и, дополнительно, новые тензоры $\boldsymbol{\chi}^*$, $\boldsymbol{\kappa}^*$ электромагнитной связи входят в определяющие соотношения на макроуровне композита

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\sigma}_{ij}^* &= C_{ijmn}^* \boldsymbol{\varepsilon}_{mn}^* - e_{nij}^* \bar{E}_n^* - h_{nij}^* \bar{H}_n^* - \beta_{ij}^* \Theta, \\ \bar{D}_i^* &= e_{imn}^* \boldsymbol{\varepsilon}_{mn}^* + \lambda_{in}^* \bar{E}_n^* + \chi_{in}^* \bar{H}_n^* + \pi_i^* \Theta, \\ \bar{B}_i^* &= h_{imn}^* \boldsymbol{\varepsilon}_{mn}^* + \mu_{in}^* \bar{H}_n^* + \kappa_{in}^* \bar{E}_n^* + \vartheta_i^* \Theta,\end{aligned}\quad (4)$$

где макроскопические значения напряжений $\boldsymbol{\sigma}^* = \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle$ и деформаций $\boldsymbol{\varepsilon}^* = \langle \boldsymbol{\varepsilon} \rangle$, индукций $\bar{\mathbf{D}}^* = \langle \bar{\mathbf{D}} \rangle$, $\bar{\mathbf{B}}^* = \langle \bar{\mathbf{B}} \rangle$ и напряженностей $\bar{\mathbf{E}}^* = \langle \bar{\mathbf{E}} \rangle$, $\bar{\mathbf{H}}^* = \langle \bar{\mathbf{H}} \rangle$; $\langle \dots \rangle$ - оператор осреднения по области \mathbf{V} .

Ненулевые компоненты рассматриваемых трансверсально-изотропных тензоров $\boldsymbol{\lambda}$, $\boldsymbol{\mu}$, \mathbf{C} , \mathbf{e} , \mathbf{h} , на микро (3) и на макро (4) уровнях композита можно наглядно представить в матричной форме записи [1,2,10]; например, матрицы пьезомодулей

$$\|e_{ij}\| = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{113} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{113} & 0 & 0 \\ e_{311} & e_{311} & e_{333} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \|h_{ij}\| = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & h_{123} & h_{113} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & h_{113} & -h_{123} & 0 \\ h_{311} & h_{311} & h_{333} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

и эффективных коэффициентов электромагнитной связи

$$\|\boldsymbol{\kappa}_{ij}^*\| = \begin{vmatrix} \kappa_{11}^* & \kappa_{12}^* & 0 \\ -\kappa_{12}^* & \kappa_{11}^* & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{33}^* \end{vmatrix}, \quad \|\boldsymbol{\chi}_{ij}^*\| = \begin{vmatrix} \kappa_{11}^* & -\kappa_{12}^* & 0 \\ \kappa_{12}^* & \kappa_{11}^* & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{33}^* \end{vmatrix}\quad (5)$$

2. Эффективные свойства пьезокомпозита с эллипсоидальными включениями

В [9] получено уточненное решение для тензоров эффективных пьезоэлектромагнитных и термоупругих свойств (4)

$$\begin{aligned}\mathbf{C}^* &= \langle \mathbf{C} \rangle + \Delta^c, \quad \boldsymbol{\lambda}^* = \langle \boldsymbol{\lambda} \rangle + \Delta^\lambda, \quad \boldsymbol{\mu}^* = \langle \boldsymbol{\mu} \rangle + \Delta^\mu, \\ \mathbf{e}^* &= \langle \mathbf{e} \rangle + \Delta^e, \quad \mathbf{h}^* = \langle \mathbf{h} \rangle + \Delta^h, \quad \boldsymbol{\chi}^* = \Delta^\chi, \quad \boldsymbol{\kappa}^* = \Delta^\kappa,\end{aligned}\quad (6)$$

$$\beta^* = \langle \beta \rangle + \Delta^\beta, \quad \pi^* = \langle \pi \rangle + \Delta^\pi, \quad \vartheta^* = \langle \vartheta \rangle + \Delta^\vartheta$$

