

Д. ф.-м. н. В. В. НОВИКОВ, Н. О. ДМИТРИЕВА, А. В. НОВИКОВ

Украина, Одесский национальный политехнический университет
E-mail: novikov@te.net.uaДата поступления в редакцию
14.11 2005 г.Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН
(ЦКБ «Ритм», г. Черновцы)ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ
НАНОКОМПОЗИТОВ С ХАОТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

На основе фрактальной модели хаотической структуры неоднородного материала определена обобщенная проводимость порошкового композиционного материала. Проведено сравнение с экспериментом и с расчетами для модели эффективной среды.

В радиоэлектронике, приборостроении, вычислительной технике широко используются топологически-неупорядоченные материалы, сегнетокерамика, неупорядоченные твердые тела, халькогенидные стеклообразные полупроводники — неорганические полимеры с полностью ковалентными химическими связями и статистически равномерным распределением структурных стеклообразующих комплексов, стекла с наноразмерной топологической неупорядоченностью, керамические материалы с микроразмерной топологической неупорядоченностью.

Прогнозирование диэлектрических свойств таких материалов является важной задачей при создании новой техники. Вместе с тем результаты многих экспериментальных исследований диэлектрических свойств неупорядоченных сред не согласуются между собой.

Точное и полное описание эффективных свойств композита может быть получено, если известно детальное распределение физических полей во всех компонентах композита. Задача определения распределения физических полей в компонентах композита с хаотической структурой достаточно сложная, и поэтому при определении эффективных свойств композита используют те или иные допущения [1].

Рассмотрим задачу определения проводимости композитов с хаотической структурой. Вначале кратко остановимся на основных результатах по определению эффективной проводимости композита.

Эффективная проводимость σ и эффективное удельное сопротивление ρ определяются из уравнений

$$\langle j \rangle = \sigma \langle E \rangle, \quad (1)$$

$$\langle E \rangle = \rho \langle j \rangle, \quad (2)$$

где $\sigma \rho = 1$, $\langle j \rangle$, $\langle E \rangle$ — поток носителей заряда и напряженность электрического поля, соответственно, усредненные по объему композита V :

$$\langle j \rangle = V^{-1} \iiint_V j(r) dV, \quad \langle E \rangle = V^{-1} \iiint_V E(r) dV. \quad (3)$$

Для локальных областей композита (компонентов) выполняется

$$\begin{cases} j(r) = \sigma(r) E(r) \\ E(r) = \rho(r) j(r) \end{cases} \quad (4)$$

где $j(r)$, $E(r)$, $\sigma(r)$ и $\rho(r)$ — случайные функции координат.

Уравнения (1) и (2) также применимы и к другим свойствам (например электропроводности, диэлектрической проницаемости, магнитной восприимчивости, диффузии, и т. д.), все они могут быть объединены под общим названием — обобщенная проводимость.

Теоретические исследования обобщенной проводимости неоднородной среды начались с работ, опубликованных еще в 1870—1930 гг. [2—4]. На основе этих работ был разработан метод эффективной среды (метод самосогласованного поля) [5], который, в сущности, представляет замену неоднородной среды, состоящей из двух компонентов с проводимостями σ_1 и σ_2 , сплошной средой с эффективной проводимостью σ .

На основе метода самосогласованного поля была получена формула для эффективной проводимости [5]

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_1 f(a, b), \quad f(a, b) = b + \left(b^2 + \frac{1}{2}a\right)^{\frac{1}{2}}; \\ b &= \frac{(3x-1) + (2-3x)a}{4}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $a = \sigma_2/\sigma_1$, x — концентрация компонента.

Полученные формулы (5) достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными эффективной проводимости σ , если проводимости компонентов композита (σ_1 , σ_2) отличаются не более чем на два порядка ($10^{-2} < \sigma_2/\sigma_1 < 1$) или при малых концентрациях одного из компонентов (например, $p \ll 1$). Если отношение свойств системы $\sigma_2/\sigma_1 < 10^{-2}$, то расчеты по (5) и эксперимент сильно отличаются [6—9].

Если отношение свойств системы $\sigma_2/\sigma_1 \rightarrow 0$, то для прогнозирования эффективной проводимости композита можно использовать результаты теории перколяции [6—8].

