ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР ТА ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ КОРОТКОПЕРІОДНИХ НАДҐРАТОК GaAs/AlAs

С. Мельничук, В. Студенець, І. Юрійчук
Чернівецький державний університет, Україна, UA–274012, Чернівці, вул. Коцюбинського, 2

(Отримано 25 серпня 1996)

У моделі sp^3s^* розраховано енергетичний спектр та частотну залежність діелектричної проникности $\varepsilon_2(\omega)$ напівпровідників GaAs та AlAs. У цій же моделі визначено енергетичний спектр надґраток GaAs/AlAs з однаковою кількістю шарів GaAs і AlAs. Проаналізовано внесок вихідних матеріялів у формування спектра надґраток та його зміну залежно від кількости шарів у надґратці. Ширина забороненої зони таких надґраток порівнюється з експериментальними даними та даними розрахунку інших авторів. Досліджено також особливості $\varepsilon_2(\omega)$ для надґраток з різною кількістю шарів.

Ключові слова: напівпровідники, надґратки, енергетичний спектр, оптичні властивості.

PACS number(s): 73.20.Dx, 78.20.-e, 78.66.Fd

ВСТУП

Розвиток епітаксіяльних технологій дає змогу отримувати різні напівпровідникові надґратки (НҐ) з багатообіцяючими фізичними властивостями [1]. Особливо популярними стали НҐ GaAs/AlAs, сталі ґратки складових матеріялів яких відрізняються слабко ($\sim$ 0.2%). Це дає змогу вирощувати досконалі структури з різними товщинами шарів. Оскільки GaAs є прямозонним напівпровідником, а AlAs — непрямозонним, то зміна товщини шарів дає змогу вирощувати НҐ I і II типів, електрони і дірки яких локалізовані відповідно в одному і тому ж або в різних шарах [2]. Це зумовлює, відповідно, можливість зміни фізичних характеристик і використання НҐ в різних оптоелектронних приладах. Підбір товщини шарів дає змогу, зокрема, вибрати базисну робочу частоту лазера [3]. Оптичні властивості НҐ визначаються електронним енергетичним спектром, для розрахунку якого використовують багато різноманітних методів [3–6].

Енергетичну зонну структуру вихідних матеріялів та надґраток $(\mathrm{GaAs})_n/$ $(\mathrm{AlAs})_m$ ми визначили методом сильного зв'язку, який дає змогу врахувати особливості хемічного складу матеріялу, є достатньо універсальним і простим у практичному використанні. Визначено, яку роль відіграє матеріял ями (GaAs) і бар'єра (AlAs) у формуванні нижніх зон провідности. Обчислено залежність ширини забороненої зони від кількости шарів, результати порівняно з експериментальними даними та даними інших авторів. Розраховано частотні залежності оптичних характеристик об'ємних напівпровідників та вирощених на їхній основі надґраток.

I. ОБ'ЄМНИЙ МАТЕРІЯЛ

Для розрахунку енергетичного спектра об'ємних напівпровідників, що мають структури цинкової обманки, широко використовують модель сильного зв'язку, яка детально описана в [7]. Ця модель використовує sp^3 ортонормований базис і враховує взаємодію найближчих сусідів. Вона дає змогу досить добре описати дисперсію валентних зон, що не можна сказати про зони провідности. Було зроблено низку спроб поліпшити модель. Найбільш вдалою виявилася модель, запропонована в праці [8] (модель sp^3s^*). До набору s і p функцій додаються ще катіонні та аніонні орбіталі s^*, які враховують збуджені стани атомів. Уважають, що в збудженому стані атом може взаємодіяти тільки з найближчими сусідами, що перебувають у p станах. У результаті модель sp^3s^* має 13 параметрів, значення яких для низки напівпровідників наведено в [8].

