

- //ФТТ, 1991.- Т.33.-№4.-С.1277.
9. Галкина Е.Г., Иванов Б.А., Сафарян К.А. Теория торможения доменных стенок в ромбических магнетиках //ЖЭТФ, 1997.-Т.111.-№ 1.-С.158.
 10. Иванов Б.А., Кулагин Н.Е. О предельной скорости и вынужденном движении доменной стенки ферромагнетика во внешнем поле, перпендикулярном оси легкого намагничивания //ЖЭТФ, 1997.-Т.112.-№ 9.-С.953.
 11. Иванов Б.А., Мицай Ю.Н., Шахова Н.В. Взаимодействие движущейся доменной границы с редкоземельной подрешеткой магнитоупорядоченных кристаллов с редкоземельными ионами //Письма в ЖТФ, 1984.-Т.10.-№15. 901.
 12. Аверкин А.Н. Аномалия подвижности доменных границ, обусловленная наличием коэрцитивности //ФТТ 23, 6, 1573 (1981).
 13. Фейгельман М.В. О распространении плоского фронта в неоднородной среде //ЖЭТФ, 1983.-Т. 85.-№ 11.-С. 1851.
 14. Денисов С.И., Суходольский И.В. Коэрцитивность и средняя скорость доменных границ в стохастической модели ферромагнетика //ДАН УССР, 1991.- №6.-С. 59.
 15. Горобец Ю.И., Фиохи В.И., Джежеря Ю.И. Торможение доменной стенки в ферромагнетике с дефектами //УФЖ, 1991.- Т.36.-№ 8.-С.1215.
 16. Ivanov B.A., Lyakhimets S.N. //IEEE Trans. Magn., 1993.
 17. Горобец Ю.И., Джежеря Ю.И., Фиохи В.И. Движение 180° доменной магнитной стенки в поле случайно распределенных дефектов //ФТТ, 1993.-Т.35.-№ 2.-С.335.
 18. Джежеря Ю.И., Сорокин М.В. Особенности движения 180° доменной границы в тонкой ферромагнитной пленке с дефектами //ФТТ, 1999.-Т.41.-№ 7.-С.1231.
 19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая механика.- М.: Наука, 1989.
 20. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям.- М.: Наука, 1976.

Поступила в редколлегию 17 февраля 2000 г.

УДК 621.382:537.311.3

ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИЙ МЕТОД ІНЖЕКЦІЙНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ ГЛИБОКИХ ПАСТОК

А.С.Опанасюк, доц.; Н.В.Туркусова, асп.

ВСТУП

Добре відомо, що рекомбінаційні центри та глибокі пастки, які завжди присутні в реальних напівпровідниках та ізоляторах, визначають основні характеристики зарядопереносу та захвату носіїв у цих матеріалах. Тому розробка методів дослідження локалізованих станів та визначення їх параметрів, таких, як концентрація, енергетичний і просторовий розподіли, переріз захвату носіїв заряду та інше є актуальною науковою задачею.

Одним із найбільш прийнятних методів дослідження глибоких пасток у напівізолюючих матеріалах, що поєднує простоту експериментального обладнання та високу чутливість, є метод, який базується на аналізі стаціонарних вольтамперних характеристик (ВАХ) у режимі струмів, обмежених просторовим зарядом (СОПЗ). При цьому параметри локалізованих у забороненій зоні (ЗЗ) матеріалу станів можуть бути знайдені з експериментальних ВАХ шляхом їх порівняння з теоретичними кривими, розрахованими для типових розподілів глибоких пасток [1-6]. У більшості досліджень, де визначалися глибина залягання (E_f) та концентрація (N_t) локалізованих центрів методом ВАХ СОПЗ, застосовувався саме такий метод [1,2].

Протягом останніх років у ряді робіт [7-12] розвинуто метод інжекційної спектроскопії глибоких пасток, який дозволяє одержувати інформацію про параметри локалізованих станів на безмоделній основі безпосередньо з експериментальних ВАХ шляхом їх диференціальної обробки. Ця методика

позбавлена багатьох недоліків на відміну від класичної, але майже не використовується на практиці, очевидно, через те, що потребує досить складної процедури обробки експериментальних кривих. У небагатьох роботах [13-15], де застосовувалася методика інжекційної спектроскопії, як правило, використовується її низькотемпературне наближення, що призводить до значних похибок при реконструкції форми розподілів пасток при температурах, близьких до кімнатної.

