

УДК 621.315.592

І.Є.Лопатинський, П.Й.Стахіра*, Р.Й.Стахіра*, І.С.Токарєв*

Державний університет “Львівська політехніка”, кафедра фізики

***Державний університет “Львівська політехніка”, кафедра електронних приладів**

МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ ТОНКОЇ СТРУКТУРИ ЗОН З ВИКОРИСТАННЯМ П’ЄЗОФОТОРЕЗИСТИВНОГО ЕФЕКТУ

© *І.Є.Лопатинський, П.Й.Стахіра, Р.Й.Стахіра, І.С.Токарєв, 2000*

Розглядається теорія явища п’єзофотопровідності, яке дає інформацію про енергетичну залежність густини станів у напівпровідникових кристалах. Описано методику експериментального визначення спектрів п’єзофотопровідності.

The theory of the tensiophotoconductivity phenomenon, which gives information about energy dependence of state density in semiconductor crystals, is considered. The method of experimental determination of tensiophotoconductivity spectra was described.

Вступ

У роботі [1] для ідентифікації ефектів шаруватості у структурі зон шаруватого кристала запропонований експеримент, в якому виявилось можливим планомірно змінювати міжшарову взаємодію та одночасно отримувати інформацію про зміну енергетичної густини станів. Це досягалося вимірюванням спектральної залежності провідності зразка, який піддавався впливу світла з ділянки спектра власного поглинання та змінного механічного тиску. З’ясувалося, що спектральна залежність складової провідності зразка, яка пропорційна до добутку інтенсивності світла та деформації, дає безпосередньо інформацію про енергетичну залежність густини станів. Проте явище п’єзофотопровідності (ПФП) не обмежене лише своєю реалізацією шаруватими напівпровідниками і може бути знайдено в широкому класі напівпровідникових кристалів [2].

1. Теорія п’єзофоторезистивного ефекту

Розглянемо провідність невиродженого напівпровідника n-типу з простою структурою зони провідності, який піддається одночасному впливу світла постійної інтенсивності з ділянки спектра власного поглинання та всебічного механічного тиску, що змінюється з часом за гармонійним законом з частотою ν . За наявності у кристалі слабкого постійного електричного поля, напруженість якого вздовж осі x дорівнює E , в ньому протікає струм густиною

$$j_x = -e \sum_k v_x(k) f(k, t), \quad (1)$$

де $v(k)$ – швидкість електрона вздовж осі x у стані k і $f(k, t) = f$ – функція розподілу електронів.

Складемо рівняння для функції розподілу при вказаних умовах. Необхідно врахувати, що механічний тиск викликає деформацію зразка $\rho_{ij} = \rho_0 \cos \nu t$ з однаковими скла-

довими тензорами деформації. Запишемо швидкість зміни числа електронів n_τ в одиниці об'єму зразка, в елементі $d\tau_k$ фазового об'єму, що містить у вільному стані z електронних станів. Очевидно, що загальна швидкість зміни числа електронів $\frac{dn_\tau}{dt}$ дорівнює сумі

швидкостей, що зумовлені світловим збудженням $\left(\frac{\partial n_\tau}{\partial t}\right)_c$ та механічною деформацією $\left(\frac{\partial n_\tau}{\partial t}\right)_\rho$, тобто

$$\frac{dn_\tau}{dt} = \left(\frac{\partial n_\tau}{\partial t}\right)_\rho + \left(\frac{\partial n_\tau}{\partial t}\right)_c. \quad (2)$$

Ліва частина рівняння (2) для випадку однорідного розподілу за об'ємом носіїв може бути записана у вигляді

$$\frac{dn_\tau}{dt} = f \frac{dz}{dt} + z \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{e}{\hbar} E \nabla_k f + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{z i \tau} \right\}, \quad (3)$$

де $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{z i \tau}$ – зіткнювальний член.

Подамо швидкість зміни числа електронів n_τ внаслідок світлового збудження у вигляді

$$\left(\frac{\partial n_\tau}{\partial t}\right)_c = z[G(k, t) - R(k, t)], \quad (4)$$

де $G(k, t)$ та $R(k, t)$ – темпи генерації та рекомбінації.