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= (x - x_c)^t \text{ при } (x - x_c) > 0; \\ \sigma &= (x_c - x)^s \text{ при } (x - x_c) < 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где t и s — критические индексы проводимости ($t=s=1,1$ для двухмерных систем ($d=2$) и $t=1,6-2, s=0,6$ для трехмерных систем ($d=3$));

x_c — порог перколяции.

Если свойства системы лежат в диапазоне $0 < \sigma_2 / \sigma_1 < 10^{-2}$, то до настоящего времени не существовало достаточно строгой теории, которая позволяла бы прогнозировать эффективную проводимость неоднородной среды. Ниже сделана попытка решить эту задачу, опираясь на идеи метода ренормгрупповых преобразований и теорию фракталов, которую еще называют геометрией хаоса.

Моделирование хаотической структуры композита было проведено на базе решетки со случайным распределением ее параметров. Узлы решетки моделировали неоднородности (компоненты системы) в пространстве, а связи между узлами — контакты между соседними неоднородностями (рис. 1).

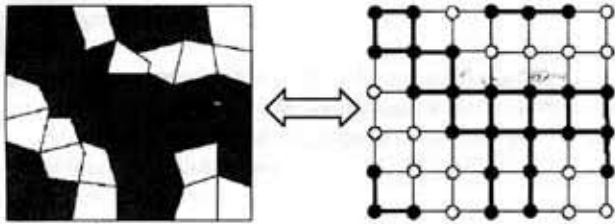


Рис. 1. Моделирование хаотической структуры композита

В [10] изучали хаотические фрактальные множества на квадратных решетках, в которых все связи были случайно окрашены на начальной стадии и беспорядочно изменили свой цвет на более поздних стадиях. Эти хаотические фрактальные множества Ω_f зависели от начального размера решетки l_0 и от вероятности быть окрашенными в определенный цвет, например черный x_0 (цвет связи означает, что она обладает определенными свойствами).

Рост фрактального множества был начат на решетке конечного размера $l_0 \times l_0$, а затем каждая связь этой решетки в k -м итерационном шаге была заменена решеткой, полученной на предыдущем, $k-1$ -м шаге. Рост считали законченным после того, как свойства фрактального множества стали независимыми от линейного масштаба $l_n = l_0^n$ (рис. 2).

Рассмотрим множество связей $\Omega_n(l_0, x_0)$, где каждая связь окрашена в черное с вероятностью x_0 и белое с вероятностью $1-x_0$. В этом случае можно провести различие между двумя основными состояниями, в которых черные связи формируют соединяющее множество (СМ), связывающее пространство решетки между противоположными сторонами, или несоединяющее множество (НСМ), для которого не существует траектории, состоящей из черных связей, таких, которые соединяют две противоположных стороны решетки.

Важной характеристикой хаотического фрактального множества $\Omega_n(l_0, x_0)$ есть вероятность $Y(l_0, x_0)$ того, что данная конфигурация принадлежит СМ. Эта вероятность зависит от концентрации «черных» связей x_0 и от начального размера l_0 решетки и может

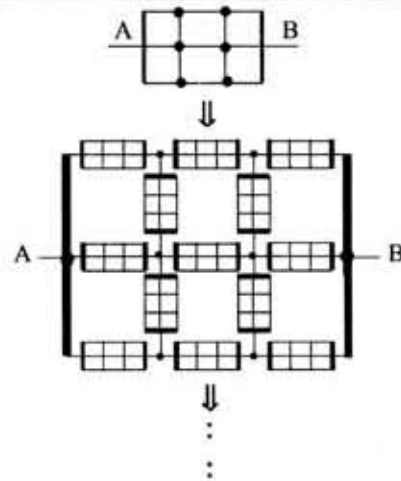


Рис. 2. Иллюстрация построения фрактального множества на прямоугольных решетках 2×3

быть определена как отношение числа соединяющих конфигураций к общему количеству возможных конфигураций.