У даній роботі запропонована методика розрахунку параметрів глибоких станів, яка може застосовуватися при довільних температурах вимірювання ВАХ СОПЗ та забезпечувати високу точність реконструкції функції розподілу пасток. У статті також визначена роздільна здатність, границі застосування та обмеження запропонованого методу.

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ МЕТОДУ ІНЖЕКЦІЙНОЇ СПЕКТРОСКОПІЇ

Розглянемо плоскопаралельний зразок із однорідного матеріалу, в якому є пастки для носіїв заряду, що розподілені рівномірно в об'ємі. Нехай у цей матеріал здійснюється інжекція носіїв (для визначеності електронів) з контакту, який лежить при $x=0$, інший контакт знаходиться у точці з координатою $x=L$, де L - товщина зразка. Згідно з теорією СОПЗ носії, що інжектуються, займають глибокі пастки переважно поблизу квазірівня Фермі. Розподіл носіїв на глибоких центрах задається статистикою Фермі-Дірака:

$$n_s(E) = \frac{h(E)}{1 + g \exp[(E - E_f)/kT]} = h(E)f(E - E_f), \quad (1)$$

де $h(E) = \frac{dN_s}{dE}$ - функція щільності локалізованих станів, тобто функція, яка

описує енергетичний розподіл пасток у ЗЗ матеріалу; g - фактор виродження; T - температура; E_f - положення квазірівня Фермі; k - стала Больцмана. Тоді повна концентрація носіїв при довільному положенні квазірівня Фермі визначається згорткою функції $h(E)$ та Фермі-Дірака, тобто

$$n_s = \int_E n_s(E) dE = \int_E h(E) f(E - E_f) dE. \quad (2)$$

При зміні напруги, що прикладається до зразка внаслідок інжекції додаткових носіїв заряду, квазірівень Фермі починає рухатися поміж розподілених за енергіями у ЗЗ матеріалу станів. Переміщення квазірівня Фермі (dE_f) призводить до заповнення цих локалізованих станів носіями і як наслідок - зміни провідності структури. Оскільки напруга і густина струму крізь зразок пов'язані з концентрацією пасток та положенням квазірівня Фермі, виникає можливість сканування енергетичних розподілів глибоких центрів. Збільшення концентрації носіїв dn_s при зміщенні положення рівня Фермі на енергію dE_f задається співвідношенням

$$\frac{dn_s}{dE_f} = \frac{d}{dE_f} \left(\int_E n_s(E) dE \right) = \int_E h(E) \frac{df(E - E_f)}{d(E - E_f)} dE. \quad (3)$$

Розглянемо, яким чином функція $\frac{dn_s}{dE_f}$ може бути визначена з експериментальних ВАХ СОПЗ.

Рівняння, що пов'язують величини, які вимірюються експериментально, та ті, що визначають зарядоперенос у зразках, виведені у [16] і мають вигляд

$$j = \frac{1}{e\mu L} \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{n_p} \int_{n_p}^{n_p} dn_f(x) \rho(x) \equiv Y, \quad (4)$$

$$\frac{U}{j^2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{(e\mu)^2} \int_{n_p}^{n_p} \frac{dn_f(x)}{n_p^3(x)\rho(x)} \equiv Z, \quad (5)$$

де j - густина струму, що протікає крізь зразок; U - зовнішня напруга; μ - рухливість носіїв заряду; ε_0 - електрична стала; ε - діелектрична проникність матеріалу; e - заряд електрона; $n_f = n_f(x)$ - концентрація вільних носіїв при інжекції, яка залежить від координати; n_{fc} - концентрація носіїв на катоді ($x=0$); n_{fL} - концентрація носіїв на аноді ($x=L$); $\rho(x) = e[(n_f(x) - n_0) + \sum_j (n_{j1}(x) - n_{j0})]$ - густина об'ємного заряду в матеріалі (на аноді), яка відповідає за обмеження наскрізного струму через зразок; n_0 - рівноважна концентрація носіїв заряду; n_j - фактична концентрація носіїв, що захоплені на пастки j -ю групою станів; n_{j0} - рівноважна концентрація носіїв, що захоплені на пастки j -ю групою станів (у подальшому рівноважною концентрацією носіїв заряду будемо нехтувати).

Взявши першу та другу похідні від Z по Y з використанням співвідношень $\gamma = \frac{d \ln U}{d \ln j}$; $\delta = \frac{d^2 \ln U}{(d \ln j)^2}$; $\xi = \frac{d^3 \ln U}{(d \ln j)^3}$, одержимо

$$n_{sL} = \frac{1 - jL}{2 - \gamma e\mu U}, \quad (6)$$

$$n_{sL} = [\delta + (2 - \gamma)(1 - \gamma)] \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U}{eL^2}, \quad (7)$$

де n_{sL} - повна концентрація носіїв на аноді.