через поправки $\Delta^c, \dots, \Delta^\vartheta$ к соответствующим осредненным по объему значениям $\langle C \rangle, \dots, \langle \vartheta \rangle$. Тензоры поправок $\Delta^c, \dots, \Delta^\vartheta$ (6) получены на основе новых решений [9] для компонент тензоров сингулярных составляющих \mathbf{G}^s вторых производных для функций Грина \mathbf{G}

$$\nabla \nabla \mathbf{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \approx \mathbf{G}^s \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1), \quad (7)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} U_{ik} & U_i^{(1)} & U_i^{(2)} \\ \Phi_k & \Phi^{(1)} & \Phi^{(2)} \\ \Psi_k & \Psi^{(1)} & \Psi^{(2)} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}^s = \begin{pmatrix} U_{imjn}^s & U_{imn}^{s(1)} & U_{imn}^{s(2)} \\ \Phi_{imn}^s & \Phi_{mn}^{s(1)} & \Phi_{mn}^{s(2)} \\ \Psi_{imn}^s & \Psi_{mn}^{s(1)} & \Psi_{mn}^{s(2)} \end{pmatrix} \quad (8)$$

для однородной анизотропной пьезоэлектромагнитной среды, где $\mathbf{G} = \mathbf{G}(\boldsymbol{\rho})$, $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_1$, $\delta(\boldsymbol{\rho})$ - дельта-функция Дирака, 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 (7), (8) вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} U_{imjn}^s &= [\bar{U}_{ij}]_{mn}, & U_{imn}^{s(1)} &= [\bar{U}_i^{(1)}]_{mn}, & U_{imn}^{s(2)} &= [\bar{U}_i^{(2)}]_{mn}; \\ \Phi_{mjn}^s &= [\bar{\Phi}_j]_{mn}, & \Phi_{mn}^{s(1)} &= [\bar{\Phi}^{(1)}]_{mn}, & \Phi_{mn}^{s(2)} &= [\bar{\Phi}^{(2)}]_{mn}; \\ \Psi_{mjn}^s &= [\bar{\Psi}_j]_{mn}, & \Psi_{mn}^{s(1)} &= [\bar{\Psi}^{(1)}]_{mn}, & \Psi_{mn}^{s(2)} &= [\bar{\Psi}^{(2)}]_{mn}, \end{aligned}$$

где оператор [11]

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

действует на компоненты тензоров

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

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

где

$$\begin{aligned} \Lambda_{ij} &= C_{imjn}^{\bullet} \kappa_m \kappa_n, \\ h_i^{(1)} &= e_{min}^{\bullet} \kappa_m \kappa_n, \quad h_i^{(2)} = h_{min}^{\bullet} \kappa_m \kappa_n, \\ \lambda^{(1)} &= \lambda_{mm}^{\bullet} \kappa_m \kappa_n, \quad \lambda^{(2)} = \mu_{mm}^{\bullet} \kappa_m \kappa_n, \\ \kappa_1 &= \frac{1}{a_1} \sin \theta \cos \phi, \quad \kappa_2 = \frac{1}{a_2} \sin \theta \sin \phi, \quad \kappa_3 = \frac{1}{a_3} \cos \theta, \end{aligned} \quad (9)$$

ϕ и θ - полярные углы в сферической системе координат, поверхность эллипсоидального «зерна неоднородности» [11] задана равенством

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

через значения главных полуосей a_i , $x_i = r_{(1)i} - r_i$ – координаты вектора \mathbf{x} , тензоры \mathbf{C}^{\bullet} , \mathbf{e}^{\bullet} , \mathbf{h}^{\bullet} , λ^{\bullet} , μ^{\bullet} задают свойства «среды сравнения» [11].

Отметим, что обобщенное сингулярное приближение [9,11] соответствует предельно полидисперсным структурам [12,13] типа «статистическая смесь», у которых отсутствует корреляция физико-механических свойств в произвольных различных точках среды; форма включений учитывается через форму зерна неоднородности (10), «матричность» или непрерывность какой-либо фазы – через приравнивание свойств среды сравнения к свойствам этой фазы и в случае, когда свойство матричности отсутствует, тогда свойства среды сравнения приравниваются к искомым эффективным свойствам композита - «схема самосогласования» [11-13]. Рассматриваемые двухфазные матричные по 2-й фазе полидисперсные структуры с эллипсоидальными ориентированными включениями 1-й фазы представим совокупностью составных частиц – это эллипсоиды 1-й фазы, окруженные эллипсоидальными оболочками 2-й фазы.

Размеры частиц варьируются в широких пределах, включая и бесконечно малые, что обуславливает возможность заполнения ими всей области V композита; отношение главных полуосей внутреннего и наружного эллипсоидов для всех частиц одинаково и равно $\sqrt[3]{\nu_1}$, где ν_1 - относительное объемное содержание 1-й фазы в композите. Такая структура сохраняет свойство матричности по 2-й фазе при всех возможных степенях наполнения $\nu_1 \in (0;1)$ области V 1-й фазой.