На первом итерационном шаге длина ребра решетки равна

$$l_1 = l_0^2, \quad (7)$$

а плотность «черных» связей равна

$$x_1 = Y(l_0, x_0). \quad (8)$$

В последующих шагах длина ребра решетки равна

$$l_n = l_0^{l_{n-1}}. \quad (9)$$

Вероятность принадлежности связи к СМ будет зависеть от x следующим образом:

$$\begin{aligned} x_2 &= Y(l_1, x_1), \\ \dots \\ x_n &= Y(l_{n-1}, x_{n-1}). \end{aligned} \quad (10)$$

При этом выполняется

$$\lim_{n \rightarrow \infty} x_n = \begin{cases} 1, & x_0 > x_c; \\ 0, & x_0 < x_c. \end{cases} \quad (11)$$

Неустойчивая критическая точка (порог перколяции) x_c может быть определена из равенства

$$x_c = Y(l_0, x_c). \quad (12)$$

В любых практических вычислениях (с конечной точностью) траектория роста хаотического фрактального множества $\Omega_n(l_0, x_0)$ заканчивается на n -м итерационном шаге, достигающем точки, неразличимой от одной из неподвижных точек 0 или 1 функции $Y(l_0, x_0)$.

Рассмотрим зависимость функции $Y(x)$ вероятности от концентрации x при заданном значении начального размера l_0 решетки. На основе функции вероятности $Y(x)$ можно определить плотность вероятности распределения $f(x)$ протекающих конфигураций:

$$Y(x) = \int f(x) dx. \quad (13)$$

При этом, используя производную $Y(x)$ в пределе перколяции

$$\left. \frac{dY}{dx} \right|_{x=x_c} = \lambda, \quad (14)$$

где $\lambda = f(x)|_{x=x_c}$, можно определить тип неподвижной точки: если $\lambda > 1$, неподвижная точка является неустойчивой; если $\lambda < 1$, неподвижная точка является устойчивой.

Порог перколяции $x = x_c$ (неподвижная точка для функции $Y(x)$) является неустойчивой точкой, т. к. $Y(x)$ соответствует $\lambda > 1$ (точки $x=0, 1$ являются устойчивыми точками).

Плотность СМ $P_{CM}^{(n)}(x_0)$ определяет вероятность того, что связь принадлежит СМ на n -м итерационном шаге и рассчитывается следующим образом:

$$P_{CM}^{(n)}(x_0) = \prod_{i=0}^n Y(x_i). \quad (15)$$

Уравнение (15) показывает, что "черная" связь принадлежит СМ («бесконечному» кластеру) только тогда, когда она принадлежит кластеру, соединяющему две противоположные стороны решетки на каждом итерационном шаге $i=1, \dots, n$.

Из уравнений (11) и (15) следует, что

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P_{CM}^{(n)}(x_0) = \begin{cases} P_{CM}(x_0) > 0 & \text{при } x_0 > x_c; \\ 0 & \text{при } x_0 < x_c; \end{cases} \quad (16)$$

Таким образом, знание функции $Y(x)$ критично для определения свойств фрактальной модели. Для малых начальных решеток эта функция может быть рассчитана точно. Исследования фрактальных множеств, полученных на затравочных ячейках в виде квадрата $l_0=2, 3, 4$, а также и для общего случая прямоугольных ячеек $l_x \times l_y$, были проведены в [11].

Для иллюстрации влияния функции $Y(x)$ на расчет эффективной проводимости композита σ была использована функция вероятностей $Y(x)$ [11]:

$$Y(x) = 5x^2(1-x)^{12} + 68x^3(1-x)^{11} + 398x^4(1-x)^{10} + 1298x^5(1-x)^9 + 2575x^6(1-x)^8 + 3288x^7(1-x)^7 + 2977x^8(1-x)^6 + 2000x^9(1-x)^5 + 1001x^{10}(1-x)^4 + 364x^{11}(1-x)^3 + 91x^{12}(1-x)^2 + 14x^{13}(1-x) + x^{14}. \quad (17)$$

Согласно (16) и (17), перколяционный порог x_c для $Y(x)$ равняется 0,178..., т. е. НСМ переходит в СМ при $x_c=0,178$. (18)