Розв'язок стаціонарного рівняння Шредінґера в цій моделі зводиться до діягоналізації секулярної матриці, яка без урахування спін-орбітальної взаємодії має вигляд

$$\begin{array}{c|cccccccccc}
 & sa & sc & p_xa & p_ya & p_za & p_xc & p_yc & p_zc & s^*a & s^*c \\
\hline
sa & E_{sa} & E_{ss}g_0 & 0 & 0 & 0 & E_{sapc}g_1 & E_{sapc}g_2 & E_{sapc}g_3 & 0 & 0 \\
sc & E_{ss}g_0^* & E_{sc} & -E_{pasc}g_1^* & -E_{pasc}g_2^* & -E_{pasc}g_3^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
p_xa & 0 & -E_{pasc}g_1 & E_{pa} & 0 & 0 & E_{xx}g_0 & E_{xy}g_3 & E_{xy}g_3 & 0 & -E_{pas^*c}g_1 \\
p_{ya} & 0 & -E_{pasc}g_2 & 0 & E_{pa} & 0 & E_{xy}g_3 & E_{xx}g_0 & E_{xy}g_1 & 0 & -E_{pas^*c}g_2 \\
p_za & 0 & -E_{pasc}g_3 & 0 & 0 & E_{pa} & E_{xy}g_2 & E_{xy}g_1 & E_{xx}g_0 & 0 & -E_{pas^*c}g_3 \\
p_xc & E_{sapc}g_1^* & 0 & E_{xx}g_0^* & E_{xy}g_3^* & E_{xy}g_2^* & E_{pc} & 0 & 0 & E_{s^*apc}g_1^* & 0 \\
p_yc & E_{sapc}g_2^* & 0 & E_{xy}g_3^* & E_{xx}g_0^* & E_{xy}g_1^* & 0 & E_{ps} & 0 & E_{s^*apc}g_2^* & 0 \\
p_zc & E_{sapc}g_3^* & 0 & E_{xy}g_2^* & E_{xy}g_1^* & E_{xx}g_0^* & 0 & 0 & E_{ps} & E_{s^*apc}g_3^* & 0 \\
s^*a & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & E_{s^*apc}g_1 & E_{s^*apc}g_2 & E_{s^*apc}g_3 & E_{s^*a} & 0 \\
s^*c & 0 & 0 & -E_{pas^*c}g_1^* & -E_{pas^*c}g_2^* & -E_{pas^*c}g_3^* & 0 & 0 & 0 & 0 & E_{s^*c}
\end{array} \tag{1.1}$$

де

$$\begin{aligned}
g_0(\mathbf{k}) &= \cos(k_xa/4)\cos(k_ya/4)\cos(k_za/4) - i\sin(k_xa/4)\sin(k_ya/4)\sin(k_za/4), \\
g_1(\mathbf{k}) &= -\cos(k_xa/4)\sin(k_ya/4)\sin(k_za/4) + i\sin(k_xa/4)\cos(k_ya/4)\cos(k_za/4), \\
g_2(\mathbf{k}) &= -\sin(k_xa/4)\cos(k_ya/4)\sin(k_za/4) + i\cos(k_xa/4)\sin(k_ya/4)\cos(k_za/4), \\
g_3(\mathbf{k}) &= -\sin(k_xa/4)\sin(k_ya/4)\cos(k_za/4) + i\cos(k_xa/4)\cos(k_ya/4)\sin(k_za/4).
\end{aligned} \tag{1.2}$$

Діягоналізацію (1.1) виконували числовим методом. Числові параметри для GaAs і AlAs [8] наведені в таблиці:

	E_{sa}	E_{sc}	E_{s^*a}	E_{s^*c}	E_{pa}	E_{pc}	E_{ss}	E_{sapc}	E_{pasc}	E_{s^*apc}	E_{pas^*c}	E_{xx}	E_{xy}
GaAs	-8.3431	-2.6569	8.5914	6.7386	1.0414	3.6686	-6.4513	4.4800	5.7839	4.8422	4.8077	1.9546	5.0779
AlAs	-7.5273	-1.1627	7.4833	6.7267	0.9833	3.5867	-6.6642	5.1106	5.4965	4.5216	4.9950	1.8780	4.2919

На рис. 1 зображено дисперсійні криві для високосиметричних напрямків зони Бріллюена.