У подальшому індекс L будемо опускати.

Положення квазірівня Фермі у матеріалі визначається концентрацією вільних носіїв заряду, тому легко записати співвідношення, яке дозволяє знайти енергетичний масштаб при дослідженнях глибоких пасток:

$$E_f = kT \ln \frac{L}{N_c e\mu} + kT \ln \frac{j}{(2 - \gamma)U}, \quad (8)$$

де N_c - ефективна щільність вільних станів у зоні провідності.

Нарешті, з використанням співвідношень (7) та (8) одержимо вираз, придатний для обробки експериментальних ВАХ:

$$\frac{dn_s}{dE_f} = \frac{1}{kT} \left[\frac{(2\gamma - 3)\delta + \xi}{(2 - \gamma)(1 - \gamma) + \delta} + \gamma \right] (2 - \gamma) \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{eL^2} U, \quad (9)$$

де $\frac{dn_s}{dE_f}$ - функція, яка визначається формою розподілу пасток.

Слід відмітити, що співвідношення (9) реально дозволяє відтворити розподіл носіїв заряду, локалізованих на глибоких пастках, який, як добре видно з (3), при довільних температурах відрізняється від розподілу локалізованих станів. На практиці для обробки експериментальних результатів найчастіше використовується так зване низькотемпературне наближення. При низьких температурах функцію Фермі-Дірака у (3) можна замінити на функцію Хевісайда, звідки одержимо

$$h(E) \approx \frac{dn_s}{dE_f} = \frac{1}{kT} \left[\frac{(2\gamma - 3)\delta + \xi}{(2 - \gamma)(1 - \gamma) + \delta} + \gamma \right] (2 - \gamma) \frac{eE_0}{eL^2} U. \quad (10)$$

При довільних температурах задача реконструкції розподілу пасток зводиться до знаходження функції $h(E)$ із згортки (2) або (3) і в загальному випадку не вирішена. Це і обумовило мету даної роботи.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

У роботі запропонована методика знаходження функції розподілу пасток $h(E)$ із згортки (2) при довільній температурі. Методика базується на рішенні рівняння Фредгольма 1-го роду. Задачі такого типу відносяться до класу некоректних, оскільки малі похибки правої частини рівняння приводять до значних похибок результату. Для вирішення цієї проблеми нами використовувався метод регуляризації Тихонова (дивись математичний додаток). Вибір параметра регуляризації α здійснювався з використанням як принципу нев'язки, так і способом визначення квазіоптимального значення параметра.

Для перевірки коректності запропонованого методу при реконструкції профілю розподілів пасток із ВАХ СОПЗ нами використовувалася така процедура комп'ютерного моделювання.

На першому етапі в припущенні, що глибокі стани у ЗЗ матеріалу є моноенергетичними, описуються гауссовою функцією, подвійною експонентою або функцією іншого виду (вхідний розподіл, дивись вставку на рис. 1а), розраховувалися теоретичні залежності n_s від E_f та $\frac{dn_s}{dE_f}$ від E_f при різних

температурах (співвідношення (2) (3)). Параметри модельних розподілів та константи матеріалу, що використовувалися при обчисленнях, наведені у підписах до рисунків. Розрахунки проводилися для випадку $g=1,2$. Відлік енергії при обчисленнях здійснювався від краю зони провідності у глиб ЗЗ.

Результати розрахунків для випадку подвійного експоненційного та гауссового розподілів наведені на рис.2. З рисунка видно, що залежності $\frac{dn_s}{dE_f}$

від E_f мають вигляд розмитих кривих із максимумами. У випадку монорівней їх форма не залежить від E_f та N_f , а визначається тільки температурою вимірювань. Разом з тим на залежностях n_s від E_f спостерігається вихід на насичення у випадку, коли квазірівень Фермі перетинає максимум розподілу пасток.

На другому етапі з використанням точних інтегральних рівнянь (4) та (5) були розраховані теоретичні ВАХ при різних параметрах модельних розподілів та температурах (рис. 1а). Для покращання сприйняття інформації густину струму на ВАХ у випадку монорівней помножено на 10.

