

ВПЛИВ ОДНОВІСНОГО ТИСКУ НА КОЕФІЦІЄНТ ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА ВІЛЬНИМИ НОСІЯМИ В БАГАТОДОЛИННИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ (n -Ge)

О.Є. ЛЕВШИН

Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки 46, Київ 03680)

УДК 535.341
© 2010

Розглянуто вплив одновісної пружної деформації на поляризаційну залежність коефіцієнта поглинання світла вільними носіями з урахуванням розсіяння носіїв на акустичних фонах та домішках. Проведено чисельні розрахунки коефіцієнта поглинання світла на прикладі n -Ge як у квантовій, так і класичній області частот.

спектра носіїв, є незначними [4, 5] і не враховуються.

2. Постановка задачі

1. Вступ

Явища поглинання світла вільними носіями у напівпровідниках вивчалися давно і ретельно (див., наприклад, [1, 2]). У багатодолинних напівпровідниках, за відсутності розігріву, електрони рівномірно розподілені між долинами, і коефіцієнт поглинання світла вільними носіями не залежить від поляризації. Проте, як було показано в [3], при перерозподілі носіїв між долинами може виникнути поляризаційна залежність коефіцієнта поглинання світла. Такий перерозподіл носіїв між долинами може виникнути внаслідок нерівномірного розігріву носіїв як постійним чи високочастотним електричним полем, так і тиском. Відомо, що одновісна пружна деформація (ОПД) у багатодолинних напівпровідниках приводить до залежності зсуву мінімумів енергії носіїв зони провідності від напрямку ОПД відносно кристалографічних осей кристала та до зміни спектра носіїв. Різний зсув мінімумів вздовж різних кристалографічних напрямків може привести до перерозподілу носіїв між долинами і до виникнення поляризаційної залежності коефіцієнта поглинання від параметрів ОПД. Так, у роботі [2] було розглянуто вплив одновісного тиску на коефіцієнт поглинання в n -Ge у квантовій області частот. Метою цієї роботи буде вивчення поляризаційної залежності коефіцієнта поглинання світла вільними носіями від величини та напрямку ОПД на прикладі n -Ge у більш загальному вигляді, будуть враховані ефекти, пов'язані з перерозподілом носіїв між долинами, а ефекти, пов'язані зі зміною

Для простоти розглянемо випадок, коли тиск або розтягування відбуваються вздовж кристалографічної осі $\langle 1,1,1 \rangle$ кристала n -Ge, а світло падає перпендикулярно до осі $\langle 1,1,1 \rangle$ (як зображено на рис. 1). При такій орієнтації ОПД приводить до зсуву мінімуму енергії долини $\langle 1,1,1 \rangle$ на величину $\Delta_1 = -\Xi_u S_{44} X/3$, а мінімумів енергії долин $\langle \bar{1},1,1 \rangle$, $\langle 1,\bar{1},1 \rangle$, $\langle 1,1,\bar{1} \rangle$ на величину $\Delta_2 = \Xi_u S_{44} X/9$ [4]. Тут Ξ_u – константа деформаційного потенціалу, $S_{44} = 1/c_{44}$, c_{44} – константа пружності, X – величина тиску. За відсутності тиску електрони рівномірно розподілені між долинами з концентраціями $n_1 = n_2 = n_3 = n_4 = n_0/4$; де n_1 – концентрація електронів у долині $\langle 1,1,1 \rangle$; n_2, n_3, n_4 – концентрації електронів у долинах $\langle \bar{1},1,1 \rangle$, $\langle 1,\bar{1},1 \rangle$, $\langle 1,1,\bar{1} \rangle$ – відповідно, n_0 – повна концентрація електронів. Далі будемо вважати, що інтенсивність світлового випромінювання мала, тобто температура електронів у різних долинах рівна між собою та дорівнює температурі ґратки – T . За таких умов за наявності тиску відношення концентрацій електронів у долинах набуває вигляду

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left(\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\theta}\right), \quad (1)$$

де $\theta = kT$ – температура електронів в енергетичних одиницях, k – стала Больцмана.