Темп оптичної генерації $G(k, t)$ запишемо у вигляді

$$G(k, t) = \frac{1}{4\pi^3} \int P(k, k', t) f_v(k') [1 - f] d\tau_{k'}, \quad (5)$$

де $f_v(k')$ – функція розподілу електронів у валентній зоні; $P(k, k', t)$ – ймовірність міжзонного переходу в одиницю часу; інтегрування проводиться по зоні Бріллюена.

Розрахувавши ймовірність $P(k, k', t)$ міжзонного переходу під дією світла за наявності деформації кристала, можна отримати вираз для темпу генерації $G(k, t)$ в такому вигляді:

$$G(k, t) = G_0 + G_1 \rho_0 \cos vt + G_2 \rho_0 \sin vt, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} G_0 &= \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \delta(\omega_k - \omega), \quad G_1 = \frac{6\pi}{\hbar} |M|^2 [\hbar\omega_1 \delta'(\omega_k - \omega) - \delta(\omega_k - \omega)], \\ G_2 &= \frac{\pi}{\hbar} |M|^2 [\delta'(\omega_k - \omega) - 2\hbar\omega_1 \delta''(\omega_k - \omega)] \hbar v, \quad \omega_k = \frac{1}{\hbar} [\varepsilon_c(k) - \varepsilon_v(k)], \\ \omega_1 &= \frac{1}{\hbar} V_{cv}, \quad M = -\frac{ie\hbar A_0}{m} \int \psi_c^*(r) e^{i(qr)} (q_0 \nabla) \psi_v(r) d\tau_r, \end{aligned} \quad (7)$$

де V_{cv} – деформаційний потенціал; штрих у δ -функції означає похідну.

Темп рекомбінації нерівноважних носіїв, як відомо, зумовлений електрон-фононою та електрон-фотонною взаємодіями. Оскільки в загальному випадку врахувати ці взаємодії важко, обмежимося феноменологічним виразом, записавши його у вигляді

$$R(k, t) = \frac{f - f_\rho}{\tau_\phi}, \quad (8)$$

де $1/\tau_\phi$ – середня ймовірність рекомбінації і f_ρ – функція розподілу в деформованому неосвітленому кристалі. У випадку параболічної зони провідності та больцманівської функції розподілу малі деформації приводять, головним чином, до зміщень рівня Фермі F . При цих умовах для f_ρ маємо

$$f_\rho \approx f_0 \left(1 + \frac{\beta}{kT} \rho_0 \cos vt \right), \quad (9)$$

де β – зміна рівня Фермі на одиницю деформації кристала.

Проаналізуємо другу складову швидкості зміни числа носіїв в рівнянні (2). Очевидно, що деформація в цьому випадку змінює число станів в об'ємі $d\tau_k$ та положення квазірівня Фермі F^* . Передбачаючи, що швидкість зміни квазірівня Фермі з деформацією дорівнює швидкості зміни рівня Фермі (що відповідає низьким рівням світлового збудження), можемо записати

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_\rho = f_i \frac{dz}{dt} - z \frac{\beta f_i}{kT} v \rho_0 \sin vt, \quad (10)$$

$$f_i = \exp \left\{ - \frac{\varepsilon(k) - F^*}{kT} \right\}.$$

Підставляючи вирази (3), (6), (8) та (10) у вираз (2) та враховуючи, що при малих деформаціях

$$\frac{1}{z} \cdot \frac{dz}{dt} \approx \rho_0 v \sin vt, \quad (11)$$

отримаємо кінцеве рівняння для функції розподілу

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{\hbar} E \nabla_k f + \frac{f}{\tau_\phi} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{z i \tau} = G_0 + \frac{f_0}{\tau_\phi} + F_1 \rho_0 \cos vt + F_2 \rho_0 \sin vt, \quad (12)$$

де введені позначення

$$F_1 = G_1 + \frac{f_0}{kT\tau_\phi}, \quad F_2 = G + \left(1 - \frac{\beta}{kT} \right) f_j v. \quad (13)$$

Рівняння (13) розв'язане, виходячи з таких двох припущень. Перше базується на низькій частоті змінної деформації, завдяки чому є сенс подати шукану функцію у вигляді, що відповідає встановленому квазістаціонарному стану. Друге припущення ґрунтується на малих значеннях електричного поля та малій деформації. Враховуючи ці припущення, функція розподілу шукається в лінійному за полем E та деформацією ρ наближенні.