Значение производной $Y(x)$ в точке $x=x_c$ равно

$$f(x)|_{x=x_c} = \lambda, \quad (19)$$

где

$$f(x) = dY(x)/dx. \quad (20)$$

Из этого следует, что

$$\lambda \approx 1,9578. \quad (21)$$

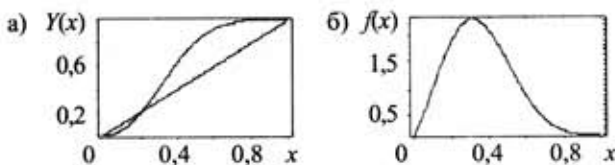


Рис. 3. а — функции вероятностей $Y(x)$; б — производные $f(x)=dY(x)/dx$

Нами были построены функции вероятностей $Y(x)$ на основе прямоугольных решеток [10]. Зависимости функций $Y(x)$ и их производных $f(x)$ от концентрации x представлены на рис. 3.

Рассмотрим двухфазную систему с функцией распределения

$$P_0(C) = (1-x_0)\delta(C-C_2^{(0)}) + x_0\delta(C-C_1^{(0)}), \quad (22)$$

где $\delta(x)$ — функция Дирака;

x_0 — вероятность того, что данная локальная область обладает свойством $C_1^{(0)}$ (черный цвет);

$1-x_0$ — вероятность того, что данная локальная область обладает свойством $C_2^{(0)}$ (белый цвет).

После k шагов ренормгрупповых преобразований функция плотности принимает вид

$$P_k(C) = (1-x_k)\delta(C-C_2^{(k)}) + x_k\delta(C-C_1^{(k)}). \quad (23)$$

Здесь

$$x_k = Y(x_{k-1}, l_{k-1}). \quad (24)$$

Мы выделяли два вида множеств конфигураций связей СМ и НСМ.

Плотность СМ связей равна отношению числа СМ к числу всех разбросов («раскрасок») на квадратной решетке.

В качестве модели СМ и НСМ использовалась ячейка «куб в кубе» (рис. 4). Поэтому на каждом шаге итерационного процесса вычисления свойств структуры СМ и НСМ моделировались ячейкой «куб в кубе»: СМ — непрерывный массив из «хорошо проводящей» фазы (внешний куб) с включением куба из «плохо проводящей фазы» (внутренний куб); НСМ — непрерывный массив из «плохо проводящей фазы» (внешний куб) с включением куба из «хорошо проводящей фазы» (внутренний куб).

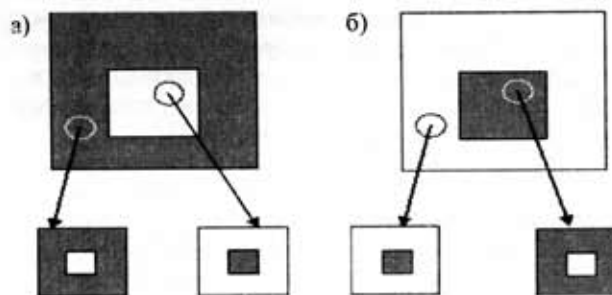


Рис. 4. Модель (а) СМ и (б) НСМ

Проводимость ячейки «куб в кубе» была определена в [11, 12]. Полученный в [1, 11, 12] результат для ячейки, в которой куб с проводимостью σ_1 находится в кубе с проводимостью σ_2 можно записать в виде

$$\sigma = \frac{\sigma_1}{2}(\psi_1 + \psi_2), \quad (25)$$

где

$$\psi_1 = \frac{\sigma_1 + (\sigma_2 - \sigma_1)(1-x)^{2/3}}{\sigma_1 + (\sigma_2 - \sigma_1)(1-x)^{2/3} [1 - (1-x)^{1/3}]};$$

$$\psi_2 = \frac{\sigma_2 + (\sigma_1 - \sigma_2)(1-x)^{1/3} [1 - (1-x)^{2/3}]}{\sigma_2 + (\sigma_1 - \sigma_2)(1-x)^{1/3}}. \quad (26)$$

Здесь x — объемная концентрация фазы с проводимостью σ_1 .