Згідно з [6] коефіцієнт поглинання світла вільними електронами в n -Ge при розсіянні на домішках має вигляд

$$K_p = \frac{(2\pi)^{3/2} e^6 N \sqrt{m_{\text{par}}}}{(\varepsilon_0 \varepsilon)^{5/2} c (m_{\text{par}} - m_{\text{per}})^2 \hbar \omega^3} \times$$

$$\times \sum_{i=1}^4 \frac{n_i}{\sqrt{\theta_i}} \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{\theta_i}\right) \right) \times$$

$$\times \int_0^{\infty} \frac{dx e^{-x} (\Psi(q_{\max}) + \Psi(q_{\min}))}{\sqrt{x(x + \frac{\hbar\omega}{\theta_i})}}, \quad (2)$$

де ε – діелектрична проникливість n -Ge, ε_0 – діелектрична проникливість вакууму, c – швидкість світла, h – стала Планка, m_{par} , m_{per} – поздовжня та поперечна маси електронів, n_i , θ_i – концентрація та температура електронів i -ї долини, відповідно, ω – частота світла, N – концентрація домішок,

$$\Psi(q^*) = \frac{1}{b^2} + \frac{1-b^2}{b^3} \arctan \frac{1}{b} + (\mathbf{q}_0 \mathbf{l}_i)^2 \times$$

$$\times \left[-\frac{1}{b^2} - \frac{1-b^2}{b^3} \arctan \frac{1}{b} + \right.$$

$$\left. + 2 \frac{m_{\text{per}}}{m_{\text{par}}} \left(-\frac{1}{1+b^2} + \frac{1}{b} \arctan \frac{1}{b} \right) \right], \quad (3)$$

$$b^2 = \frac{m_{\text{per}}}{m_{\text{par}} - m_{\text{per}}} \left(1 + \frac{1}{(r_d q^*)^2} \right), \quad (4)$$

$$q_{\max} = \frac{\sqrt{2 m_{\text{per}} \theta}}{\hbar} \left\{ \sqrt{x} + \sqrt{x + \frac{\hbar\omega}{\theta}} \right\},$$

$$q_{\min} = \frac{\sqrt{2 m_{\text{per}} \theta}}{\hbar} \left\{ -\sqrt{x} + \sqrt{x + \frac{\hbar\omega}{\theta}} \right\}, \quad (5)$$

r_d – радіус екранування, \mathbf{q}_0 – орт, що характеризує поляризацію хвилі, \mathbf{l}_i – орт, що направлений вздовж осі обертання еліпсоїда i -ї долини. Формула (2) описує поглинання світла електронами при розсіянні на домішках у загальному випадку. Проте (2) можна суттєво спростити в різних граничних випадках. Так, коли $\hbar\omega \gg \theta$ – випадок квантового поглинання

$$K_p = \frac{4 \sqrt{2} \pi^2 e^6 N \sqrt{m_{\text{par}}}}{(\varepsilon_0 \varepsilon)^{5/2} c (m_{\text{par}} - m_{\text{per}})^2 \omega^2 (\hbar\omega)^{3/2}} \times$$

$$\times \sum_{i=1}^4 n_i \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{\theta}\right) \right) \left(\frac{1}{b_0^2} + \frac{1-b_0^2}{b_0^3} \arctan \frac{1}{b_0} + \right.$$