Подамо симетричну складову f_s шуканої функції у вигляді

$$f_s = f^0 + \rho_0 (f_1 \cos vt + f_2 \sin vt). \quad (14)$$

Відповідно до зробленого припущення, ця функція задовольняє таке рівняння

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + L f_s + f_s \left(\frac{1}{\tau_\phi} - \frac{g'}{g} \rho_0 v \sin vt \right) = G_0 + \frac{f_0}{\tau_\phi} + F_1 \rho_0 \cos vt + F_2 \rho_0 \sin vt, \quad (15)$$

де g – густина станів, $g' = dg/dp$ та L_{fs} – інтеграл зіткнень. У результаті отримуємо

$$f_1 = \tau_\phi \left[F_1 + v\tau_\phi F_2 - v\tau_\phi \frac{g'}{g} f^0 \right], \quad f_2 = \tau_\phi \left[F_2 + v\tau_\phi F_1 + v\tau_\phi \frac{g'}{g} f^0 \right]. \quad (16)$$

В інтервалі енергій $0 < \varepsilon < \hbar\omega_0$, в якому переважають розсіювання на акустичних фононах, функція f^0 має вигляд

$$f^0 = A_\mu(\hbar\omega) \frac{e^{-\varepsilon/2kT}}{\varepsilon} M_{1\mu}(\varepsilon), \quad (17)$$

де A_μ – нормувальний множник та $M_{1\mu}(\varepsilon)$ функція Уітекера, $\mu = \left(\frac{1}{4} + \frac{\tau_{ак}}{\tau_\phi} \right)^{1/2}$. При цьому

припускається залежність $\tau_\phi \sim \sqrt{\varepsilon}$.

В інтервалі енергій $\hbar\omega_0 < \varepsilon < \hbar\omega - \varepsilon_g$ переважає розсіювання на оптичних фононах. Приймаючи для цих енергій $1/\tau_\phi = 0$, отримуємо

$$f^0 = \left\{ f^0(\hbar\omega_0) + D\sqrt{\hbar\omega - \varepsilon_g} [E_i(\varepsilon) - E_i(\hbar\omega_0)] \right\} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\hbar\omega_0(n+1/2)} \right), \quad (18)$$

де D - стала, $E_i(\varepsilon)$ - інтегральна показова функція.

Повертаючись до розрахунку струму ПФП, запишемо загальний вираз для густини струму з урахуванням отриманих результатів:

$$j = -\frac{e^2}{4\pi^3} \int \tau(k)v(k, E) \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ f^0 + \rho_0(f_1 \cos vt + f_2 \sin vt) \right\} dk. \quad (19)$$

Відповідно до цієї формули є три складові густини струму – стала, зміщена за фазою на $\pi/2$, та синфазна відносно фази деформації.

Найбільшу цікавість становить складова густини струму, пропорційна до добутку деформації на інтенсивність світла. Не виписуючи її в явному вигляді, наведемо оцінкові формули для синфазної та зміщеної за фазою складових