Результати розрахунку досить добре узгоджуються з результатами Челіховського і Коена [9], що виконані методом нелокального емпіричного псевдопотенціялу. Ширина забороненої зони для GaAs і AlAs становить 1.55 і 2.3 еВ, що близько до експериментальних значень 1.53 і 2.2 еВ відповідно [11].

Отпичні характеристики напівпровідникових матеріялів (коефіцієнти поглинання, заломлення, відбивання та ін.) однозначно пов'язані з комплексною діелектричною проникністю $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ [12], яка визначається енергетичною зонною структурою матеріялу. Уявну частину діелектричної проникности обчислювали в наближенні переходів зона–зона за співвідношенням

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2\omega^2} \sum_{\nu,c} \int_{Bz} \frac{2d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} |\mathbf{e}M_{c\nu}(\mathbf{k})|^2$$

$$\times\delta(E_c(\mathbf{k}) - E_\nu(\mathbf{k}) - \hbar\omega), \qquad (1.3)$$

де $\mathbf{e}M_{c\nu}(\mathbf{k}) = \langle\Psi_{c\mathbf{k}}|\mathbf{e}p|\Psi_{\nu\mathbf{k}}\rangle = \mathbf{e}\int\Psi_c^*(\mathbf{k},\mathbf{r})(-i\hbar\nabla)\times \Psi_\nu(\mathbf{k},\mathbf{r})d\mathbf{r}$ — матричний елемент дипольного переходу, який вважається в подальших розрахунках сталою величиною. Дійсну частину $\varepsilon_1(\omega)$ можна виразити через $\varepsilon_2(\omega)$, використовуючи співвідношення Крамерса–Кронінґа. На рис. 2 показано частотні залежності $\varepsilon_2(\omega)$ для GaAs і AlAs.

На частотній залежності $\varepsilon_2(\omega)$ GaAs (рис. 2, а) є три піки в області 3.3, 4.8 і 10.2 еВ, найбільший з яких — другий. Перший максимум, очевидно, зумовлений тим, що в напрямку Λ зони Бріллюена найнижча зона провідности і найвища валентна зона майже паралельні. Другий максимум пов'язаний з переходом між паралельними зонами вздовж осі Δ. На рис. 2, б показано $\varepsilon_2(\omega)$ для AlAs. Аналогічно до GaAs, тут також є три піки з енергіями 4.1, 4.6 і 8.7 еВ. Оскільки відстань між найнижчою зоною провідности та найвищою валентною зоною в AlAs у напрямку Λ більша ніж у GaAs, то перший пік зміщений в область більших енергій і слабко виділений на фоні другого. На рис. 2, а пунктирною лінією показано експериментальні значення $\varepsilon_2(\omega)$ для GaAs [11]. Як видно, експериментальні й теоретичні значення $\varepsilon_2(\omega)$ близькі в області другого піка і відрізняються в області першого. Це, очевидно, пов'язане з тим фактом, що під час розрахунків не взяті до уваги екситонні ефекти, які повинні бути суттєвими для GaAs саме в цій області енергій. Розрахунки виконано в наближенні, коли не враховують спін-орбітальну взаємодію і нехтують $\mathbf{k}$-залежністю матричного елемента $M_{c\nu}(\mathbf{k})$. Тому не слід чекати кількісного збігу експериментальних і розрахункових кривих.

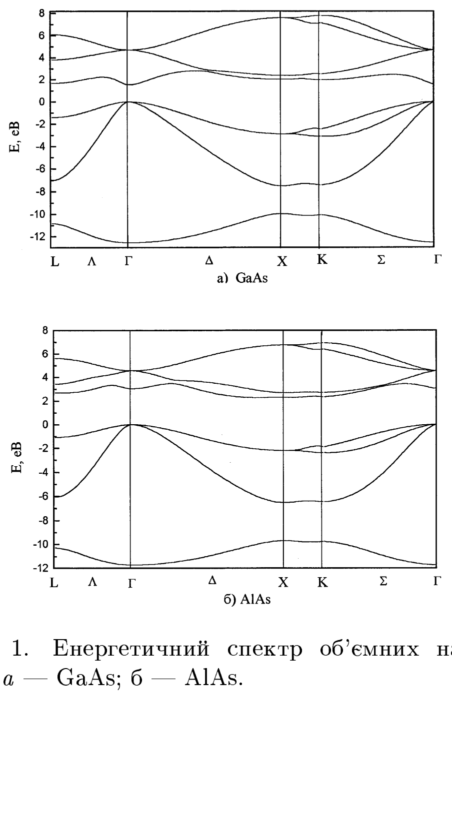

Рис. 1. Енергетичний спектр об'ємних напівпровідників: *а* — GaAs; б — AlAs.