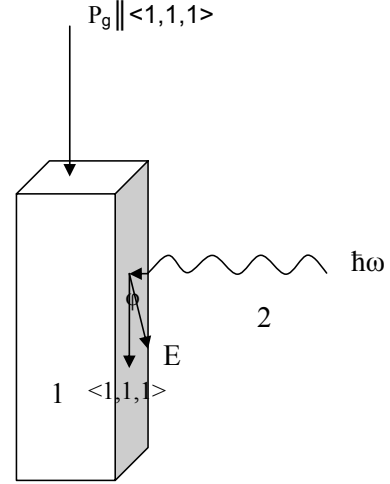


Рис. 1. 1 – кристал n -Ge, 2 – падаюча електромагнітна хвиля з поляризацією E

$$+ (\mathbf{q}_0 \mathbf{l}_i)^2 \left[-\frac{1}{b_0^2} - \frac{1-b_0^2}{b_0^3} \arctan \frac{1}{b_0} + \right.$$

$$\left. + 2 \frac{m_{\text{per}}}{m_{\text{par}}} \left(-\frac{1}{1+b_0^2} + \frac{1}{b_0} \arctan \frac{1}{b_0} \right) \right], \quad (6)$$

$$\text{де } b_0^2 = \frac{m_{\text{per}}}{m_{\text{par}} - m_{\text{per}}}.$$

При $\hbar\omega \ll \theta$ – випадок класичного поглинання

$$K_p = \frac{(2\pi)^{3/2} e^6 N \sqrt{m_{\text{par}}}}{(\varepsilon_0 \varepsilon)^{5/2} c (m_{\text{par}} - m_{\text{per}})^2 \hbar\omega^3} \times$$

$$\times \sum_{i=1}^4 n_i \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{\theta}\right) \right) \left(\frac{1}{b_0^2} + \frac{1-b_0^2}{b_0^3} \arctan \frac{1}{b_0} + \right.$$

$$+ (\mathbf{q}_0 \mathbf{l}_i)^2 \left[-\frac{1}{b_0^2} - \frac{1-b_0^2}{b_0^3} \arctan \frac{1}{b_0} + \right.$$

$$\left. + 2 \frac{m_{\text{per}}}{m_{\text{par}}} \left(-\frac{1}{1+b_0^2} + \frac{1}{b_0} \arctan \frac{1}{b_0} \right) \right] \ln \left(\frac{1}{C_1 x_{\min}} \right) \quad (7)$$

де $\ln[C_1]$ – стала Ейлера, $x_{\min} = \frac{\hbar^2}{8 m_{\text{per}} \theta r_d^2}$.

Коефіцієнт поглинання світла вільними носіями при розсіянні на акустичних фонах має вигляд [5]:

$$K_a = \frac{16 \sqrt{\pi} e^2 \theta}{3 \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} c \hbar \omega^3 m_{\text{par}}} \sum_{i=1}^4 n_i \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{\theta}\right) \right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\tau_{\text{пер}}} + (\mathbf{q}_0 \mathbf{l}_i)^2 \left(\frac{m_{\text{пер}}}{m_{\text{пар}} \tau_{\text{пар}}} - \frac{1}{\tau_{\text{пер}}} \right) \right\} \times$$

$$\times \left\{ a^3 \frac{d}{da} \left(\frac{K_1(a)}{a} \right) \right\}, \quad (8)$$

де $a = \frac{\hbar \omega}{2\theta}$, $K_1(a)$ – модифікована функція Бесселя, $\tau_{\text{пар}}$ і $\tau_{\text{пер}}$ – поздовжній та поперечний часи релаксації електронів на акустичних фононах по імпульсу. У випадку $\hbar \omega \gg \theta$ – квантове поглинання, (8) набуває вигляду

$$K_a = \frac{4\pi e^2}{3\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} c \omega^2 m_{\text{пер}}} \left(\frac{\hbar \omega}{\theta} \right)^{1/2} \times$$

$$\times \sum_{i=1}^4 n_i \left(1 - \exp \left(-\frac{\hbar \omega}{\theta} \right) \right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\tau_{\text{пер}}} + (\mathbf{q}_0 \mathbf{l}_i)^2 \left(\frac{m_{\text{пер}}}{m_{\text{пар}} \tau_{\text{пар}}} - \frac{1}{\tau_{\text{пер}}} \right) \right\}, \quad (9)$$

