

Лабораторна робота 3-14

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ І ВИПРОМІНЮВАННЯ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Мета роботи: Визначення ширини забороненої зони і енергії фонона в карбіді кремнію (β -SiC) по спектрах оптичного поглинання і електролюмінесценції.

Короткі теоретичні відомості

Енергетичний спектр електронів в напівпровідниках. Дозволені енергетичні стани електронів у твердому тілі являють собою набір близько розташованих (квазібезперервних) рівнів, що групуються в так звані зони, розділені інтервалами заборонених енергій. У діелектриках і напівпровідниках, на відміну від провідників, при температурах, близьких до $T = 0$, частина нижніх зон (валентні зони) виявляються повністю заповненими згідно з принципом Паулі, а наступна більш висока зона – вільна (зона провідності). Інтервал ΔE між верхньою валентною зоною і зоною провідності – ширина забороненої зони – у напівпровідниках, на відміну від діелектриків, відносно мала (~1 еВ і менше). При $\Delta E \gg kT$ ("низька температура") в ідеальному напівпровідниковому кристалі число електронів в зоні провідності (і дірок у валентній зоні) залишається дуже малим. Причому для широкозонних напівпровідників (відносно велика ширина забороненої зони) "низькою" може бути і температура поблизу кімнатної. Так, в карбіді кремнію (β -SiC), для якого $\Delta E > 2$ еВ $\Delta E \gg kT$ при $T = 300$ К (при цій температурі $kT \sim 2 \cdot 10^{-2}$ еВ).

Якщо в ідеальній кристалічній ґратці напівпровідника з'являються "дефекти", наприклад домішкові атоми, які слугують донорами, чи акцепторами, виникають дозволені енергетичні рівні в забороненій зоні. Тепер поява значного числа електронів в зоні провідності або дірок у валентній зоні виявляється можливим вже і при "низькій" температурі. В цьому випадку кажуть про домішковий напівпровідник. Якщо концентрація "дефектів" мала – напівпровідник називають чистим, або власним.

Досліджуваний в роботі кристал β -SiC можна вважати власним напівпровідником.

Поглинання світла у власних напівпровідниках. При проходженні електромагнітної хвилі через речовину її інтенсивність зменшується в результаті поглинання.

Спад інтенсивності хвилі ($-dJ$) в шарі завтовшки dx залежить від інтенсивності падаючої на шар хвилі J , коефіцієнта поглинання середовища α і товщини шару:

$$-dJ = J\alpha dx,$$

звідки легко отримати, що на шляху завдовжки l інтенсивність хвилі зменшиться в $e^{\alpha l}$ разів. Крім того, інтенсивність хвилі зменшується у зв'язку з відбиванням на кожній з двох поверхонь кристала. В результаті, при нормальному падінні на плоскопаралельну пластину хвилі інтенсивністю J_0 з неї виходить хвиля інтенсивністю J , яка визначається з виразу

$$J = J_0 (1 - R)^2 e^{-\alpha l}, \quad (1)$$

де R – коефіцієнт відбивання на межі речовина-повітря¹; l – товщина пластини; α – коефіцієнт поглинання речовини.

Залежність коефіцієнта поглинання α від енергії фотона (або довжини хвилі) називається спектром поглинання, який залежить від процесів взаємодії хвилі з речовиною.

Поглинання фотона в кристалі може приводити до "народження" одного або декількох фононів (квантів коливального руху ґратки). Такі процеси можливі в інфрачервоній області, коли енергія фотона близька енергії фонона.

Інший тип поглинання фотона пов'язаний з переходом електрона у більш високий дозволений стан. У цьому випадку спектр поглинання залежить від структури електронних рівнів у кристалі й дозволяє вивчити цю структуру.

У власних напівпровідниках при "низькій" температурі можливі переходи електронів тільки між заповненими станами валентної зони і вільними станами зони провідності, переходи усередині валентної зони заборонені принципом Паулі.

¹ При малих значеннях R багаторазовим відбиванням можна знехтувати.

Таке поглинання, яке можна назвати міжзонним, можливо тільки при енергіях фотонів $h\nu \geq \Delta E$. Це поглинання повинне мати довгохвильовий край, починаючи з якого воно росте із зростанням енергії фотона, що пояснюється зростанням щільності станів "углиб" дозволених зон.