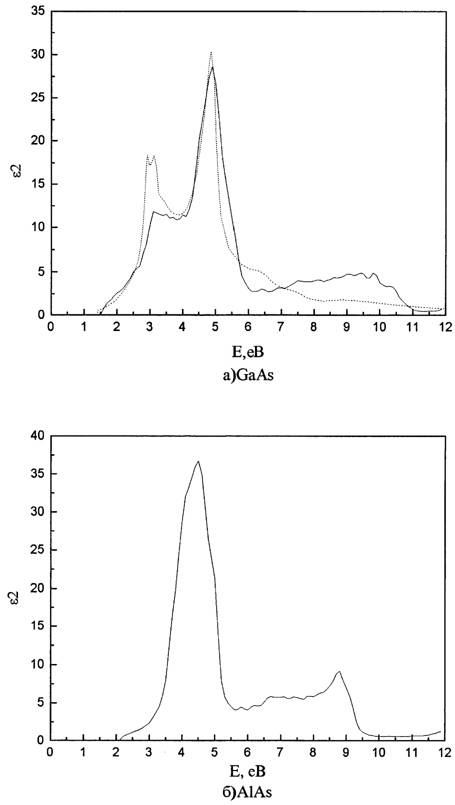

Рис. 2. Діелектрична проникність $\varepsilon_2(\omega)$ об'ємних напівпровідників: *а* — GaAs; б — AlAs.

II. ГЕОМЕТРИЧНА СТРУКТУРА І ЕЛЕКТРОННИЙ СПЕКТР НАДҐРАТОК

Фізичні властивості надґраток $(\mathrm{GaAs})_n/(\mathrm{AlAs})_m$ значно залежать від напрямку росту і кількости атомних шарів у періоді надґратки. Будемо розглядати надґратки як сукупність атомних площин, що перпендикулярні до напрямку росту [001] надґратки і періодично повторюються у просторі. У цьому випадку кожна площина містить атоми тільки одного типу (катіони або аніони), причому площини різного типу чергуються між собою. Катіонні та аніонні площини є простими квадратними двовимірними ґратками. Відстань між площинами дорівнює $a/4$ (a — стала ґратки в структурі цинкової обманки). Пара таких площин називається моношаром. Далі розглядатимемо НҐ з однаковою кількістю моношарів ($n = m$).

Якщо сумістити вісь OZ з напрямком росту надґратки, а осі OX і OY напрямити вздовж векторів елементарних трансляцій двовимірної квадратної ґратки, то для випадку парних $n+m = N_{12}$ новоутворена структура є простою тетрагональною ґраткою з базисними векторами

$$\mathbf{a}_1 = (\sqrt{2},0,0)a/2; \quad \mathbf{a}_2 = (0,\sqrt{2},0)a/2;$$
$$\mathbf{a}_3 = (0,0,n+m)a/2. \qquad (2.1)$$

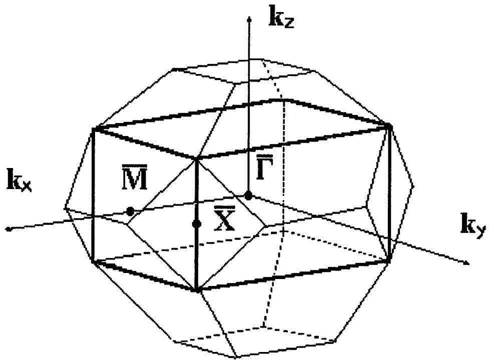

Рис. 3. Зони Бріллюена для структури цинкової обманки (додекаедр) та надґратки $(\mathrm{GaAs})_n/(\mathrm{AlAs})_n$.