$$\sigma_c^{(k)} = \frac{\sigma_c^{(k-1)}}{2} (\Psi_{1c}^{(k-1)} + \Psi_{2c}^{(k-1)}), \quad (27)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{1c}^{(k-1)} &= \frac{\sigma_c^{(k-1)} + (\sigma_n^{(k-1)} - \sigma_c^{(k-1)}) (1-x_{k-1})^{2/3}}{\sigma_c^{(k-1)} + (\sigma_n^{(k-1)} - \sigma_c^{(k-1)}) (1-x_{k-1})^{2/3} [1-(1-x_{k-1})^{1/3}]} \\ \Psi_{2c}^{(k-1)} &= \frac{\sigma_n^{(k-1)} + (\sigma_c^{(k-1)} - \sigma_n^{(k-1)}) (1-x_{k-1})^{1/3} [1-(1-x_{k-1})^{2/3}]}{\sigma_n^{(k-1)} + (\sigma_c^{(k-1)} - \sigma_n^{(k-1)}) (1-x_{k-1})^{1/3}} \end{aligned} \right\} (28)$$

$\sigma_c^{(0)} = \sigma_1$, $\sigma_n^{(0)} = \sigma_2$ и $x=x_0$ — объемная концентрация фазы с проводимостью σ_1 .

Для определения проводимости НСМ $\sigma_n^{(k)}$ необходимо заменить индексы следующим образом: $n \leftrightarrow c$ и $(1-x_k) \rightarrow x_k$.

Нижние индексы n, c означают, что данная величина относится: n — к НСМ; c — к СМ; верхний индекс k указывает номер итерационного шага.

Итерационная процедура продолжается до тех пор, пока эффективная проводимость композита σ не будет равна

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \sigma_c^{(k)} = \lim_{k \rightarrow \infty} \sigma_n^{(k)} = \sigma. \quad (29)$$

Расчеты проводились для двухкомпонентной среды. На рис. 5 представлено сравнение результатов расчета эффективной проводимости с помощью итерационного метода с расчетом по формуле (5), полученной на основе модели эффективной среды. Сравнение показывает на достаточно хорошее их согласование, если $\sigma_2/\sigma_1 > 10^{-2}$. Если $\sigma_2/\sigma_1 \leq 10^{-2}$, расчеты существенно различаются при концентрациях $0,1 < x < 0,5$, и расхождение растет при $\sigma_2/\sigma_1 \rightarrow 0$.

На рис. 6 и 7 представлено сравнение результатов расчета (при $\sigma/\sigma_1 = 10^{-5}$ и $\sigma/\sigma_1 = 10^{-3}$) по итерационному методу, методу самосогласованного поля и по численному моделированию [13, 14]. Сравнение показывает хорошее согласие итерационного метода с численным экспериментом и существенное расхождение метода самосогласованного поля с численным экспериментом. Данное расхождение ранее было отмечено в [13, 14].

Таким образом, разработанный итерационный метод расчета можно использовать для прогнозирования обобщенной проводимости неоднородных материалов с хаотической структурой при любых значениях проводимости фаз σ_1 и σ_2 и во всем диапазоне концентраций $0 \leq x \leq 1$.

Как было отмечено ранее, в [10] были исследованы свойства фрактальных множеств, образованных на различных затравочных ячейках $l_0 \times l_0$: 2×1 , 2×2 , 2×3 , 2×4 , 3×1 , 3×2 , 3×3 , 3×4 , 4×1 , 4×2 , 4×3 , 4×4 . Для этих решеток были определены функции $Y(l_0, x_0)$ и определены критические индексы. Полученные результаты для фрактальных множеств могут быть использованы при анализе зависимости проводимости

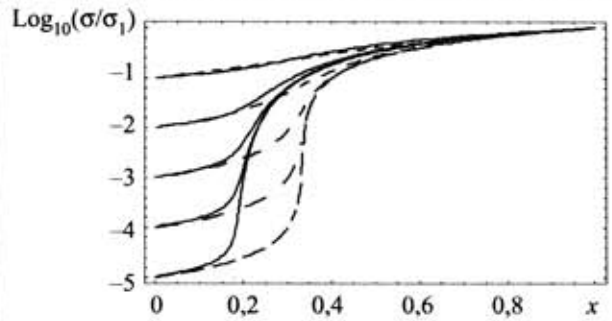


Рис. 5. Сравнение результатов расчета эффективной проводимости с помощью итерационного метода (сплошная линия) с расчетом на основе модели эффективной среды (пунктир) при значениях σ/σ_1 10^{-5} ; 10^{-4} ; 10^{-3} ; 10^{-2} ; 10^{-1}

