ЛІТЕРАТУРА

1. Фомченкова Л. И. Домашний текстиль на отечественном рынке / Л. И. Фомченкова // Текстильная промышленность. – 2008. – № 3. – С. 46–51.
2. Молодцова Н. Декоративный домашний текстиль / Н. Молодцова // Текстильная промышленность. – 2008. – № 6. – С. 22–24.
3. Интерьерные ткани : рынок и тенденции // Текстильная промышленность.–2004. – № 5. – С. 38–45.
4. Петрова М. П. Интерьер – 2003 : Новые идеи / М. П. Петрова // Текстильная промышленость. – 2002. – № 8. – С. 50–52.
5. Хабарова І. М. Спроба класифікації прогресивних технологій в текстилі / І. М. Хабарова // Вісник Київського університету технології і дизайну. – 2008. – № 5/43. – С. 222–224.
6. Пугачевський Г. Ф. Текстильне товарознавство / Г. Ф. Пугачевський, Б. Д. Семак. – К. : Укоопспілка, 1999. – 595 с.
7. Шепелев А. Ф. Товароведение и экспертиза текстильных товаров / А. Ф. Шепелев, А. С. Туров, И. А. Печенежская. – М. : Изд. центр МарТ, 2004. – 299 с.
8. Ткани в интерьере. Евростандарт в нашем доме. – М. : Изд. центр «Диля», 2004. – 237 с.
9. Интернет-магазин напольных покрытий Koverc.ru. – Заголовок з екрана. – Режим доступу : http://www.kovers.ru.
10. Электронная версия журнала «Стиль состоятельных людей». – Заголовок з екрана. – Режим доступу : http://www.style-chel.ru.

УДК 538.3

ВПЛИВ ЗВ'ЯЗАНИХ СТАНІВ ЕЛЕКТРОНІВ У ПОЛІ ДВОХ ДОМІШКОВИХ АТОМІВ У ДВОВИМІРНИХ ЕЛЕКТРОННИХ СИСТЕМАХ НА ВЛАСТИВОСТІ НОВИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ

О. М. Єрмолаєв, доктор фізико-математичних наук;
А. І. Шурдук, кандидат фізико-математичних наук

Останні чотири десятиліття характеризуються бурхливим розвитком досліджень плазмових технологій у твердих тілах. Вивченню цих явищ присвячено велику кількість наукових праць. Поряд із розвитком наукових досліджень накопичений багатий експериментальний матеріал, який сприяв розвитку плазмових технологій – сукупності методів отримання і обробки матеріалів з використанням нагрівання первинних продуктів у плазмовому потоці або їх переводу в плазмовий стан. Плазмова технологія дозволяє отримати різноманітні структури плазмових конденсатів – від аморфних до кристалічних, з різними розмірами та формою кристалів. Також плазмова технологія включає ряд надзвичайно важливих, економічно високорентабельних процесів нанесення зносостійких, жаровитривалих, корозійно стійких і інших плазмових покриттів. Завдяки цьому можлива заміна дорогих рідкісних металів і сплавів менш дефіцитними матеріалами з нанесеними на них покриттями без зміни (чи навіть із значним підвищенням) ресурсу працездатності виробів. Використання плазмових технологій призводить до формування принципово нових композиційних матеріалів, властивості яких не визначаються простим сумуванням характеристик основи та покриття, а є якісно новими.

Після відкриття двовимірного електронного газу в інверсійних шарах на границі напівпровідника та діелектрика, в гетероструктурах

[1] пройшло декілька десятиліть. Але інтерес фізиків і технологів до цього об'єкта не згасає. Це зумовлено широким використанням систем із двовимірним електронним газом у техніці, розвитком розрахункових методів теоретичної фізики, відкриттям ряду нових ефектів, зокрема квантового ефекту Холла, які відсутні у масивних провідниках.

Центральним питанням теорії двовимірного електронного газу є питання про його енергетичний спектр. Спектр двовимірних електронів без домішкових атомів вивчається інтенсивно. Досліджується також вплив домішок на кінетичні характеристики електронного газу [1]. Але розсіяння електронів провідності домішками, як правило, враховується лише у першому борнівському наближенні. Між іншим, домішкові атоми суттєво впливають на енергетичний спектр електронів. Зокрема, вони зумовлюють існування домішкових станів електронів – локальних і квазілокальних [2, 3]. Ці стани необхідно враховувати при вивченні властивостей систем з двовимірним електронним газом.

Послідовна теорія енергетичного спектра невпорядкованих конденсованих систем розвинута в працях І. М. Ліфшиця і його учнів [2, 3]. Він запропонував модель невпорядкованості, яку називають моделлю Ліфшиця [3]. На основі цієї моделі були розраховані властивості невпорядкованих систем, зокрема твердих тіл з домішковими атомами.

У працях [4, 5] теорія Ліфшиця використана для розрахунків енергетичного спектра двовимірних електронів у полі домішкових атомів. Зокрема, знайдені характеристики домішкових станів електронів у полі ізольованих домішок.

У цій статті модель Ліфшиця використана для розрахунків характеристик локальних станів двовимірних електронів у полі двох домішкових атомів.

