

$$n(\varepsilon) = \frac{\text{const}}{\varepsilon v_T(\varepsilon)} a^{-\varepsilon/h\omega}, \quad (9)$$

причем α удовлетворяет уравнению

$$\frac{\ln \alpha}{\alpha} = \left(\frac{E}{E_{\text{кр}}} \right)^2. \quad (10)$$

Таким образом, формулы (7)—(10) полностью определяют вид ФРЭЭ во всем диапазоне энергий.

Средняя энергия электронов для найденной ФРЭЭ имеет вид

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon n(\varepsilon) d\varepsilon \left/ \int_0^{\infty} n(\varepsilon) d\varepsilon \approx \frac{1}{6} \frac{M e^2 E^2}{m^2 (\omega^2 + \nu_T^2)}. \quad (11)$$

Любопытно, что в нашем квантовом случае средняя энергия (11) оказалась равной (с точностью до множителя порядка 1) средней для классического максвелловского распределения в поле такой же напряженности и частоты.

В заключение оценим интенсивности полей, при которых квантовые эффекты существенны. Имея в виду плазму тяжелых инертных газов ($m/M \sim 10^{-5}$) для излучения с $\hbar\omega = 3$ эВ, из (3) получим оценку $S < 3 \cdot 10^9$ вт/см², т. е. в видимом диапазоне поля могут быть близкими к пробойным [5]. В работе [6] показано, что в поле излучения с квантом, превышающим энергетическую ширину зоны, занимаемой возбужденными уровнями атома, порог пробоя газа резко снижается, так как электрон практически не теряет энергию на возбуждение. В этой ситуации учет рассмотренных нами эффектов может стать принципиальным, поскольку именно упругие потери будут определять минимальную величину порога.

Список литературы

- [1] Margenau H. // Phys. Rev. 1946. Vol. 69. P. 508—513.
- [2] Druyvesteyn M. Y. // Physica. 1930. Vol. 10. P. 64—68.
- [3] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 12. С. 1150—1162.
- [4] Phelps A. V. Physics of Quantum Electronics. New York, 1966. 538 p.
- [5] Buscher H. T., Tomlinson R. G., Damon E. K. // Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 15. P. 847—850.
- [6] Клишков В. К., Назаркин А. В., Норинский Л. В., Рогов В. С. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 19. С. 1186—1190.

Московский радиотехнический институт АН СССР

Поступило в Редакцию
15 июня 1989 г.

ПРОВОДИМОСТЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЕ ПОЛИМЕР—НЕЛИНЕЙНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Е. В. Харитонов, О. И. Ольшевский, Е. Л. Сейсан,
А. Ф. Тихомиров, Т. И. Ярошецкая

В гетерогенных системах диэлектрик—линейный полупроводник (проводник) при увеличении концентрации проводящей фазы наблюдаются пороговый перколяционный рост проводимости и низкочастотный рост эффективной диэлектрической проницаемости. Максимум диэлектрической проницаемости является следствием резкой неоднородности системы по проводимости и определяется параметром $\omega\tau = \omega\varepsilon_d/\sigma_M$ (ω — круговая частота, ε_d — диэлектрическая проницаемость диэлектрической фазы, σ_M — проводимость проводящей фазы, $\tau_d \ll \sigma_M$, $\omega\tau \ll 1$) (см., например, [1, 2]). Поэтому в случае резкой полевой зависимости проводимости нелинейного полупроводника $\sigma_M = \sigma_M(E)$ для композита $\tau = \tau(E)$ появляются полевые зависимости $\sigma(E)$ и $\varepsilon(E)$ композита, а при $d\sigma_M/dE > 0$ параметр $\omega\tau$ (эффективная

частота) уменьшается с ростом поля, гетерогенность системы увеличивается и перколяционные диэлектрические эффекты становятся более ярко выраженными.

Исследовались композиции полимера фторопласт-4 (диэлектрик) с оксидом цинка (нелинейный полупроводник) на частоте $f=50$ Гц в диапазоне значений напряженности электрического поля $E=0.1-2.0 \cdot 10^6$ В/м при комнатной температуре. Образцы получались смешиванием, прессованием и обжигом при температуре 370°C фторопласта и измельченного высоковольтного варистора на основе оксида цинка и представляли собой пластины толщиной ~ 1 мм. Размер гранул оксида цинка составлял $\sim 10-20$ мкм. В диапазоне исследованных полей вольт-амперную характеристику (ВАХ) полупроводника можно считать экспоненциальной

$$\sigma_M = \sigma_{M0} \exp(\alpha E), \quad \sigma_{M0} = 1.6 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}, \quad \alpha = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м/В}. \quad (1)$$