Зони Бріллюена для стуктур із симетрією цинкової обманки T_d^2 і досліджуваної надґратки D_{2d}^5 зображено на рис. 3.

У вибраній системі координат рівноважне положення атома надґратки задається вектором

$$\mathbf{r}(l_z plb) = \mathbf{r}(plb) + \mathbf{r}(l_z p), \tag{2.2}$$

$$\mathbf{r}(plb) = l_1\mathbf{a}_1 + l_2\mathbf{a}_2 + \boldsymbol{\tau}_{II}^{pb}, \quad \mathbf{r}(l_z p) = \boldsymbol{\tau}_{\perp}^{p} + l_z\mathbf{a}_3.$$

Вектор $\mathbf{r}(l_z p)$ паралельний, а вектор $\mathbf{r}(plb)$ перпендикулярний до осі OZ; l_z — нумерує періоди надґратки; p — атомні площини в межах періоду $(1 < p < 2(n+m))$; $\mathbf{a}_1,\ \mathbf{a}_2,\ \mathbf{a}_3$ — вектори елементарних трансляцій (1); $l_1,\ l_2$ — цілі числа; b — задає тип атома ($b = c$ — катіон, $b = a$ — аніон); $\boldsymbol{\tau}_{II}^{pb}$ — описує відносний зсув атомних площин у площині OXY; вектор $\boldsymbol{\tau}_{\perp}^{p}$ задає положення атомів площини всередині періоду надґратки.

Секулярне рівняння в моделі sp^3s^* запишемо в базисі атомних орбіталей $|\alpha b\mathbf{r}\ >$. Позиція атома визначається радіус–вектором $\mathbf{r}$; α — фіксує тип орбіталі ($\alpha = s, p_x, p_y, p_z, s^*$), b — тип атома. Без урахування спін–орбітальної взаємодії матриця гамільтоніяна $H(bI,\ b^{'}J)$ $(1 \le I, J \le n+m)$ має структуру

$$\begin{vmatrix}
H(a1,a1) & H(a1,c1) & 0 & 0 & ... & 0 & ??? \\
H(c1,a1) & H(c1,c1) & H(c1,a2) & 0 & ... & 0 & 0 \\
0 & H(a2,c1) & H(a2,a2) & H(a1,c2) & ... & 0 & 0 \\
0 & 0 & . & . & ... & 0 & 0 \\
. & . & . & . & ... & . & . \\
. & . & . & . & ... & . & . \\
H(cN_{12},a1) & 0 & 0 & 0 & ... & H(cN_{12},aN_{12}-1) & H(cN_{12},cN_{12})
\end{vmatrix} \tag{2.3}$$

Якщо враховувати тільки найближчих сусідів, то ненульовими будуть лише блоки з $I = J,\ J \pm 1$. Циклічні крайові умови зумовлюють появу ненульових блоків $H(cN_{12}, a1)$ і $H(aN_{12}, c1)$. Розмірність матриці $10N_{12}$. При $b = b^{'}$ і блоки мають діягональну форму:

$$H(bI, bJ) = E_{\alpha b}\delta_{IJ}. \tag{2.4}$$

При $b \ne b^{'}$ і $I = J$ враховується взаємодія вибраного атома з атомами цього ж шару

$$H(bI, b^{'}I) = \begin{vmatrix}
E_{ss}g_+ & 0 & 0 & \sqrt{2}E_{sxca}g_- & E_{sxca}g_+ \\
0 & 0 & 0 & \sqrt{2}E_{s^*xca}g_- & E_{s^*xca}g_+ \\
0 & 0 & \tilde{E}_{xx}g_+ & 0 & 0 \\
-\sqrt{2}E_{sxca}g_- & -\sqrt{2}E_{s^*xca}g_- & 0 & \tilde{E}_{yy}g_+ & \sqrt{2}E_{xy}g_- \\
-E_{sxca}g_+ & -E_{s^*xca}g_+ & 0 & \sqrt{2}E_{xy}g_- & \tilde{E}_{zz}g_+
\end{vmatrix}. \tag{2.5}$$