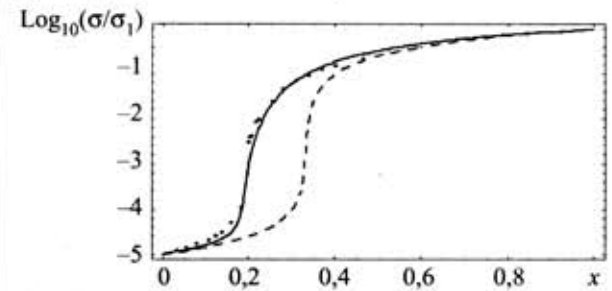


Рис. 6. Сравнение результатов расчета эффективной проводимости (при $\sigma/\sigma_1 = 10^{-5}$) по итерационному методу (сплошная линия) с расчетом на основе метода самосогласованного поля (пунктир) и с экспериментальными данными (точки) [13, 14]

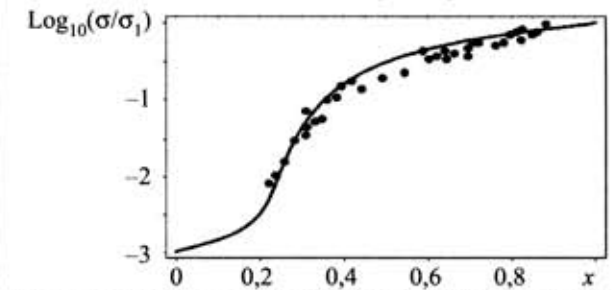


Рис. 7. Сравнение результатов расчета (при $\sigma/\sigma_1 = 10^{-3}$) по методу итерационных усреднений (сплошная линия) с экспериментальными данными (точки) [13, 14]

композита не только от свойств компонентов и их концентраций, но и от такой характеристики структуры композита как фрактальная размерность.

Заключение

Построены хаотические фрактальные множества на прямоугольных решетках, которые могут быть использованы при прогнозировании эффективной проводимости композитов.

Предложен алгоритм определения эффективной проводимости композиционного материала на основе фрактальной модели случайной структуры композита и итерационного метода осреднения. Сравнение расчета и экспериментальных данных, показало достаточно хорошее их согласование при отношении проводимости фаз $\sigma_2/\sigma_1 > 10^{-2}$.

Результаты работы позволяют прогнозировать обобщенную проводимость нанокompозитов с хаотической структурой при любых значениях проводимости фаз и во всем диапазоне концентраций.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Privalko V. P., Novikov V. V. The science of heterogeneous polymers: structure and thermophysical properties.— New York—Brisbane—Toronto—Singapore: J. Wiley, Chichester.— 1995.
2. Maxwell-Carnett J. C. Treatise on electricity and magnetism // Phil. Trans. R. Soc.— 1904.— Vol. 203.— P. 385—383.
3. Bruggeman D. A. G. Berechnung verschiedener physikalischer konstanten von heterogenen substanzen // Ann. Phys.— 1935.— Vol. 24.— P. 636.
4. Maxwell J. C. A treatise on electricity and magnetism.— Oxford, 1873; Reprint: N. Y.: Dover, 1973.
5. Torquato S. Random heterogeneous materials. Microstructure and macroscopic properties.— N. Y.: Springer, 2002.
6. Stauffer D., Aharony A. Introduction to percolation theory.— London: Talor&Francis, 1992.
7. Sahimi M. Non-linear and non-local transport processes in heterogeneous media: from long-range correlated percolation to