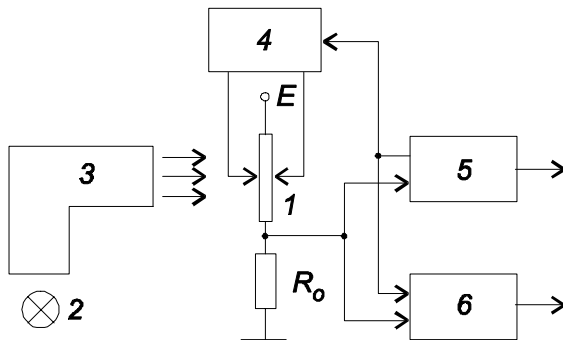
$$\begin{aligned} j_s &= -e\rho_0 E \int \tau(\varepsilon)v(\varepsilon)g(\varepsilon) \frac{d}{d\varepsilon} (\tau_\phi, G_1) d\varepsilon \cos vt, \\ j_a &= -e\rho_0 E \int \tau(\varepsilon)v(\varepsilon)g(\varepsilon) \frac{d}{d\varepsilon} \left(\tau_\phi^2 v \frac{g'}{g} f^0 \right) d\varepsilon \sin vt. \end{aligned} \quad (20)$$

Оцінковий аналіз цих виразів показує, що синфазна складова пропорційна до похідної густини станів за енергією, в той час як зміщена за фазою складова являє собою струм нерівноважних носіїв. Отже, вимірювання спектрів синфазної та зміщеної за фазою складових струму ПФП дає змогу оцінити енергетичну залежність густини станів.

2. Методика вимірювання спектрів п'єзофотопровідності

В основі методики вимірювання спектрів ПФП лежить вимога забезпечення одночасної дії на зразок світла та змінної деформації, а також вимірювання спектральної залеж-

ності змінних синфазної та зміщеної на $\pi/2$ за фазою складових струму ПФП. Відповідно до цих вимог установка складається з таких основних блоків (див. рисунок): джерела монохроматичного випромінювання, модуляційного пристрою та виміральної частини установки. Як джерело монохроматичного світла використовується монохроматор, який забезпечує ширину спектральної лінії не більше ніж 0,5 мєВ.



Блок-схема установки для вимірювання спектрів струму ПФП:
1 – зразок; 2 – джерело світла; 3 – монохроматор; 4 – модуляційний пристрій; 5, 6 – селективні підсилювачі

Модуляція механічної напруги у зразку створюється за допомогою електромагніту, який розміщується безпосередньо в кріостаті. Зразок закріплюється між двома плоскопаралельними пластинами плавленого кварцу, одна з яких служить вікном для освітлення зразка, а інша жорстко скріплена з модулятором для створення напруження в зразку. Крім модуляційного напруження, передбачена можливість створення у зразку постійного напруження. Механічні коливання модулятора збуджувалися генератором звукової частоти, амплітуда тиску під час вимірювань не перевищувала $5 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$.

Принципова схема виміральної частини така. Зразок включається в коло постійної напруги послідовно з калібрувальним резистором. Падіння змінної складової напруги на останньому вимірюється одночасно за допомогою двох селективних підсилювачів. Опорним сигналом підсилювача, що вимірює синфазну складову, служить відповідно послаблений та підкоригований за фазою сигнал, а цей сигнал, зміщений за фазою фазообертовою коміркою на $\pi/2$, використовується як опорний для підсилювача, що вимірює зміщений за фазою на $\pi/2$ складову струму ПФП. Спектральна залежність синхронно детектованих сигналів реєструється за допомогою самописних потенціометрів. Постійна складова падіння напруги на зразку вимірюється цифровим вольтметром.

Зразки для вимірювання спектрів п'єзофотопровідності вирізали з монокристалів у вигляді тонкопаралельних пластинок, що орієнтовані вздовж основних кристалографічних напрямків. Поверхня зразків піддавали шліфуванню та поліруванню з наступним хімічним травленням. На торці пластинок наносяться омичні контакти.

Під час вимірювань п'єзофотопровідності необхідно дотримуватися певних умов та засобів застережень, які виключають появу хибних сигналів. Це стосується, зокрема, плоскопаралельності зразків, відсутності в них тріщин, співвідношення між інтенсивністю світла та тиском.

1. Стахира И. М. Квантование энергии электронов в слоистом кристалле // Физ. и техн. полупроводников. 1982. 16, Вып.1. С.175-178. 2. Стахира И. М., Футорский Д.Л. Л. Тензофоторезистивный эффект в полупроводниках // Физ. электроника. 1985, Вып.31. С.29-32.