При $b = b^{'}$ та $I \neq J$ враховується взаємодія з атомами сусіднього шару

$$H(bI, b^{'}L) = \begin{vmatrix} E_{ss}\bar{g}_+ & 0 & \sqrt{2}E_{sxca}\bar{g}_- & 0 & -E_{sxca}\bar{g}_+ \\ 0 & 0 & \sqrt{2}E_{s^*xca}\bar{g}_- & 0 & -E_{s^*xca}\bar{g}_+ \\ -\sqrt{2}E_{sxca}\bar{g}_- & -\sqrt{2}E_{s^*xca}\bar{g}_- & \bar{E}_{xx}\bar{g}_+ & 0 & -\sqrt{2}E_{xy}\bar{g}_- \\ 0 & 0 & 0 & \bar{E}_{yy}\bar{g}_+ & 0 \\ E_{sxca}\bar{g}_+ & E_{s^*xca}\bar{g}_+ & -\sqrt{2}E_{xy}\bar{g}_- & 0 & \bar{E}_{zz}\bar{g}_+ \end{vmatrix}. \quad (2.6)$$

Тут

$$g_+ = 2\cos\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{2}k_y\right), \quad g_- = 2i\sin\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{2}k_y\right),$$

$$\bar{g}_+ = 2\cos\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{2}k_x\right), \quad \bar{g}_- = 2i\sin\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{2}k_x\right); \quad (2.7)$$

$$\tilde{E}_{xx} = E_{xx} - E_{xy}, \quad \tilde{E}_{yy} = E_{xx} + E_{xy}, \quad \tilde{E}_{zz} = E_{xx},$$

$$\bar{E}_{xx} = E_{xx} + E_{xy}, \quad \bar{E}_{yy} = E_{xx} - E_{xy}, \quad \bar{E}_{zz} = E_{xx}, \quad (2.8)$$

$E_{\alpha b}, E_{ss}, E_{s^*xca}, E_{sxac}, E_{s^*xac}, E_{xx}, E_{xy}$ — емпіричні параметри, значення яких для GaAs і AlAs, наведено в таблиці. Значення параметрів $E_{\alpha b}$ в (2.4) для аніонних площин, які є межами поділу між GaAs і AlAs вибрали як середнє арифметичне відповідних параметрів обох об'ємних матеріялів. Задавши фіксоване значення n, енергетичний спектр надґратки визначаємо числовою діягоналізацією матриці (2.3) в заданій точці **k** зони Бріллюена. У цьому випадку враховано взаємний зсув зон GaAs та AlAs, який з даних експерименту [13] становить 34% від ширини забороненої зони GaAs. На рис. 4 показано енергетичні спектри надґраток $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ уздовж високосиметричних напрямків зони Бріллюена.

Оскільки під час розрахунків оптичних характеристик основну роль відіграють найнижчі підзони зони провідности та верхні валентні підзони, то основну увагу звертали на положення саме цих зон залежно від кількости шарів у надґратці. На рис. 5 показано ці залежності в точках Γ, X_z та $X_{x,y} = (X_x, X_y)$ зони Бріллюена.

З аналізу величин власних векторів секулярних матриць у заданих точках визначено, що рівень $X_{x,y}$ спектра надґратки формується в основному X_x– та X_y–станами об'ємного AlAs. Дві інші підзони (Γ_c і X_z) формуються як станами одного, так і станами іншого напівпровідника. Зокрема, основний внесок у рівень X_z надґратки роблять X_z–стани об'ємного AlAs, тоді як внесок станів Γ об'ємного GaAs є незначним. Для рівня Γ_c надґратки ситуація інша: основний внесок у нього роблять Γ–стани об'ємного GaAs. Ця закономірність є виявом відомого Γ_c–X_z змішування зон під час утворення надґратки [2]. Взаємне розміщення цих підзон, а відповідно, і характер краю зони провідности надґратки суттєво залежить від товщини шарів. Перехід між надґратками I та II роду, коли Γ_c і X_z міняються місцями, буває при $n \sim 9$ (за деякими літературними даними при $n \sim 12$). Крім того, при $n < 6$ найнижчою є підзона $X_{x,y}$ надґратки. Валентна зона надґратки формується в основному Γ_v-станами GaAs.