У β -SiC, як і у ряді інших напівпровідників, міжзонні переходи електрона неможливі без зміни коливального стану кристала. При низькій температурі, коли число фононів мале, це відповідає обов'язковому "народженню" фонона при міжзонному переході електрона. Такий фонон має цілком певну енергію $\hbar\omega$, характерну для даного кристала². Оскільки енергія фотона передається електрону і фонону, поглинатися будуть тільки фотони з енергіями $h\nu$, не меншою за певне "порогове" значення

$$h\nu \geq h\nu_{\text{пор}}, \quad h\nu_{\text{пор}} = \Delta E + \hbar\omega. \quad (2)$$

Саме з енергією $h\nu_{\text{пор}}$ повинне починатися різке зростання поглинання.

Рис.1 ілюструє схему електронних переходів, пов'язаних з міжзонним поглинанням у напівпровідниках (а) і відповідний ним спектр поглинання (б). Як показано на рисунку, різкий край міжзонного поглинання при $h\nu = h\nu_{\text{пор}}$ накладається на більш плавний хід поглинання, обумовленого недостатньою чистотою кристала, а також неточним виконанням умови "низьких" температур.

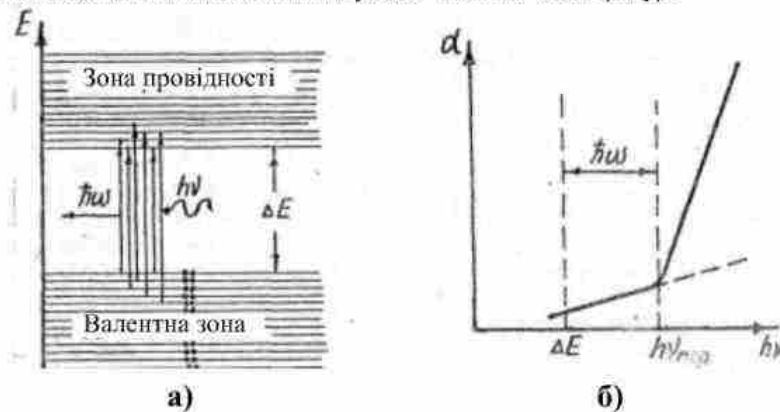


Рис. 1

Власна (міжзонна) люмінесценція в напівпровідниках. При збудженні власного напівпровідника з'являються надлишкові, тобто нерівноважні при даній температурі, електрони в зоні провідності та дірки у валентній зоні. Повернення кристала в рівноважний стан пов'язане з переходами надлишкових електронів на вільні місця у валентній зоні (рекомбінацією електрон-дірка).

При рекомбінації за рахунок надлишку енергії, рівного $\sim \Delta E$, можуть народжуватися:

- тільки фонони – такий процес називається безвипромінювальною рекомбінацією;
- фотон і фонони (або тільки фотон) – такий процес називається випромінювальною рекомбінацією, або люмінесценцією.

Люмінесценція, пов'язана з міжзонними переходами, називається власною люмінесценцією.

Залежно від способу збудження кристала розрізняють фото-, катодо- та електролюмінесценцію.

У даній роботі застосовується метод збудження за допомогою електричного поля – електролюмінесценція. На кристалі β -SiC виготовлений p - n перехід. При подачі на такий перехід напруги (у прямому напрямі) електрони n -області і дірки в p -області рухаються у напрямі переходу. В результаті, наприклад, в p -області з'являються надлишкові електрони в зоні провідності, які рекомбінують з дірками у валентній зоні.

Залежність інтенсивності випромінювання від енергії фотона називається спектром люмінесценції. Спектр власної люмінесценції напівпровідника є відносно вузькою смугою, тому що до рекомбінації надлишкові електрони та дірки "стягуються" до меж відповідних зон. Тому запас енергії, що виділяється при рекомбінації, для всіх пар електрон - дірка близький до ΔE (може бути більше на величину порядку kT).