а у випадку класичного поглинання ($\hbar \omega \ll \theta$)

$$K_a = \frac{32\sqrt{\pi} e^2 \theta}{3\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} c \hbar \omega^3 m_{\text{пер}}} \sum_{i=1}^4 n_i \left(1 - \exp \left(-\frac{\hbar \omega}{\theta} \right) \right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\tau_{\text{пер}}} + (\mathbf{q}_0 \mathbf{l}_i)^2 \left(\frac{m_{\text{пер}}}{m_{\text{пар}} \tau_{\text{пар}}} - \frac{1}{\tau_{\text{пер}}} \right) \right\}. \quad (10)$$

3. Чисельні розрахунки та обговорення результатів

Загальний коефіцієнт поглинання $K = K_a + K_p$. Структура формул (2) і (8) така, що загальний коефіцієнт поглинання K можна записати у вигляді

$$K = \sum_{i=1}^4 \left[R_i + (\mathbf{q}_0 \mathbf{l}_i)^2 Q_i \right] \frac{n_i}{n_0}, \quad (11)$$

де R_i – частина коефіцієнта поглинання i -ї долини, що не залежить від орієнтації i -ї долини, а Q_i – частина коефіцієнта поглинання, яка залежить від взаємної орієнтації i -ї долини та вектора поляризації світла. Проводячи в (11) підсумовування по долинах, при умовах, зазначених раніше, отримано загальний

вираз для коефіцієнта поглинання залежно від величини ОПД:

$$K = R + \frac{4}{3} Q \frac{e^{-\frac{4\varepsilon_u S_{44} X}{9\theta}}}{1 + 3e^{-\frac{4\varepsilon_u S_{44} X}{9\theta}}} +$$

$$+ Q \frac{1 - e^{-\frac{4\varepsilon_u S_{44} X}{9\theta}}}{1 + 3e^{-\frac{4\varepsilon_u S_{44} X}{9\theta}}} \cos^2(\varphi). \quad (12)$$

Тут ϕ – кут між вектором поляризації та напрямком ОПД (який збігається з віссю (1, 1, 1)):

$$R = \left[\frac{(2\pi)^{3/2} e^6 N \sqrt{m_{\text{пар}}}}{(\varepsilon_0 \varepsilon)^{5/2} c (m_{\text{пар}} - m_{\text{пер}})^2 \hbar \omega^3 \sqrt{\theta}} \times \right.$$

$$\times \left(\frac{1}{b_{\text{max}}^2} + \frac{1 - b_{\text{max}}^2}{b_{\text{max}}^3} \arctan \frac{1}{b_{\text{max}}} + \frac{1}{b_{\text{min}}^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{1 - b_{\text{min}}^2}{b_{\text{min}}^3} \arctan \frac{1}{b_{\text{min}}} \right) + \frac{16\sqrt{\pi} e^2 \theta}{3\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} c \hbar \omega^3 m_{\text{пер}} \tau_{\text{пер}}} \times$$

$$\times \left\{ a^3 \frac{d}{da} \left(\frac{K_1(a)}{a} \right) \right\} \left(1 - \exp \left(-\frac{\hbar \omega}{\theta} \right) \right) n_0, \quad (13)$$

$$Q = \left[\frac{(2\pi)^{3/2} e^6 N \sqrt{m_{\text{пар}}}}{(\varepsilon_0 \varepsilon)^{5/2} c (m_{\text{пар}} - m_{\text{пер}})^2 \hbar \omega^3 \sqrt{\theta}} \times \right.$$