Оскільки для розрахунку теоретичних ВАХ на практиці частіше використовуються наближені методи, нами поряд із точним методом

проводилися також обчислювання залежностей струм - напруга використанням методу, запропонованого в [17]. Цей метод може бути застосований при розрахунках ВАХ СОПЗ для довільних розподілів пасток на відміну від методу Мюллера [18] та методу регіональних наближень [1, 2] дає похибки, які не перевищують 10%. Базові співвідношення методу [17] мають вигляд

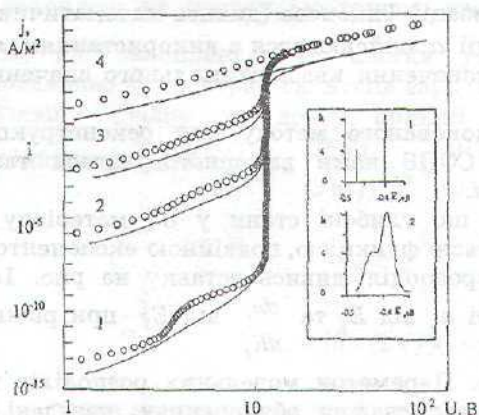
$$(11) \quad \frac{j}{U} = \frac{e\mu n_f(2+z)}{L(1+z)},$$

$$(12) \quad U = \frac{eL^2 n_f [z' + (1+z)^2]}{\epsilon\epsilon_0(2+z)}$$

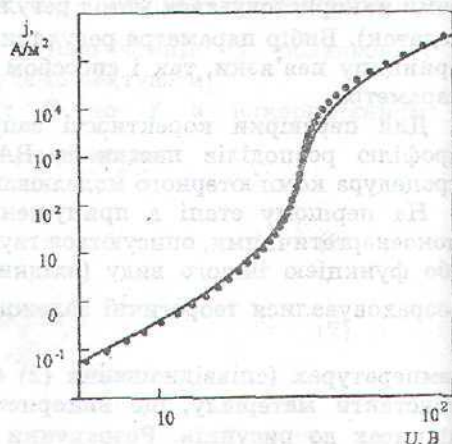
де $z = \frac{d \ln n_s}{d \ln n_f} = \frac{n_f dn_s}{n_s dn_f}$ $z' = \frac{dz}{d \ln n_f} = n_f \frac{dz}{dn_f}$

Алгоритм розрахунку ВАХ СОПЗ із використанням співвідношень (11) та (12) такий:

- 1) складання рівняння збереження заряду;
- 2) розрахунок похідних z та z' ;
- 3) одержання ВАХ у параметричному вигляді.



а)



б)

Рисунок 1

а) Вольтамперні характеристики, розраховані для різних типів розподілів локалізованих станів, які наведені на вставці:

1 - \circ - два дискретних рівня з енергією залягання $E_1 = -0,4$ eB; $E_2 = -0,47$ eB та концентрацією $N_{11} = 1,2 \cdot 10^{19}$ м⁻³; $N_{12} = 2,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³ відповідно. Густину струму помножено на 10.

2 - суцільна лінія - два гауссових розподіли $E_1 = -0,4$ eB; $E_2 = -0,47$ eB; $N_{11} = 1,2 \cdot 10^{19}$ м⁻³; $N_{12} = 2,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³; $\sigma = 0,025$ eB. Щільність локалізованих станів описується функцією $h(E) = N_i / [\sigma(2\pi)^{1/2}] \exp[-(E-E_i)^2/2\sigma^2]$; 1-T=100 К, 2-T=150 К, 3-T=200 К, 4-T=300 К.

б) Гауссовий розподіл локалізованих станів із $E_i = -0,57$ eB, $N_i = 10^{20}$ м⁻³, $\sigma = 0,025$ eB, $g = T = 300$ К:

- суцільна лінія - ВАХ розрахована за інтегральними рівняннями (4) та (5);

• - ВАХ розрахована за допомогою наближеного методу [17]

Результати моделювання з використанням наближеного методу [17] наведені на рис. 16. Одержані за допомогою цього методу криві у багатьох випадках практично збігаються з розрахованими із використанням співвідношень (4), (5). Максимальна похибка одержана в області найбільшої кривизни ВАХ у випадку моноенергетичних рівней. За наявності пасток, які розподілені за енергіями, ВАХ мають меншу кривизну, і тому точність розрахунків значно збільшується. Наприклад, для пасток, які описуються гауссовим розподілом з $\sigma=0,05$ еВ або подвійною експонентою з $kT_c=0,05$ еВ, метод [17] дає майже точну ВАХ. Слід відмітити, що наші висновки добре узгоджуються з висновками авторів [17].