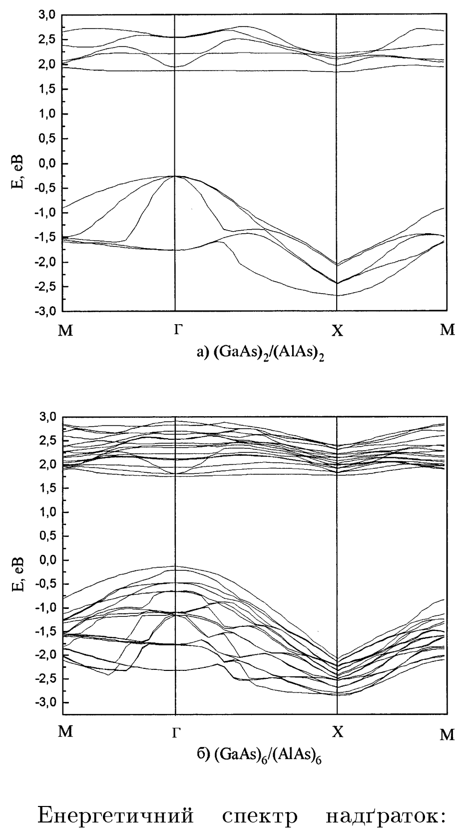

Рис. 4. Енергетичний спектр надґраток: а — $(GaAs)_2/(AlAs)_2$; б — $(GaAs)_6/(AlAs)_6$.

Криві Γ і $X_{x,y}$ на рис. 6 відповідають поведінці ширини забороненої зони в точках Γ і $X_{x,y}$ надґратки.

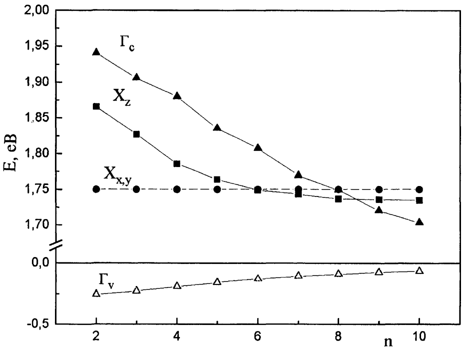

Рис. 5. Найнижчі енергетичні підзони провідности та край валентної зони надґраток $(\mathrm{GaAs})_n/(\mathrm{AlAs})_n$.

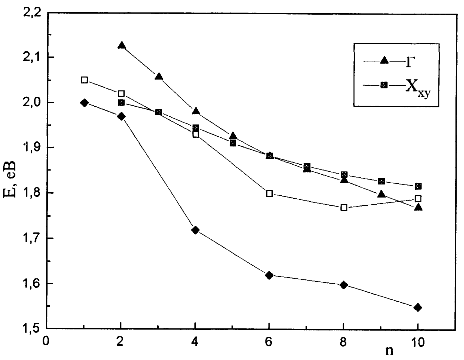

Рис. 6. Ширина забороненої зони надґраток $(\mathrm{GaAs})_n/(\mathrm{AlAs})_n$ у точках Γ і X залежно від кількости шарів: □ — експериментальні дані [10]; ♦ — розрахунок методом псевдопотенціялу [3]; ▲, ■ — наші розрахунки.

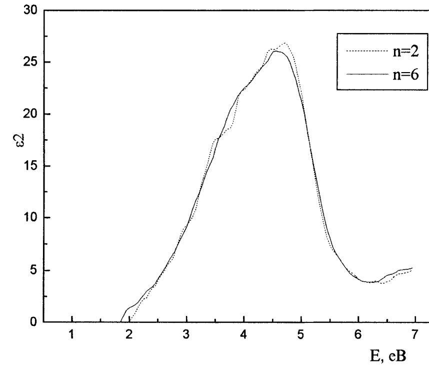

Рис. 7. Діелектрична проникність $\varepsilon_2(\omega)$ надґраток $(\mathrm{GaAs})_n/(\mathrm{AlAs})_n$.