Рівняння для локальних станів електронів

Розглянемо електрони, які рухаються у площині z=0. Їх закон дисперсії без домішок будемо вважати квадратичним:

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m}, \tag{1}$$

де m – маса електрону, p і ε – його імпульс і енергія. В площині z=0 розташовані два однакових домішкових атоми, які притягають електрони. Їх радіус-вектори позначимо $\vec{r}_1$ і $\vec{r}_2$. В моделі Ліфшиця домішковий потенціал має такий вигляд:

$$V = \sum_j \left|\varphi_j > U_j < \varphi_j\right|,$$

де $\left|\varphi_j >\right.$ – деякий вектор стану, величина U_j характеризує інтенсивність домішкового потенціалу в точці $\vec{r}_j$. У випадку однакових домішкових атомів $U_1=U_2=U_0$. Ми конкретизуємо функцію $\varphi(\vec{r}) = <\vec{r}\left|\varphi\right.>$. Будемо вважати, що вона має гаусівський вигляд:

$$\varphi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi}a}\exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right). \tag{2}$$

Стала a характеризує «радіус» домішкового потенціалу. Відзначимо, що перехід від функції (2) до точкового потенціалу $\vartheta_0\delta(\vec{r})$ здійснюється за допомогою представлення δ-функції Дірака:

$$\delta(x) = \lim_{\varepsilon\to 0}\frac{1}{\sqrt{\pi\varepsilon}}\exp\left(-\frac{x^2}{\varepsilon}\right).$$

При цьому $\vartheta_0 = 4\pi \lim\limits_{\substack{a\to 0\\ U_0\to\infty}} (a^2 U_0)$.

Рівняння для локальних рівнів електронів у полі двох домішкових атомів має вигляд [4]

$$\begin{vmatrix} U_0^{-1} - G_{11}(\varepsilon) & -G_{12}(\varepsilon) \\ -G_{21}(\varepsilon) & U_0^{-1} - G_{22}(\varepsilon) \end{vmatrix} = 0, \tag{3}$$

де

$$G_{ij}(\varepsilon) = <\varphi_i\left|G(\varepsilon)\right|\varphi_j> \tag{4}$$

– матричні елементи оператора резольвенти

$G(\varepsilon)$ вільного електрона з законом дисперсії (1). Матриця (4) зв'язана з функцією Гріна $G(\vec{r},\vec{r}\,';\varepsilon)$ вільного електрона співвідношенням:

$$G_{ij}(\varepsilon)=\int d^2r\int d^2r'\varphi_i^{\otimes}(\vec{r})G(\vec{r},\vec{r}\,';\varepsilon)\varphi_j(\vec{r}\,'),$$

де $\varphi_j(\vec{r}) = <\vec{r}|\varphi_j>$. У двовимірному випадку

$$G(\vec{r},\vec{r}\,';\varepsilon)=\begin{cases}-\frac{m}{\pi\hbar^2}K_0\left(\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m|\varepsilon|}\,|\vec{r}-\vec{r}\,'|\right), \varepsilon<0\\ -i\frac{m}{2\hbar^2}H_0^{(1)}\left(\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m\varepsilon}\,|\vec{r}-\vec{r}\,'|\right), \varepsilon>0\end{cases}$$

де K_0 – циліндрична функція уявного аргументу;

$H_0^{(1)}$ – функція Ганкеля;

$\hbar$ – квантова стала.

Використовуючи умову повноти базисних векторів $|\vec{r}>$, представимо матрицю (4) у вигляді:

$$G_{ij}(\varepsilon)=\frac{S}{(2\pi\hbar)^2}\int d^2p\frac{C_i(\vec{p})C_j^{\otimes}(\vec{p})}{\varepsilon-\frac{p^2}{2m}+io}, \tag{5}$$

де

$$C_j(\vec{p})=\frac{1}{\sqrt{S}}\int d^2r\varphi_j(\vec{r})\exp\left(\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}\right) \tag{6}$$

– компонента Фур'є функції;
S – площа, зайнята електронним газом. Функція (6) дорівнює

$$C_j(\vec{p})=2\sqrt{\frac{\pi}{S}}\exp\left(-\frac{a^2p^2}{2\hbar^2}+\frac{i}{\hbar}\vec{p}\vec{r}_j\right).$$

Локальні рівні електрону розташовані в області $\varepsilon<0$. У цьому випадку із формул (5) і (6) знаходимо:

$$G_{11}(\varepsilon)=G_{22}(\varepsilon)=-\frac{1}{\varepsilon_0}\exp\left(\frac{|\varepsilon|}{\varepsilon_0}\right)E_1\left(\frac{|\varepsilon|}{\varepsilon_0}\right), \tag{7}$$

$$G_{12}(\varepsilon)=G_{21}(\varepsilon)=-\frac{2}{\varepsilon_0}\exp\left(\frac{|\varepsilon|}{\varepsilon_0}\right)\times$$
$$\times\left[K_0\left(\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m|\varepsilon|}\rho\right)-\frac{1}{2}\int_0^{\varepsilon_0^{-1}}\frac{d\tau}{\tau}e^{-|\varepsilon|\tau}\exp\left(-\frac{m\rho^2}{2\hbar^2\tau}\right)\right], \tag{8}$$

де $\varepsilon_0=\frac{\hbar^2}{2ma^2}$, $E_1(z)=\int_z^{\infty}dx\frac{e^{-x}}{x}$ – інтегральна показникова функція;

$\rho=|\vec{r}_2-\vec{r}_1|$ – відстань між домішковими атомами.