На останньому етапі ВАХ СОПЗ були оброблені з використанням диференціальної методики (рівняння (7), (8)). У результаті були розраховані залежності n_s від E_f та $\frac{dn_s}{dE_f}$ від E_f (вихідні розподіли). При цьому для

знаходження похідних у кожній точці ВАХ вони апроксимувалися відповідальним сплайном. Функція густини станів $h(E)$ була одержана з рівняння (2) за допомогою запропонованого методу.

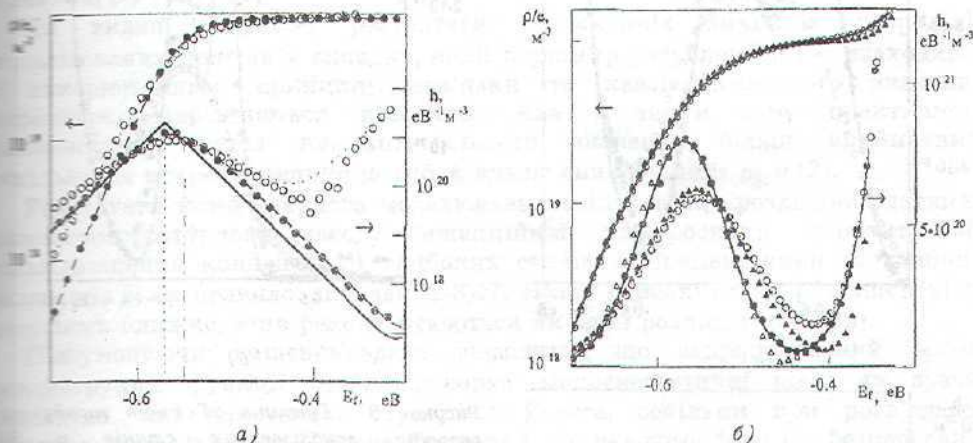


Рисунок 2 - Густина об'ємного заряду та розподіл локалізованих станів у Si матеріалу для випадку $E_f = -0,57$ еВ, $N_t = 10^{20}$ м⁻³, $N_c = 1,79 \cdot 10^{25}$ м⁻³:

а) подвійний експоненціальний розподіл: $kT_c = 0,025$ еВ, $g = 2$.

Вхідний розподіл $h(E)$ - суцільна лінія, ρ/e - пунктирна лінія, вихідні розподіли - $T=150$ К, $T=300$ К.

б) гауссовий розподіл: $\sigma = 0,025$ еВ, $g = 2$, $T = 300$ К. Вхідний розподіл $h(E)$ - суцільна лінія, вихідний розподіл:

○ - розрахунок із використанням низькотемпературної методики для ВАХ, отриманих за інтегральними рівняннями (4)-(5);

△ - розрахунок із використанням низькотемпературної методики для ВАХ, отриманих з використанням наближеної методики [17];

— розрахунок із використанням запропонованого методу нев'язки:

• - для ВАХ, отриманих за інтегральними рівняннями (4),(5);

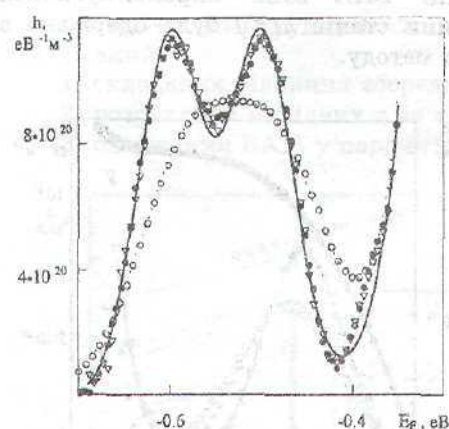
△ - для ВАХ, отриманих із використанням наближеної методики [17]

Результати реконструкції розподілів пасток із використанням низькотемпературного наближення наведені на рис. 2. Встановлено, що коли при розрахунках використовується значення фактору виродження $g=1$, максимум вихідного розподілу пасток збігається з максимумом вхідного, а у

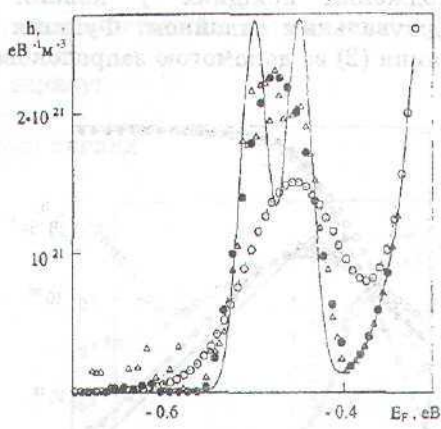
випадку, коли при обчислюваннях взято $g=2$, відповідний максимум зсувається вздовж осі енергій на величину $kT \ln g$. При низьких температурах вимірювання форми вихідного і вхідного розподілів майже збігаються, але збільшення цієї температури призводить до похибок при реконструкції функції $h(E)$.