При власній (міжзонній) рекомбінації в β -SiC народження фотона обов'язково супроводжується народженням фонона (так само як і в зворотному процесі - поглинанні), причому повинен з'явитися фоном тієї ж енергії $\hbar\omega$, що і в міжзонному поглинанні. Тому енергія випромінюваного фотона повинна, відповідати умові

$$h\nu_{\text{вип}} = \Delta E - \hbar\omega. \quad (3)$$

На рис.2 показана схема переходів, що відповідають міжзонній (власній) люмінесценції (а), і спектр власної люмінесценції (б), причому пунктирна крива описує теоретичну формулу смуги випромінювання,

² У даному разі у переходах приймають участь фонони декількох типів з близькими значеннями енергії. Експериментально можна оцінити тільки усереднену, інакше – "ефективну" енергію фонона.

суцільна показує схематичний вигляд смуги випромінювання, яку можна спостерігати експериментально. Не обговорюючи тут причини розширення смуги, відзначимо, що її максимум достатньо близький до довгохвильового краю теоретичної смуги, тому можна вважати

$$h\nu_{\max} = \Delta E - \hbar\omega. \quad (4)$$

Визначивши за експериментально отриманими спектрами поглинання та люмінесценції величини $h\nu_{\text{пор}}$ та $h\nu_{\max}$, можна на основі формул (2) і (4) оцінити такі важливі характеристики напівпровідника, як ширина забороненої зони

$$\Delta E = \frac{h\nu_{\text{пор}} + h\nu_{\max}}{2} \quad (5)$$

та енергію "ефективного" фонуна, що бере участь в міжзонних переходах:

$$\Delta E = \frac{h\nu_{\text{пор}} - h\nu_{\max}}{2}. \quad (5)$$

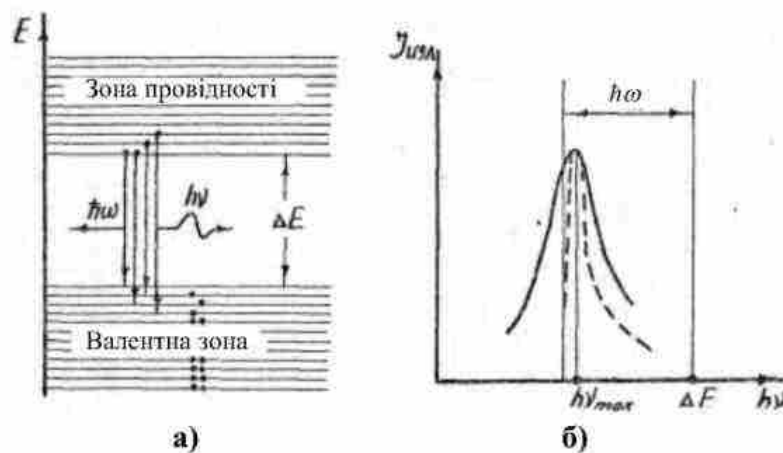


Рис. 2

Опис експериментальної .установки

В роботі використовується установка, зібрана на базі універсального монохроматора УМ-2, конструкція і принцип використання якого описані в Додатку 1. Два варіанти цієї установки можуть бути застосовані для отримання спектрів, відповідно, поглинання і випромінювання, як це проілюстровано на рис.3, а, б.

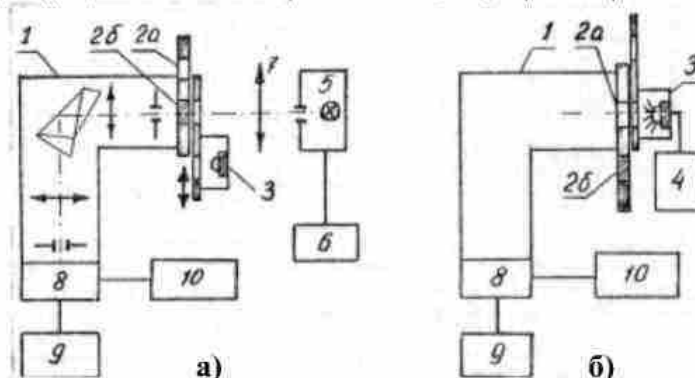


Рис. 3

Умовні позначення на рис.3:

1 – монохроматор УМ-2;

2 – укріплений перед входною щілиною монохроматор кристалотримач – пластина, що має два однакові отвори 2а і 2б, один з яких перекритий (2б) перекритий плоскпаралельною пластинкою карбіду кремнію β -SiC; кристалотримач має два фіксовані положення, що дозволяє встановлювати на оптичній осі будь-який з отворів;

3 - світлодіод, котрий являє собою кристал $\beta\text{-SiC}$ з $p-n$ переходом, на який подається напруга від блоку живлення 4; світлодіод укріплений в закритому кожусі на тримачі, що дозволяє встановлювати його на оптичній осі (рис.3, б);

5 – джерело світла (лампа розжарювання);

6 – блок живлення джерела світла;

7 – конденсорна лінза;

8 – приймач випромінювання - фотоелектронний помножувач (ФЕУ), установлений на вихідній щілині монохроматора;

9 – високовольтний блок живлення ФЕУ;

10 – реєструючий прилад – цифровий вольтметр або мікроамперметр.