Локальні рівні ε_l електрону в полі одного домішкового атома є корені рівняння Ліфшиця:

$$U_0^{-1}-G_{11}(\varepsilon)=0. \tag{9}$$

У випадку потенціалу (2) воно розглядалось у праці [6]. Зокрема, при $U_0<0$, $|\varepsilon_l| << \varepsilon_0$ із цього рівняння отримуємо відомий результат [7]:

$$\varepsilon_l=-\varepsilon_0\exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{|U_0|}\right). \tag{10}$$

Для локальних рівнів у полі двох домішкових атомів із (3) маємо точне рівняння:

$$U_0^{-1}-G_{11}(\varepsilon)=\pm G_{12}(\varepsilon), \tag{11}$$

де функції G_{11} і G_{12} дорівнюють (7) і (8). Це рівняння можна розв'язати чисельними методами.

Хвильова функція електрона у зв'язаному стані дорівнює [4, 5]:

$$\psi(\vec{r})=\sum_j<\vec{r}|G(\varepsilon_l)|\phi_j>\eta_j,$$

де η_j – корені рівняння $\sum_j(\delta_{ij}U_0-G_{ij}(\varepsilon_e))\eta_j=0.$

Зокрема, локальному рівню (10) у випадку $\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m|\varepsilon_l|}r>>1$ відповідає хвильова функція $\psi(r)\sim\frac{1}{\sqrt{r}}\exp\left(-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m|\varepsilon_l|}r\right)$. Вона згасає на відстані $\frac{\hbar}{\sqrt{2m|\varepsilon_1|}}$ від домішкового атома, яка дорівнює довжині двовимірного розсіяння.

Домішкові атоми суттєво впливають на енергетичний спектр двовимірного електронного газу. Зокрема, вони зумовлюють існування локальних станів електронів, хвильові функції яких згасають, коли відстань між електроном і домішковим атомом збільшується. У випадку донорних домішок локальні рівні відщеплені від нижньої границі суцільного спектра електронів. Короткодіючий ізольований домішковий атом відщеплює один локальний рівень. Його положення є коренем рівняння (9). Для конкретного домішкового потенціалу (2) отримано рівняння (11) для локальних рівнів електрону в полі двох домішкових атомів. Якісний аналіз цього рівняння показує, що локальний рівень у полі однієї домішки при наявності другої розщеплюється на два підрівні. Відстань між ними зменшується, коли відстань ρ між домішками зростає. При збільшенні числа домішкових атомів утворюється домішкова зона. Один із коренів рівняння (11) відповідає симетричній відносно інверсії хвильовій функції електрону, а другий – антисиметричній.

Отже, рішення цього завдання дає можливість замінювати дорогі та рідкісні метали та сплави менш дефіцитним матеріалами з нанесеними на них покриттями без зменшення (чи навіть із значним підвищенням) ресурсу працездатності виробів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Андо Т. Электронные свойства двумерных систем / Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. – М. : Мир, 1985. – 416 с.
2. Лифшиц И. М. Избранные труды / И. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1987. – 552 с.
3. Лифшиц И. М. Введение в теорию неупорядоченных систем / И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур. – М. : Наука, 1982. – 360 с.
4. Avishai Y. Electron in magnetic field interacting with point impurities / Y. Avishai, M. Ya. Azbel, S. A. Gredeskul // Phys. Rev. – 1993. – B 48, № 23. – 17280-17295.
5. Gredeskul S. A. Spectral properties and localization of an electron in a two – dimensional system with point scatterers in a magnetic field / S. A. Gredeskul, M. Zusman, Y. Avishai, M. Ya. Azbel // Physics Reports, 288. – 1997. – № 1–6. – P. 223–257.
6. Батака Э. П. Примесные уровни двумерного электронного газа в магнитном поле / Э. П. Батака, А. М. Ермолаев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 1983. – № 1. – С. 111–112.
7. Ландау Л. Д. Квантовая механика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1989. – 768 с.

УДК 537.54

ДУГОВІ РТУТНІ ЛАМПИ ВИСОКОГО ТИСКУ З ПАЛЬНИКІВ РІЗНИХ ВИРОБНИКІВ НА РИНКУ УКРАЇНИ

А. О. Семенов, кандидат фізико-математичних наук;
М. М. Трощак

Одним із найпоширеніших джерел світла, що дотепер широко використовуються в техніці освітлення, є дугові ртутні лампи високого тиску (ДРЛ). Популярність ламп даного типу пояснюється не тільки великою світловою віддачею (40–60 лм/Вт), великим терміном служ-