Результати обчислювань з використанням запропонованого методу наведені на рис.3. З цього рисунка видно, що у випадку розрахунку ВАХ наближеним методом, також вносяться похибки при реконструкції функції розподілу носіїв заряду, локалізованих на глибоких пастках ($\frac{dn_i}{dE_i}$), та

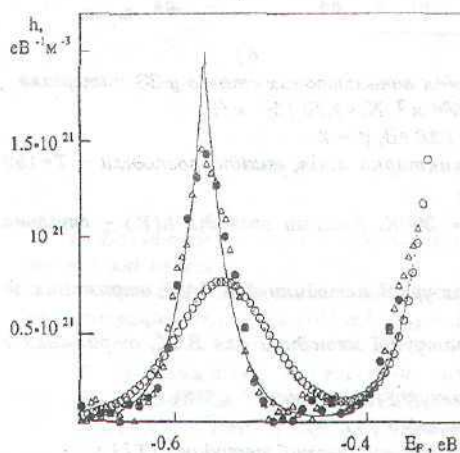
функції розподілу пасток ($h(E)$). Ці похибки досить значні і досягають 15%. Похибки зростають при зменшенні глибини залягання локалізованих центрів.



a)



б)



в)

Рисунок 3 - Густина об'ємного заряду та розподіл локалізованих станів у 33 матеріалі для випадку:

а) двох гауссових розподілів $E_1 = -0,6$ eV; $E_2 = -0,5$ eV; $N_i = 10^{20}$ м⁻³; $\sigma = 0,025$ eV; $g = 2$;

б) двох гауссових розподілів $E_1 = -0,5$ eV; $E_2 = -0,45$ eV; $N_i = 10^{20}$ м⁻³; $\sigma = 0,025$ eV; $g = 2$;

в) подвійного експоненціального розподілу $E_1 = -0,57$ eV, $N_i = 10^{20}$ м⁻³, $kT_c = 0,025$ eV, $g = 2$. Вхідний розподіл $h(E)$ - суцільна лінія, вихідний розподіл:

○ - розрахунок із використанням низькотемпературної методики.

○ - розрахунок із використанням запропонованого методу;

● - метод нев'язки;

△ - метод квазіоптимального значення α

Одержані результати свідчать, що навіть у разі використання для розрахунку ВАХ СОПЗ найбільш точного з відомих наближених методів,

відноситься суттєва похибка при визначенні параметрів пасток. При цьому слід відмітити, що сьогодні наближені методи використовуються для розрахунку енергетичних ВАХ найчастіше, хоча, як показали результати моделювання, це призводить до одержання некоректних результатів при реконструкції функції розподілу глибоких центрів.

У разі використання точних співвідношень (4), (5) для розрахунку ВАХ форма розподілів пасток запропонованим методом відтворюється майже точно навіть у випадку дуже вузьких розподілів, які описуються функцією Гаусса з $\sigma=0,005$ еВ. Похибка у визначенні концентрації пасток при цьому не перевищує 3-5%, тоді як енергія залягання глибоких рівней (положення максимуму функції $h(E)$) визначається точно. У випадку більш розмитих розподілів похибка відтворення їх форми значно зменшується. Для порівняння зазначимо, що у випадку використання низькотемпературного наближення моноенергетичні рівні відтворюються у вигляді дифузних кривих з напівшириною $\sim 3,5kT$, у той час як інші розподіли реконструюються з розширенням $\sim 2kT$ (рис.2). У випадку подвійного експоненціального розподілу похибки реконструкції форми при використанні запропонованого методу обумовлені відсутністю 1-ї похідної у точці злому кривої $h(E)$ (рис. 3б).

Як видно з рис.3, результати розрахунків вихідних розподілів локалізованих центрів у випадку, коли параметр регуляризації α знаходився з використанням принципу нев'язки та квазіоптимального значення параметра, відрізняються незначно. Але з точки зору практичного використання метод квазіоптимального значення більш прийнятний, оскільки не потребує знання похибок визначення функції n_s у (2).