3. Численный расчет

Проведем численный расчет и анализ влияния максвелл-вагнеровской релаксации на действительную и мнимую части эффективного продольного коэффициента электромагнитной связи

$$\kappa_{33}^* = \kappa'_{33} + i\kappa''_{33} \quad (11)$$

полидисперсного двухфазного пьезокомпозита PVF/феррит с эллипсоидальными ферритовыми (1-я фаза) включениями, слоями и волокнами величины наполнения ν_1 , параметра формы включений $q = a_3/a_{1(2)}$ и круговой частоты ω переменного электрического поля, $a_2 = a_1$ (10). Решение для искомого эффективного коэффициента κ_{33}^* (11) получим из формул обобщенного сингулярного приближения (6) [9], приняв в (9) равенства

$$\mathbf{C}^\bullet = \mathbf{C}_2, \quad \mathbf{e}^\bullet = \mathbf{e}_2, \quad \mathbf{h}^\bullet = \mathbf{h}_2, \quad \boldsymbol{\lambda}^\bullet = \boldsymbol{\lambda}_2, \quad \boldsymbol{\mu}^\bullet = \boldsymbol{\mu}_2,$$

т.е. свойства среды сравнения приравниваем к свойствам пьезоэлектрика PVF - 2-я фаза или матрица композита.

Независимые постоянные трансверсально-изотропных магнитоупругих свойств феррита [14]: упругие константы

$$C_{(1)1111} = 22 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad C_{(1)1313} = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ Па}$$

изотропных упругих свойств, трансверсально-изотропные пезомагнитные свойства с осью симметрии r_3 заданы через пьезомодули

$$h_{(1)311} = h_{(1)322} = -400 \text{ Тл}, \quad h_{(1)333} = 800 \text{ Тл}, \quad h_{(1)113} = h_{(1)223} = 200 \text{ Тл}$$

и магнитные проницаемости

$$\mu_{(1)11} = \mu_{(1)22} = 3.14 \cdot 10^{-5} \text{ Тлм/А}, \quad \mu_{(1)33} = 2.51 \cdot 10^{-5} \text{ Тлм/А}.$$