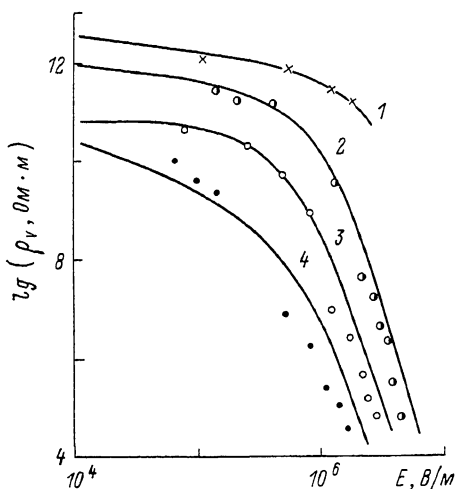


Рис. 1. Концентрационно-полевые зависимости удельного сопротивления композиции фторопласт-4—оксид цинка.

x : 1 — 0.21, 2 — 0.27, 3 — 0.33, 4 — 0.36. Сплошные линии — расчет по формулам (2), (3)

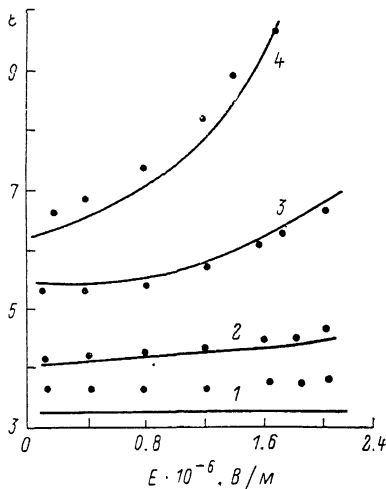


Рис. 2. Концентрационно-полевые зависимости эффективной диэлектрической проницаемости композиции фторопласт-4—оксид цинка.

x : 1 — 0.14, 2 — 0.20, 3 — 0.28, 4 — 0.36. Сплошные линии — расчет по формулам (2), (3).

Наблюдалось концентрационно-полевое возрастание эффективных проводимости (рис. 1) и диэлектрической проницаемости (рис. 2) композита при увеличении концентрации полупроводника и поля. По концентрационным зависимостям $\epsilon(x)$ и удельного сопротивления $\rho(x)$ (x — объемная доля проводящей фазы нелинейного полупроводника ZnO) критическая концентрация (порог протекания) $x_c=0.37$; порог протекания одинаков для $\epsilon(x)$ и $\rho(x)$; порог протекания в диапазоне исследованных полей можно считать не зависящим от поля, от поля резко зависит значение удельного сопротивления на пороге протекания $\rho(x \approx x_c)$.

Количественный анализ экспериментальных данных проводим в приближении эффективной среды [1, 2], причем можно ограничиться случаем однородной по диэлектрической проницаемости средой $\epsilon_d = \epsilon_M (\epsilon_d^r) \approx 2.3$, $(\epsilon_M^r) \approx 2.7$) и резко неоднородной по проводимости $\sigma_M = \sigma_M(E)$, $\sigma_d = 0$ ($\sigma_d / \sigma_{M0} \ll 10^{-7}$). В этом приближении концентрационно-частотные зависимости эффективных проводимости и диэлектрической проницаемости композиции получаются из точных решений уравнений эффективной среды

$$\sigma = \omega \epsilon'' = S + \omega \epsilon_0 \left[\frac{1}{2} (\omega^2 \tau_2^2 - 1) + \sqrt{\frac{1}{4} (\omega^2 \tau_2^2 - 1)^2 + \omega^2 \tau_1^2} \right]^{-1/2},$$

$$\epsilon = \epsilon' = \epsilon' + \epsilon_0 \left[\frac{1}{2} (1 - \omega^2 \tau_2^2) + \sqrt{\frac{1}{4} (1 - \omega^2 \tau_2^2)^2 + \omega^2 \tau_1^2} \right]^{-1/2},$$

$$\tau_1 = \frac{\epsilon_0}{|S|}, \quad \tau_2 = \frac{|e|}{|S|}, \quad (2)$$

$$e^2 = \delta^2 + \frac{x_c}{x_c} \varepsilon_d \varepsilon_m, \quad s^2 = S^2 + \frac{x_c}{x_c} \sigma_d \sigma_m, \quad e_1 = \frac{1}{|s|} \left| \delta S + \frac{x_c}{2x_c} (\sigma_m \varepsilon_d + \sigma_d \varepsilon_m) \right|,$$