Результати комп'ютерного моделювання свідчать, що роздільна здатність високотемпературного методу інжекційної спектроскопії залежить від співвідношення концентрації глибоких станів, їх напівширини та глибини залягання і, як правило, складає $(2-3)kT$. Якщо глибокі стани розташовані за енергіями ближче, вони реконструюються як один розподіл (рис. 3в).

Підсумовуючи вищевикладене відмітимо, що запропонований метод реконструкції функції $h(E)$ відтворює моноенергетичні рівні як вузькі розподіли, які описуються функцією Гаусса, оскільки при розв'язанні інтегрального рівняння (2) передбачається, що невідома функція безперервна. Але цей недолік не є критичним, оскільки в реальних монокристалах, а тим паче полікристалах або аморфних матеріалах наявність дійсно моноенергетичних рівней мало ймовірна.

МАТЕМАТИЧНИЙ ДОДАТОК

Рівняння (2) являє собою рівняння Фредгольма 1-го роду і відноситься до класу некоректних задач. Підхід, який дає стійкі рішення суттєво некоректних задач, розроблений А.М. Тихоновим [19]. В його основу покладено поняття регуляризуючого оператора. Розглянемо співвідношення виду

$$Ay = \int_a^b K(x,s)y(s)ds = f(x), \quad c \leq x \leq d, \quad (13)$$

де $K(x,s)$, $f(x)$ - відомі, а $y(s)$ - невідома функція, яку необхідно визначити. $K(x,s)$ - дійсна і безперервна в області $\{a \leq s \leq b; c \leq x \leq d\}$. Нехай $f(x) \in L_2$,

$y(x) \in W_2^1$, і замість точного значення функції $f(x)$ відоме її наближення $\bar{f}(x)$ таке, що $\|f(x) - \bar{f}(x)\| < \delta$, де δ - верхня оцінка похибки правої частини.

Введемо згладжуючий функціонал

$$\Phi_\alpha[y, \bar{f}] = \int_c^d [Ay - \bar{f}(x)]^2 dx + \alpha \Omega[y], \quad (14)$$

де стабілізуючий функціонал Ω дорівнює

$$\Omega[y] = \int_a^b \{y^2(s) - q[y'(s)]^2\} ds, \quad q \geq 0. \quad (15)$$

З умови мінімуму функціоналу випливає рівняння Тихонова

$$\alpha[y_\alpha(t) - qy_\alpha''(t)] + \int_a^b R(t, s)y_\alpha(s) ds = F(t), \quad a \leq t \leq b, \quad (16)$$

де $R(t, s) = R(s, t) = \int_a^b K(x, t)K(x, s) dx$, $F(t) = \int_c^d K(x, t)\bar{f}(x) dx$.

Тут крайові умови вибрані у вигляді $y_\alpha'(a) = y_\alpha'(b) = 0$.

У цьому випадку замість некоректного рівняння першого роду отримуємо рівняння другого роду (інтегральне рівняння Фредгольма 2-го роду при $q=0$ або інтегродиференціальне при $q \neq 0$). Значення величини q пов'язано з порядком регуляризації: якщо $q=0$, то говорять про регуляризацію нульового порядку, а якщо $q \neq 0$, - про регуляризацію першого порядку.

Існує декілька способів вибору параметра регуляризації α . Вони відрізняються кількістю та характером необхідної додаткової інформації. Одним із найбільш ефективніших та детально досліджених є спосіб нев'язки. Відмітимо, що за додаткову інформацію у цьому випадку використовуються значення похибок вхідних даних.

Спосіб нев'язки вибору α полягає в тому, що за α вибирається таке $\alpha = \alpha_d$, при якому

$$\beta(\alpha) - \delta^2 = 0, \quad (17)$$

де
$$\beta(\alpha) = \|Ay - \bar{f}\|_F^2 = \int_c^d \left[\int_a^b K(x, s)y_\alpha(s) ds - \bar{f}(x) \right]^2 dx.$$

Спосіб квазіоптимального значення α не потребує додаткової інформації про похибки вхідних даних і полягає в тому, що за α вибирається найменше із значень $\alpha = \alpha_{\text{ко}}$, $\alpha > 0$, при яких реалізується локальний мінімум функції $\Psi(\alpha) = \left\| \alpha \frac{dy_\alpha}{d\alpha} \right\|_F^2$, де $v_\alpha = \alpha dy_\alpha/d\alpha$ - рішення рівняння $\alpha v_\alpha - \alpha v_\alpha' = Ay_\alpha - F$ [20].