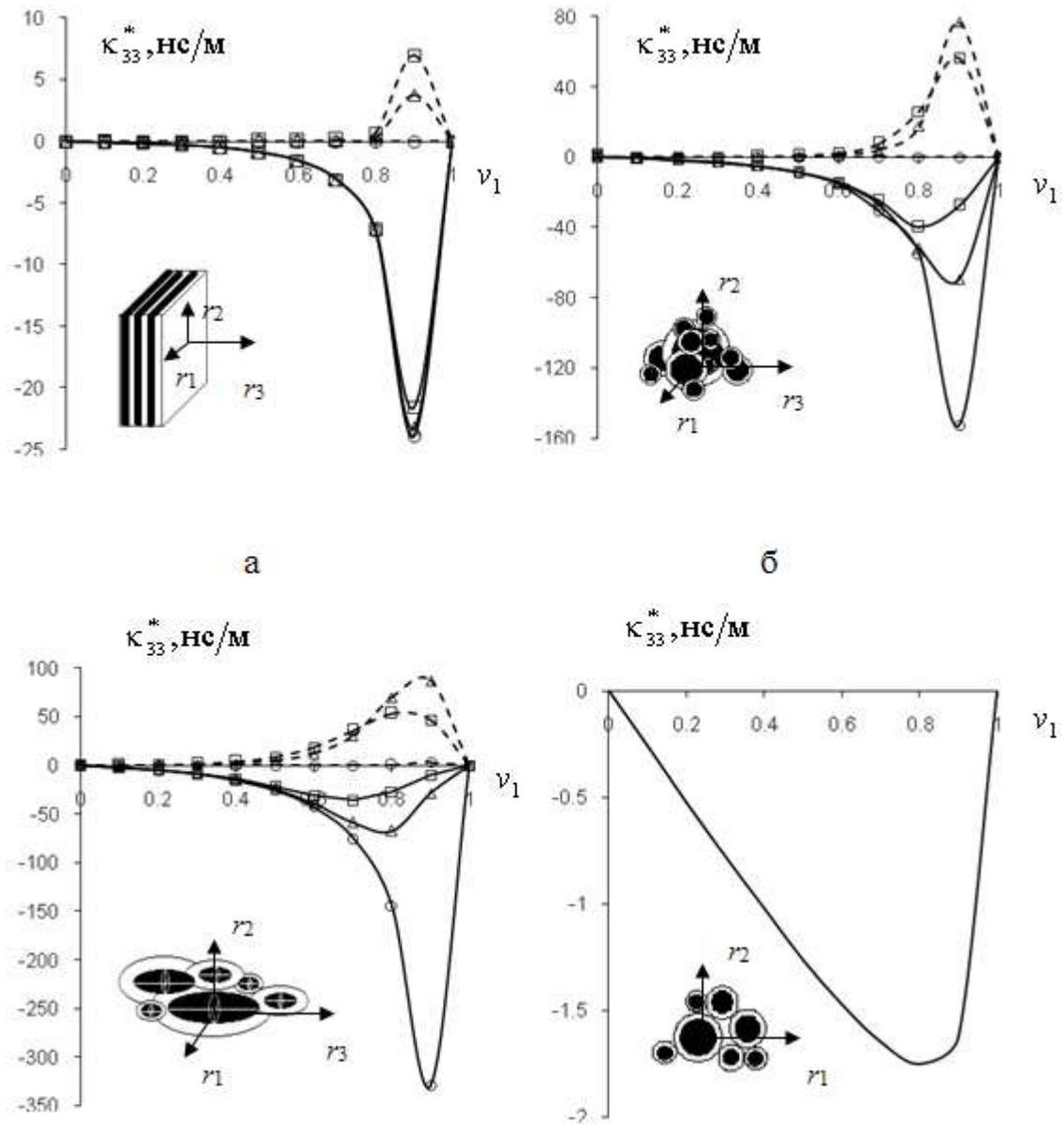


Рисунок. Зависимости действительной (сплошная линия) и мнимой (штриховая линия) частей коэффициента магнитоэлектрической связи κ_{33}^* композита PVF/феррит от объемной доли ν_1 ферритовых слоев (а), сферических (б), игольчатых (в) включений, волокон (г) при круговой частоте электрического поля $\omega = 1 \text{ с}^{-1}$ (\circ), 500 с^{-1} (\triangle), 1000 с^{-1} (\square)

Трансверсально-изотропные электроупругие свойства полимерного пьезоэлектрика PVF с осью симметрии r_3 приведены в [8,14]: упругие константы

$$C_{(2)1111} = 0.86 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad C_{(2)1122} = 0.56 \cdot 10^{10} \text{ Па},$$

$$C_{(2)1133} = 0.54 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad C_{(2)3333} = 0.71 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad C_{(2)1313} = 0.10 \cdot 10^{10} \text{ Па};$$

действительные части относительных диэлектрических проницаемостей

$$\lambda'_{(2)11}/\lambda_0 = 14.7, \quad \lambda'_{(2)33}/\lambda_0 = 12.4;$$

пьезоэлектрические модули

$$e_{(2)311} = -1.1 \text{ Кл/м}^2, \quad e_{(2)333} = 2.9 \text{ Кл/м}^2, \quad e_{(2)113} = 2.3 \text{ Кл/м}^2,$$

диэлектрическая проницаемость вакуума $\lambda_0 \approx 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$.

Дополнительно принимаем, что для феррита тензор пьезоэлектрических свойств $\mathbf{e}_1 = \mathbf{0}$, проводимости $\gamma_{(1)11} = \gamma_{(1)33} = 10^{-5} \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ [6] и диэлектрические проницаемости $\lambda'_{(1)11} = \lambda'_{(1)33} = 10\lambda_0$ [4] никелевой феррошпинели; для пьезоэлектрика PVF тензор пьезомагнитных свойств $\mathbf{h}_1 = \mathbf{0}$, проводимости $\gamma_{(2)11} = \gamma_{(2)33} = 10^{-10} \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$ полиэтилена [15], магнитные проницаемости $\mu_{(2)11} = \mu_{(2)33} = \mu_0 \approx 1.256 \cdot 10^{-6} \text{ Тл}\cdot\text{м/А}$ вакуума.

На рисунке представлены результаты расчета концентрационных зависимостей действительной κ_{33}^* и мнимой κ_{33}'' частей коэффициента магнитоэлектрической связи κ_{33}^* (11) композита PVF/феррит от объемной доли v_1 ферритовых слоев ($q \rightarrow 0$) (рис., а), сферических ($q = 1$) (рис., б), игольчатых ($q = 2$) (рис., в) включений, волокон ($q \rightarrow \infty$) (рис., г) при различных значениях круговой частоты ω электрического поля.