$$\delta = \varepsilon_m \frac{x_m - x_c}{2x_c} + \varepsilon_d \frac{x_d - x_c}{2x_c}, \quad S = \sigma_m \frac{x_m - x_c}{2x_c} + \sigma_d \frac{x_d - x_c}{2x_c},$$

$$\bar{x}_c = 1 - x_c. \quad (3)$$

Несмотря на два не сводимых друг к другу времени релаксации τ_1, τ_2 , зависящие от концентраций компонентов, из (2) следует один частотный максимум релаксационной части $\varepsilon''(\omega)$ при $\omega\tau_1 \sim 1$. Полевые зависимости $\sigma(E)$ и $\varepsilon(E)$ заключены в параметре $\omega\tau = \omega\varepsilon_d / \sigma_M = ((\omega\varepsilon_d) / \sigma_{M0}) \exp(-\alpha E)$. Зависимости (2), (3) описывают весь диапазон концентраций компонентов ($0 \leq x \equiv x_M \leq 1$), а в окрестности порога протекания x_c они соответствуют критическим индексам теории эффективной среды $q=t=1, s=1/2, p=3$ (ср. [3]).

Из рисунков видно, что концентрационно-полевые зависимости (2), (3) хорошо соответствуют экспериментальным данным во всем диапазоне исследованных полей и концентраций компонентов. Тем не менее в узкой области вблизи порога протекания ($x_c - x \leq 0.05 - 0.08$) по концентрационным зависимостям $\rho(x), \varepsilon(x)$ можно приближенно определить критические индексы по экспериментальным данным: индекс предпорогового возрастания проводимости $p=3.0 \pm 0.3$, индекс предпорогового возрастания диэлектрической проницаемости $q=0.3 \pm 0.1$. По полевой зависимости диэлектрической проницаемости вблизи порога протекания ($\varepsilon(x_c, \omega) \sim [\omega\tau(E)]^{s-1}$) можно оценить индекс $s: s=0.47 \pm 0.07$. Величина индекса $q < 1$ характерна и для других систем полимер—проводник и может быть связана с характером межзеренных контактов в композите [4]. Точность определения критических индексов не позволяет судить об их полевых зависимостях, хотя, как отмечалось, в больших полях гетерогенность системы выше и перколяционные эффекты выражены ярче. Вблизи порога протекания (при $x_c - x \sim 0.01 - 0.05$) в полях $E \geq 10^6$ В/м полевую зависимость эффективной проводимости можно принять в форме $\sigma(E) \sim \exp(\gamma E^\nu), \nu=0.47 - 0.62$ (ср. [5]). При анализе зависимостей $\varepsilon(x, E)$ мы не учитывали вольт-фарадные характеристики межкристаллитных барьеров самого оксида цинка ввиду их малости по сравнению с эффектами межфазных взаимодействий в композиции (см., например, [6, с. 45]).

В заключение отметим, что полное количественное описание электрофизического поведения гетерогенной системы полимер—нелинейный полупроводник соотношениями (2), (3) не потребовало введения каких бы то ни было подгоночных, «свободных» параметров (очень малые вариации, связанные с контактами между зернами оксида цинка, могла испытывать лишь величина α в ВАХ полупроводника (1)). Вся «микроскопика» заключена в ВАХ (1) (и, может быть, в зависимости $\varepsilon_M(E)$), а рассмотренной феноменологии достаточно для описания свойств макронеоднородной композиции. Предсказательная ценность такого подхода заключена в возможности полного количественного описания не только концентрационно-полевого, но и температурно-частотного поведения гетерогенных систем при известных свойствах отдельных фаз системы.

Список литературы

- [1] Дубров В. Е., Левинштейн М. Е., Шур М. С. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 12. С. 2014—2024.
- [2] Харитонов Е. В. Диэлектрические материалы с неоднородной структурой. М., 1983. 128 с.
- [3] Иевн А. И., Черненко И. М. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 2. С. 263—268.
- [4] Стафеев А. В., Сажина А. Б., Бойцов К. А. и др. // Высокомолекуляр. соединения. 1986. Т. А28. № 11. С. 2355—2360.
- [5] Шкловский Б. И. // ФТП. 1979. Т. 13. Вып. 1. С. 93—97.
- [6] Квасков В. Б. Полупроводниковые приборы с биполярной проводимостью. М., 1988. 128 с.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина
Ленинградское научно-производственное
объединение «Позитрон»

Поступило в Редакцию
19 июня 1989 г.