Співвідношення (16) за допомогою формул трапецій зі змінним шагом може бути зведене до системи лінійних алгебраїчних рівнянь [19], яку легко розв'язати відомими методами.

SUMMARY

This paper presents a method of the local state parameters calculation for the hidden band semiconductors. The method is based on the differential analysis of the space-charge-limited

current-voltage characteristics ($I-U$) and is applicable for arbitrary temperature measurements. Tihonov regulation method is used for the reconstruction of the trap level distribution function. The computer modeling procedure is used to control the correctness of our method: the direct task was solved first (the SCL $I-U$ characteristics is calculated after the known trap distribution data), and then followed the back procedure (the trap distribution was determined on $I-U$ characteristics). When used to calculate the $I-U$ characteristics fine correction, the modeling results prove good coincidence of the input and output distribution parameters.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. - М.: Мир, 1972.
2. Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах: В 2-х т. - М.: Мир, 1984. - Т.1.
3. Mark P., Helfrich W. // J. Appl. Phys. - 1962. - 33. - №1. - P.205.
4. Sworakovski J., Pigen K. // J. Phys. Chem. Solids. - 1969. - 30. - №3. - P.419.
5. Nespurek A., Semejtek P. // Czech. J. Phys. - 1972. - B.22. - P.160.
6. Bonham J.S. // Aust. J. Chem. - 1973. - 26. - P.927.
7. Nespurek S., Sworakovski J. // J. Appl. Phys. - 1980. - 51. - №4. - P.2098.
8. Zmeskal O., Schauer F., Nespurek S. // J. Phys. C: Solid State Phys. - 1985. - 18. - P.1873.
9. Nespurek S., Sworakovski J. // Radiat. Phys. Chem. - 1990. - 36. - №1. - P.3.
10. Опанасюк А.С., Чекалов А.П. // Вісн. Сумського державного ун-ту. - 1994. - №1. - С.29.
11. Опанасюк А.С., Тыркусова Н.В., Харченко В.И., Бобров А.Н. // Вісн. Сумського державного ун-ту, 1997. - N1(7). - С.131.
12. Любчак В.О., Опанасюк А.С., Тыркусова Н.В., Харченко В.И. // УФЖ, 1999. - 44. - №6. - С. 741.
13. Nespurek S., Obrda J., Sworakovski J. // J. Phys. C: Solid State Phys. - 1978. - 46. - №1. - P.273.
14. Schauer F., Nespurek S., Zmeskal O. // J. Phys. C: Solid State Phys. - 1986. - 19. - P.7231.
15. Weisfield R.L. // J. Appl. Phys. - 1983. - 54. - №11. - P.6401.
16. Pfister J.C. // Phys. Stat. Sol. - 1974. - 24. - №1. - P.K15.
17. Райкерус П.А., Лалэко В.А. // Радиотехника и электроника, 1984. - 29. - №9. - С. 1840.
18. Muller R.S. // Solid State Electron, 1963. - 6. - N1. - P.25.
19. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. - Киев: Наукова думка, 1986. - 543 с.
20. Леонов А.С. // ДАН СССР, 1978. - 240. - №1. - С.18.

Надійшла до редколегії 2 липня 1999 р.

УДК 620.127

ВПЛИВ ОПРОМІНЮВАННЯ ПОТОКОМ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК НА СТРУКТУРНІ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТА ДИФУЗІЙНІ ПРОЦЕСИ В ЗАХИСНИХ ПОКРИТТЯХ

О.Д. Погребняк, проф.; Н.І. Шумакова, асп.; Хворост В.А., доц.; В.С. Кишнякін*, доц.
(*Сумський державний педагогічний університет)

ВСТУП

Потужні енергетичні пучки електронів і легких іонів широко використовуються для модифікації поверхневих шарів матеріалів, осадження шарів і покриттів, легування та ін. [1,2]. Концентровані потоки енергії дозволяють формувати поверхневі шари з новими структурними властивостями. Надвисокі швидкості нагрівання або охолодження разом із високим тиском ударної хвилі дозволяють одержувати метастабільні фази, в тому числі і аморфні, властивості яких суттєво відрізняються від властивостей покриттів у рівноважному стані.

При дії потоків енергії на покриття основними факторами, які визначають фізичні процеси, є тип частинок, тривалість імпульсу, величина температури, процеси плавлення, абляції, випаровування матеріалу покриття.