$$\times \left(-\frac{1}{b_{\text{max}}^2} - \frac{1 - b_{\text{max}}^2}{b_{\text{max}}^3} \arctan \frac{1}{b_{\text{max}}} - \frac{1}{b_{\text{min}}^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{1 - b_{\text{min}}^2}{b_{\text{min}}^3} \arctan \frac{1}{b_{\text{min}}} + 2 \frac{m_{\text{пер}}}{m_{\text{пар}}} \left(-\frac{1}{1 + b_{\text{max}}^2} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{1}{b_{\text{max}}} \arctan \frac{1}{b_{\text{max}}} - \frac{1}{1 + b_{\text{min}}^2} + \frac{1}{b_{\text{min}}} \arctan \frac{1}{b_{\text{min}}} \right) \left. \right) +$$

$$+ \frac{16\sqrt{\pi} e^2 \theta}{3\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} c \hbar \omega^3 m_{\text{пер}} \tau_{\text{пер}}} \left(\frac{m_{\text{пер}} \tau_{\text{пер}}}{m_{\text{пар}} \tau_{\text{пар}}} - 1 \right) \times$$

$$\times \left\{ a^3 \frac{d}{da} \left(\frac{K_1(a)}{a} \right) \right\} \left(1 - \exp \left(-\frac{\hbar \omega}{\theta} \right) \right) n_0. \quad (14)$$

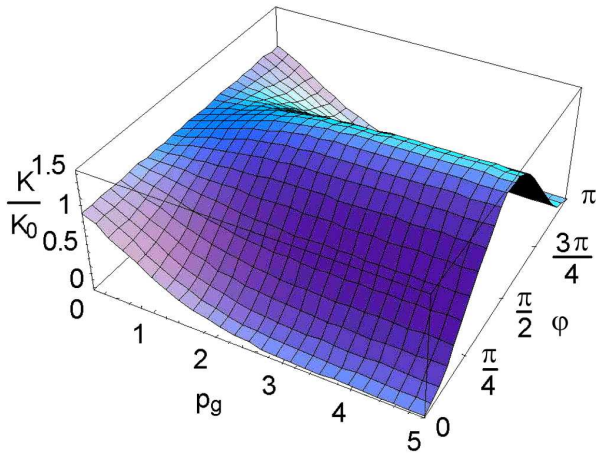


Рис. 2. Залежність відносного коефіцієнта поглинання $\frac{K}{K_0}$ в n -Ge від тиску p_g та кута поляризації ϕ при таких значеннях: $\omega = 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $n_0 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T = 77 \text{ K}$

Тут $b_{\max} = b(q_{\max})$, а $b_{\min} = b(q_{\min})$.

Як видно з (12), за відсутності тиску ($X = 0$) третій доданок дорівнює нулю і зникає залежність коефіцієнта поглинання від поляризації випромінювання. Проте, за наявності тиску ($X \neq 0$) змінюється не тільки величина коефіцієнта поглинання (за рахунок зміни другого доданка в (12)), а й виникає залежність коефіцієнта поглинання від поляризації світла. Чисельні розрахунки коефіцієнта поглинання світла вільними носіями в багатодолинних напівпровідниках проводились для різних значень концентрацій вільних носіїв та домішок в діапазоні температур $T = 40\text{--}200 \text{ K}$ для випромінювання далекого ІЧ-діапазону. Для зручності отримані результати нормували на величину коефіцієнта поглинання за відсутності тиску (K_0). Результати чисельних розрахунків коефіцієнта поглинання світла вільними носіями залежно від тиску та кута поляризації наведено на рис. 2. На рис. 3 представлено результати чисельних розрахунків для випадків, коли вектори поляризації світла направлені вздовж або перпендикулярно осі $\langle 1,1,1 \rangle$ ($\phi = 0$ та $\phi = \pi/2$ відповідно). З рис. 3 видно, що тиск суттєво змінює коефіцієнт поглинання світла вільними носіями. Так, для хвилі з поляризацією вздовж $\langle 1,1,1 \rangle$ коефіцієнт поглинання зростає на 40%, а для хвилі з поляризацією перпендикулярно $\langle 1,1,1 \rangle$ зменшується майже в п'ять разів.

