

тонких зразків та зростає при наближенні розподілу до гомогенного.

Отримані результати дозволяють врахувати неоднорідність просторового розподілу пасток за товщиною плівки і одержати коректні результати при визначенні концентрації та глибини залягання пасток.

ІНЖЕКЦІЙНА СПЕКТРОСКОПІЯ ЛОКАЛІЗОВАНИХ СТАНІВ В УМОВАХ ПРОСТОРОВОЇ НЕГОМОГЕННОСТІ ЗРАЗКІВ

Шевченко М., Опанасюк А.С., Тиркусова Н.В.

Метод, що базується на аналізі вольт-амперних характеристик (ВАХ) струмів обмежених просторовим зарядом (СОПЗ), в наш час набув широкого використання для отримання інформації про концентрацію і енергетичне положення у забороненій зоні апівізолуючих матеріалів локалізованих станів (ЛС), які зумовлені домішками або власними структурними дефектами.

В роботах [1-2] запропоновано та розвивається різновид цього методу (інжекційна спектроскопія), який дозволяє знайти функцію, що описує енергетичний розподіл ЛС в зразках безпосередньо з експериментальних ВАХ шляхом їх диференціальної обробки та одержати максимально повну інформацію про параметри пасток. При цьому вважається, що просторовий розподіл ЛС у матеріалі є однорідним. Разом з тим, це припущення не може бути придатним у випадку плівкових зразків, відкрита поверхня та границя розділу плівка-підкладка яких слугують джерелами додаткових ЛС. У зв'язку з цим у роботі аналізується вплив градієнта густини пасток вздовж зразків на вигляд ВАХ СОПЗ.

Для розрахунку $j - U$ залежностей використовувалися наступні співвідношення.

$$j = e\mu E(x) n_f(x), \quad (1)$$

$$E(L) = \frac{\alpha U}{L} \delta_1, \quad n_t(L) = \frac{\alpha \beta \epsilon \epsilon_0 U}{e L^2} \delta_2, \quad (2)$$

$$n_f(x) = N_c(v) \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right), \quad n_t(x) = \frac{h(E, x)}{1 + g \exp[(E - E_F)/kT]}, \quad (3)$$

де j – густина струму, що протікає крізь зразок; e – заряд електрона; μ – рухливість носіїв заряду в матеріалі; $E(x)$ – напруженість електричного поля, що змінюється за товщиною зразка від катоду ($x = 0$) до аноду ($x = L$); $\alpha = (2 - \gamma)$ – коефіцієнт, що враховує відмінність напруженості поблизу анода від його середнього значення в зазорі між електродами; U – зовнішня напруга; L – товщина зразка; $n_f(x)$ – концентрація вільних носіїв при інжекції; $n_t(L)$ – фактична концентрація носіїв, що захоплені у пастки біля аноду; $\beta = (1 - \gamma)$ – коефіцієнт, що враховує відмінність n_t поблизу анода від середнього значення в зазорі між електродами; та δ_1, δ_2 – коефіцієнти, що враховують неоднорідність розподілу пасток вздовж зразка; $N_{c(v)}$ – ефективна густина вільних станів у зоні провідності (валентній зоні) матеріалу; ϵ – діелектрична проникність матеріалу; ϵ_0 – діелектрична стала; g – фактор спінового виродження рівня ЛС, який залежить від зарядового стану пасток і набуває значень 0,5, 1 або 2 (як правило, приймається що $g = 1$); E_F – положення квазірівня Фермі при інжекції; k – стала Больцмана; $h(E, x) = \frac{dN_t}{dE}$ – функція, що описує розподіл густини ЛС за енергією та координатою; T – температура вимірювання; $\gamma = \frac{d \ln U}{d \ln j}$ – нахил ВАХ у подвійних логарифмічних координатах.

При розрахунках вважалось, що функцію, яка описує розподіл пасток, можна розбити на дві частини, що залежать тільки від енергії та просторової координати ($h(E, x) = h(E) \cdot S(x)$).

Коефіцієнти δ_1 та δ_2 – розраховувалися із використанням співвідношень

$$\delta_1 = \frac{L}{L_{ef}} \left(\frac{\int_0^L S(x) dx}{L_{ef}} \right)^\beta, \quad \delta_2 = \left(\frac{L}{L_{ef}} \right)^2 \left(\frac{\int_0^L S(x) dx}{L_{ef}} \right)^{\beta-1}, \quad (4)$$

де ефективна товщина зразків визначалася наступним чином

$$L_{ef} = \left[\alpha \int_0^L \left(\int_0^x S(z) dz \right)^\beta dx \right]^{\alpha^{-1}}. \quad (5)$$

Розглянуті випадки, коли просторовий розподіл пасток описується експонентою та гаусовою функцією з максимумом густини на одному з електродів, в той час як енергетичний розподіл є моноенергетичним чи описується функцією Гауса. Приклади розрахунків відповідних ВАХ наведені на рисунку.