4. Выводы

Выявлено значительное увеличение продольного коэффициента κ_{33}^* для композита с игольчатыми включениями ориентированными по оси r_3 (рис., в) в

сравнении со значением κ_{33}^* для однонаправленного волокнистого композита (рис., г); эффект особенно проявляется при низкочастотном нагружении $\omega \rightarrow 0$ и высокой степени наполнения $\nu_1 \approx 0.9$ ферритовыми включениями. Для сферических (рис., б) ферритовых включений этот эффект также имеет место, но выражен немного менее ярко. Коэффициент κ_{33}^* для однонаправленного волокнистого композита (рис., г) не зависит от частоты ω и его мнимая часть $\kappa_{33}^{**} = 0$. Подтверждено, что для частных случаев структур: слоистой (рис., а) и однонаправленной волокнистой (рис., г) из обобщенного сингулярного приближения [9] следуют точные решения для эффективного коэффициента электромагнитной связи κ_{33}^* слоистой [10] и полидисперсной волокнистой [12]

$$\kappa_{33}^* = \frac{\nu_1(1-\nu_1)\bar{h}_{311}\bar{e}_{311}}{k_{(1)12} - \nu_1\bar{k}_{12} + G_{(2)12}} \quad (12)$$

структур в случае, когда свойства среды сравнения приравнены к свойствам матрицы (2-й фазы) композита, где разности: $\bar{e}_{311} = e_{(1)311} - e_{(2)311}$, $\bar{h}_{311} = h_{(1)311} - h_{(2)311}$, $\bar{k}_{12} = k_{(1)12} - k_{(2)12}$, объемный модуль плоской деформации $k_{12} = (C_{1111} + C_{1122})/2$ и модуль сдвига $G_{12} = (C_{1111} - C_{1122})/2$ в плоскости изотропии $r_1 r_2$. Дополнительно отметим, что аналитическое решение для κ_{33}^* (12) при инверсии фаз в точности совпало с решением [2] асимптотического метода осреднения для композита феррит/пьезоэлектрик с идеальной периодической волокнистой структурой.

Литература

1. Партон В.З. Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел / В.З. Партон, Б.А. Кудрявцев. М.: Наука, 1988. 472 с.
2. Гетман И.П. О магнитоэлектрическом эффекте в пьезокомпозитах // ДАН СССР. 1991. Т. 317, № 2. С. 341-343.
3. Коган Л.З., Мольков В.А. Магнитоэлектрические свойства волокнистых

- пьезокомполитов // Изв. РАН. Механика твердого тела. 1996. № 5. С. 62-68.
4. Турик А.В., Чернобабов А.И., Родинин М.Ю., Толокольников Е.А. Магнитоэлектричество в двумерных статистических смесях // Физика твердого тела. 2009. Т. 51. № 7. С. 1395-1397.
 5. Турик А.В., Чернобабов А.И., Родинин М.Ю. Гетерогенные мультиферроики: магнитоэлектричество и пьезоэффект // Физика твердого тела. 2009. Т. 51. № 8. С. 1580-1583.
 6. Петров В.М., Бичурин М.И., Srinivasan G. Максвелл-вагнеровская релаксация в магнитоэлектрических композиционных материалах // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 8. С. 81-87.
 7. Филиппов Д.А. Теория магнитоэлектрического эффекта в гибридных феррит-пьезоэлектрических композиционных материалах // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 9. С. 6-11.
 8. Sessler G.M. Piezoelectricity in polyvinylidene fluoride // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. Vol. 70. № 6. P. 1596-1608.
 9. Паньков А.А. Коэффициенты электромагнитной связи композита с пьезоактивными фазами // Физическая мезомеханика. 2011. Т. 14. № 2. С. 93-99.
 10. Паньков А.А. Влияние искривления слоев на коэффициенты электромагнитной связи пьезокомполита // Механика композиционных материалов и конструкций. 2012. Т. 18. № 2. С. 155-168.
 11. Шермергор Т.Д. Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1977. 400 с.
 12. Паньков А.А. Пьезоактивные однонаправленно волокнистые полидисперсные композиты // Механика композитных материалов. 2012. Т. 48. № 6. С. 873-886
 13. Кристенсен Р. Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982. - 334 с.
 14. Хорошун Л.П. Прогнозирование эффективных свойств пьезоактивных композитных материалов / Л.П. Хорошун, Б.П. Маслов, П.В. Лещенко. Киев: Наук. думка, 1989. 208 с.

15. Турик А.В., Радченко Г.С. Гигантский пьезоэлектрический эффект в слоистых композитах сегнетоэлектрик-полимер // Физика твердого тела. 2003. Т. 45. № 9. С. 1676-1679.