Спектр поглинання отримують за допомогою схеми, показаної на рис.3,а.

Коефіцієнт α можна обчислити відповідно до (1):

$$\alpha = \frac{1}{l} \ln \left((1-R)^2 \frac{\mathcal{J}_0}{\mathcal{J}} \right), \quad (7)$$

Для цього необхідно експериментально отримати спектр пропускання кристала $\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}(h\nu)$.

Використовуючи джерело світла з неперервним спектром (лампа розжарювання), можна визначити за показами вимірювального приладу значення фотоструму $i_0(h\nu)$ та $i(h\nu)$, які відповідають попаданню на приймач світла, що пройшло через порожній отвір 2а і кристал 2б при фіксованому положенні барабана довжин хвиль монохроматора. При цьому на приймач потрапляє випромінювання виділеного вузького спектрального інтервалу $\Delta(h\nu)$. За однакових умов реєстрації (розмірах вхідної і вихідної щілин монохроматора, напруги живлення) повинна виконуватися рівність

$$\frac{i}{i_0}(h\nu) = \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}(h\nu), \quad (8)$$

незалежно від розподілу інтенсивності в спектрі джерела світла і спектральної чутливості приймача. Це дозволяє, обертаючи барабан довжин хвиль, тобто виводячи на вихідну щілину різні ділянки спектра,

отримати залежність $\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}(h\nu)$.

Спектр люмінесценції отримують за допомогою схеми, показаної на рис. 3, б.

Перед вхідною щілиною монохроматора на оптичній осі встановлюється порожній отвір 2а та увімкнений світлодіод 3.

При різних положеннях барабана довжин хвиль фотострум повинен змінюватися відповідно до спектрального розподілу інтенсивності люмінесценції

$$i_{\text{аир}}(h\nu) = k \mathcal{J}_{\text{аир}}(h\nu). \quad (9)$$

Оскільки смуга випромінювання займає відносно невеликий спектральний інтервал, можна нехтувати спектральною залежністю чутливості установки, тобто залежністю $k(h\nu)$. Тоді при постійних розмірах вхідної і вихідної щілин і напрузі живлення можна вважати, що залежність фотоструму $i_{\text{аир}}(h\nu)$ відповідає залежності інтенсивності люмінесценції $\mathcal{J}_{\text{аир}}(h\nu)$, тому надалі для простоти обидві величини будемо позначати $\mathcal{J}_{\text{аир}}(h\nu)$.

Порядок виконання роботи

1. Перед роботою необхідно вивчити опис монохроматора УМ-2.
2. За градуовальник графіком монохроматора, укріпленому на робочому місці, визначити поділки барабана довжин хвиль, що відповідають енергіям $h\nu$, поданим в табл. 1 та 2 (з інтервалом 0,025 эВ); значення l занести в таблицю.
3. Уважно вивчивши інструкцію на робочому місці, увімкнути установку.
4. Відповідно до інструкції підготувати установку для вивчення спектра поглинання (схема на рис.3, а) і

5. Якою є методика отримання спектру поглинання?
6. Якою є методика отримання спектру електролюмінесценції?
7. Оцініть довжину хвилі λ , що відповідає області, де повинно виявлятися лише фононне поглинання, що пов'язане з народженням одного фонона, котрий бере участь в міжзонних переходах. Що це за область?
8. При більш високих температурах можливі міжзонні переходи електрона з поглинанням фонона тієї ж енергії $\hbar\omega$. Якій енергії фотона $\hbar\nu$ повинен відповідати край такого поглинання?
9. Який колір випромінювання використовуваного в роботі світлодіода з β -SiC?

Література

1. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1978. Т.2, § 145
2. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1978. Т.3, § 51-53, 58, 59, 64