На рис. 6 показано також ширину забороненої зони, визначену методом псевдопотенціялу [3], та експериментальні дані [10].

Частотну залежність $\varepsilon_2(\omega)$ для надґраток обчислювали за співвідношенням (1.3). Підсумовування за ν, c виконували за валентними мінізонами та за мінізонами провідности, за $\mathbf{k}$ — в межах зони Бріллюена надґратки. Результати розрахунку для надґраток з $n = 2$ та $n = 6$ показані на рис. 7.

У результаті розбиття енергетичних зон об'ємних матеріялів під час утворення надґраток на залежності $\varepsilon_2(\omega)$ з'являється низка додаткових піків. Особливо це помітно для НҐ з $n = 2$. Зокрема, пік в області 4.8 еВ розбивається на два піки, що відповідає розбиттю верхньої валентної зони вздовж напрямку Δ об'ємної зони Бріллюена на мінізони вздовж напрямку $\bar{\Gamma}\bar{X}$ зони Бріллюена надґратки (рис. 4, а). Зі збільшенням кількости шарів кількість мінізон збільшується (рис. 4, б) і на залежності $\varepsilon_2(\omega)$ піки зливаються в суцільну криву з максимумом, енергетичне положення якого близьке до аналогічних максимумів у $\varepsilon_2(\omega)$ GaAs і AlAs.

[1] А. Херман Мориак, *Полупроводниковые сверхрешетки* (Мир, Москва, 1989).

[2] Yan-Ten Lu and L. J. Sham, Phys. Rev. B **40**, 5567 (1989).

[3] J. H. Yee, G. H. Khanaka, W. T. White, W. J. Orvis, Phys. Status Solidi B **180**, 135 (1993).

[4] S. Frogen, D. M. Wood, A. Zunger, Phys. Rev. B **37**, 6893 (1988).

[5] C. Tserbak, H. M. Polotoglou, G. Theodorou, Phys. Rev. B **47**, 7104 (1993).

[6] D. L. Smith, C. Mailhiot, Phys. Rev. B **33**, 8345 (1986).

[7] У.Харрисон, *Электронная структура и свойства твердых тел*, Т.1 (Мир, Москва, 1983).

[8] P. Vogl, H. P. Hjalmarson, J. D. Dow, J. Phys. Chem. Solids **44**, 365 (1983).

[9] J. R. Chelichovsky, M. L. Cohen, Phys. Rev. B **14**, 556 (1976).

[10] A. Inshibashi, Y. Mori, M. Itabashi, N. Watanabe, J. Appl. Phys. **58**, 2691 (1985).

[11] В. И. Гавриленко, А. М. Грехов, Д. В. Корбутяк, В. Г. Литовченко, *Оптические свойства полупроводников* (Наукова думка, Київ, 1987).

[12] Ф.Бассани, Дж.П.Парровичини, *Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах* (Наука, Москва, 1982).

[13] *Landolt-Bornstein: Numerical Data And Functional Relationships in Science and Technology (New Series)*/E. by O. Madelung (Springer-Verlag, Berlin, 1987), Vol.III/22a, pp.63, 82.

ENERGY SPECTRUM AND OPTICAL PROPERTIES OF THE SHORT-PERIOD GaAs/AlAs SUPERLATTICES

S. Melnychuk, V. Studenets, I. Yuriychuk
Chernivtsi State University, 2 Kotsyubynskii Str., Chernivtsi, UA–274012, Ukraine

The energy spectrum and frequency dependence of the dielectric permittivity $\varepsilon_2(\omega)$ for the GaAs and AlAs semiconductors have been calculated in the framework of the sp^3s^* model. The same model is used for the calculating the of energy spectrum of the GaAs/AlAs superlattices with equal number of GaAs and AlAs layers. The contribution of the original materials to the superlattice spectrum formation and its variation with the number of superlattice layers have been analyzed. The energy band gap of these superlattices was compared with the experimental data and calculations of other authors. The peculiarities of $\varepsilon_2(\omega)$ for the superlattices with a varying number of layers have been also investigated.