Встановлено, що неоднорідність розподілу пасток за товщиною зразка приводить до суттєвої зміни напруги повного заповнення пасток і відповідно похибок у визначенні дійсної концентрації ЛС. Ці похибки зростають у випадку, коли максимум просторового розподілу пасток знаходиться поблизу катода. На величину стрибка струму на ВАХ СОПЗ (глибину залягання пасток) просторовий градієнт густини ЛС впливає слабо.

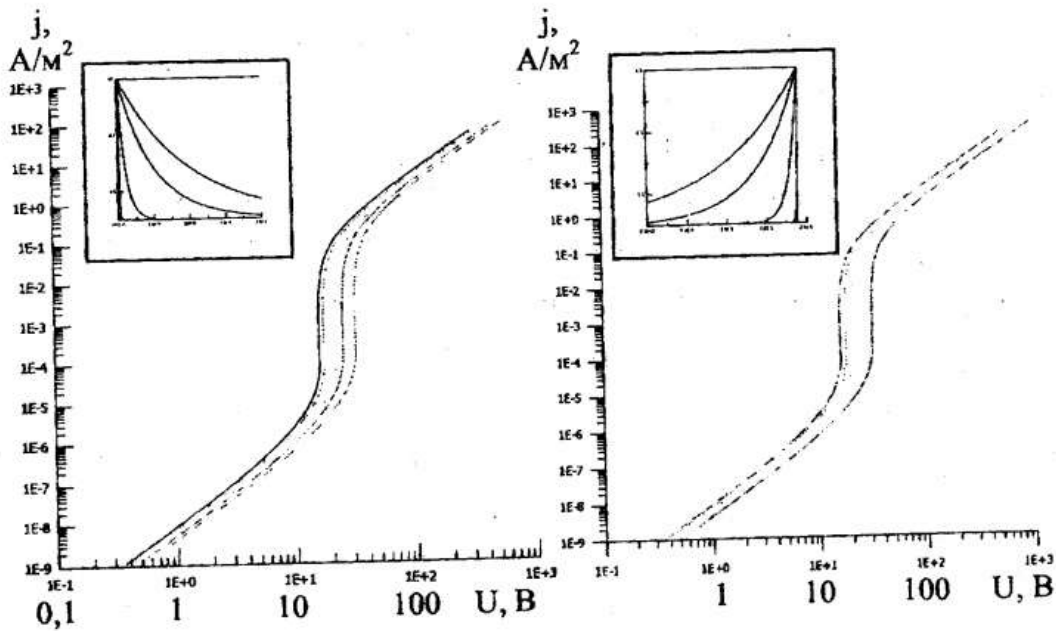


Рис.1 Вольт-амперні характеристики, розраховані для експоненціальних розподілів ЛС за товщиною зразка з максимумом густини на катоді ($S(x) = S_0 + S_1 \exp(-x/r)$) або аноді ($S(x) = S_0 + S_1 \exp((x-L)/r)$) (див. вставку: $r = 10^{-1}, 10^{-5}, 5 \cdot 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-9}$). Функція $S(x)$ — нормувалась $S_0 + S_1 = 1$. Наведені розрахунки для випадку $S_0 = S_1 = 0,5, L = 19 \cdot 10^{-6}$ м, $T = 300$ К. Енергетичний розподіл пасток описується функцією Гауса $N_t = 1020 \text{ м}^{-3}, E_t = -0,57 \text{ еВ}, \sigma = 0,025 \text{ еВ}, g = 1$.

1. Nespurek S., Sworakowski J. Spectroscopy of traps for current carriers in molecular materials// J. Mol. Electr.-1989.- V.5. - P.71-77.
2. Опанасюк А.С., Проценко І.Ю., Тиркусова Н.В. Деякі особливості реконструкції розподілів глибоких станів методом інжекційної спектроскопії // Журнал фізичних досліджень. - 2000.- Т.4, №2. - С.208-215.

СРЕДНЕПОЛЕВАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ДВУХМЕРНЫХ АНСАМБЛЯХ НАНОЧАСТИЦ: НАЛИЧИЕ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ

Лютый Т.В.

В отсутствие точного описания динамики намагниченности таких ансамблей, для получения закона магнитной релаксации используют различные приближения. В работе [1] была разработана теория релаксации намагниченности в таких ансамблях в приближении среднего поля для случая нулевого внешнего поля. Однако интерес представляет также поведение системы в поле смещения — т.е. в поле, перпендикулярном плоскости распределения наночастиц.

Если поле смещения не нарушает предположения о наличии двух устойчивых состояниях магнитного момента, разделённых высоким потенциальным барьером для любой наночастицы, предложенный в [1] подход легко обобщить на случай наличия поля смещения. Решая соответствующее уравнение Фоккера-Планка методом Крамерса, было получено обыкновенное дифференциальное уравнение, решением которого является временная зависимость приведённой намагниченности ансамбля. Полученное уравнение имеет аналитическое решение только для трёх предельных случаев: 1) случай невзаимодействующих частиц; 2) случай, когда намагниченность практически не отличается от первоначальной, или начальный этап релаксации; 3) заключительный этап релаксации, когда намагниченность стремится к равновесной. Получены характерные времена релаксации соответственно для всех трёх случаев: τ_n , τ_0 и τ_∞ .