- fracture and materials breakdown // Phys. Reports.— 1998.— Vol. 306.— P. 213—217.
8. Sahimi M. Heterogeneous materials. Vol. I.— Linear transport and optical properties; Vol. II.— Nonlinear and breakdown properties and atomistic modeling.— N. Y.: Springer, 2003.
9. Федер Е. Фракталы.— М.: Мир, 1991.
10. Novikov V. V., Wojciechowski K. W., Privalko V. P. Chaotic fractal models generated by rectangular cells // Computational methods in science and technology.— 2004.— Vol. 10, N 1.— P. 91—100.
11. Jackson J. L. Transport coefficients of composite materials // J. Appl. Phys.— 1968.— Vol. 39, N 5.— P. 2329—2335.
12. Corriell S. R., Jackson J. L. Bounds on transport coefficients of two-phase materials // Ibid.— 1968.— Vol. 39, N 10.— P. 1733.
13. Webman I., Jortner J., Cohen M. Numerical simulation of electrical conductivity in microscopically inhomogeneous materials // Phys. Rev.— 1975.— Vol. 11, N 8.— P. 2885—2892.
14. Webman I., Jortner J., Cohen M. Electronic transport in alkali-tungsten bronzes // Ibid.— 1976.— Vol. 13, N2.— P. 713—724.

И. Б. ВИННИК, к. ф.-м. н. И. В. ГАДЗАМАН, Г. И. КЛЫМ,
к. х. н. О. Я. МРУЗ, д. ф.-м. н. О. И. ШПОТЮК

Украина, г. Львов, НПП "Карат", Национальный ун-т
«Львовская политехника»; Дрогобычский гос. педагогический
ун-т им. Ивана Франко
E-mail: shpotyuk@novas.lviv.ua

Дата поступления в редакцию
13.12 2005 г.

Оппоненты д. ф.-м. н. Р. М. ПЕЛЕЩАК
(Дрогобыч. гос. пед. ун-т им. Ивана Франко),
д. ф.-м. н. В. В. НОВИКОВ (ОНПУ, г. Одесса)

ПОЛУЧЕНИЕ АЛЮМОМАГНИЕВОЙ КЕРАМИКИ С УЛУЧШЕННЫМИ ВЛАГОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Получены активные элементы сенсоров влажности с относительно низким сопротивлением и большой влагочувствительностью в диапазоне относительной влажности 33—95%.

Сенсоры влажности (СВ) на основе пористых керамических материалов находят широкое применение в системах контроля и регулирования влажности на предприятиях пищевой, легкой, автомобильной промышленности, в сельском хозяйстве (зернохранилища, теплицы, инкубаторы), в нефте- и газопроводах, медицине, метеорологии, а также в разнообразных средствах бытовой техники. Одним из перспективных материалов для изготовления активных элементов СВ является алюмомагниева шпинель $MgAl_2O_4$, которая обладает хорошей влагочувствительностью, коротким временем срабатывания на изменение влажности, высокой термической и химической стойкостью [1—3].

С учетом того, что эксплуатационные электрофизические характеристики активных элементов СВ зависят от процессов адсорбции влаги керамикой, возникает актуальная задача создания пористых материалов с контролируемой микроструктурой, а именно, с большой удельной поверхностью и высокой открытой пористостью, а также контролируемым рас-

пределением пор по размерам. С этой целью используют исходные порошки с различной удельной поверхностью и размером частиц (как промышленные, так и приготовленные методами «мокрой» химии или твердофазными реакциями между оксидами) и спекание при различных температурах [1—4].

Ранее нами было изучено влияние удельной поверхности смесей исходных порошковых материалов $MgO:Al_2O_3$, взятых в молярном соотношении 1:1, на электрические свойства керамических элементов для СВ [5]. Цель настоящей работы — исследование влияния температуры спекания алюмомагниево-керамики $MgAl_2O_4$ на эксплуатационные электрофизические параметры активных элементов СВ на их основе.

Для получения влагочувствительных элементов СВ применяли стандартную керамическую технологию [6]. Эквимолярные количества исходных реагентов (оксидов алюминия Al_2O_3 и магния MgO с величинами удельной поверхности 12,4 и 10,7 m^2/g , соответственно) смешивали в шаровой планетарной мельнице в течение 96 ч в среде ацетона с целью получения высокоактивной смеси. Удельная поверхность приготовленной смеси составляла 89,6 m^2/g . Для получения пресс-порошка в качестве пластификатора использовали водный раствор поливинилового спирта. Двухстороннее прессование осуществляли в стальных пресс-формах.

Пресс-заготовки спекали в печи ВТП-0.1 в нормальных условиях. Использовали четыре температурно-временных режима, существенно отличающихся

Работа поддержана Украинским Научно-технологическим центром (проект 3119).