Таким чином, показано, що в багатодолинних напівпровідниках ОПД приводить до виникнення залежності коефіцієнта поглинання світла вільними но-

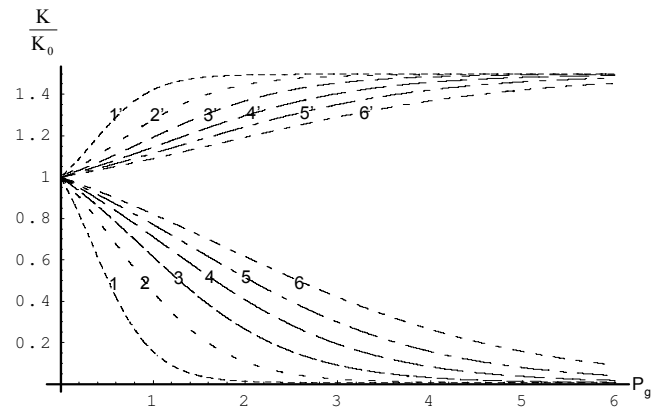


Рис. 3. Залежність відносного коефіцієнта поглинання $\frac{K}{K_0}$ в n -Ge від тиску p_g : $\omega = 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $n_0 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; 1, 1' - $T = 40 \text{ K}$; 2, 2' - $T = 70 \text{ K}$; 3, 3' - $T = 100 \text{ K}$; 4, 4' - $T = 130 \text{ K}$; 5, 5' - $T = 160 \text{ K}$; 6, 6' - $T = 200 \text{ K}$. Криві 1, 2, 3, 4, 5, 6 - відповідають $\phi = 0$, а 1', 2', 3', 4', 5', 6' - $\phi = \pi/2$

сіями від напрямку поляризації падаючого випромінювання. Для орієнтації ОПД вздовж осі $\langle 1,1,1 \rangle$ коефіцієнт поглинання світла вільними носіями може змінюватись у декілька разів залежно від орієнтації вектора поляризації світла та величини тиску.

Автор висловлює подяку П.М. Томчуку за неодноразове та плідне обговорення результатів даної роботи.

1. Ф.Т. Васько, ФТП **24**, 682 (1990); В.П. Малевич, ФТП **16**, 2035 (1982).
2. З.А. Демиденко, П.М. Томчук, ФТП **15**, 1589 (1981).
3. В.М. Бондар, О.Г. Сарбей, П.М. Томчук, ФТТ **44**, 1540 (2002).
4. П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич, *Полупроводниковая электроника* (Наукова думка, Киев, 1975).
5. П.И. Баранский, А.В. Федоров, Г.П. Гайдар, *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу* (Настир'я, Луцьк, 2000).
6. П.М. Томчук, УФЖ **49** 681 (2004).

Одержано 15.06.10

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНОГО ДАВЛЕНИЯ
НА КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ
СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ
В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ (*n*-Ge)

A.E. Levshin

Р е з ю м е

Рассмотрено влияние одноосной упругой деформации на поляризационную зависимость коэффициента поглощения света свободными носителями с учетом рассеяния носителей на акустических фононах и примесях. Проведены численные расчеты коэффициента поглощения света на примере *n*-Ge как в квантовой, так и в классической области частот.

EFFECT OF UNIAXIAL PRESSURE ON THE COEFFICIENT
OF FREE CARRIER OPTICAL ABSORPTION
IN MANY-VALLEY SEMICONDUCTORS (*n*-Ge)

A.E. Levshin

Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(46, Nauky Prosp., Kyiv 03680, Ukraine)

S u m m a r y

The effect of a uniaxial elastic deformation on the polarization dependence of the coefficient of free carrier optical absorption is considered with regard for the carrier scattering by acoustic phonons and impurity atoms. The optical absorption coefficient for *n*-Ge is numerically calculated both in the quantum and in the classical frequency range.