

Навчальне видання

*Лозовський В.З.
Покидько К.В.
Стрільчук Г.М.*

ПРАКТИКУМ З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Частина друга

Видавнича лабораторія радіофізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка

2009

ЗМІСТ

Вступ.....	3
Інструкція з охорони праці.....	5
<i>Лабораторна робота №5</i>	
Термостимульована провідність в напівпровідниках.....	10
<i>Лабораторна робота №6</i>	
Фотомагнітний ефект в напівпровідниках.....	20
<i>Лабораторна робота №7</i>	
Визначення ефективної маси носіїв заряду	33
<i>Лабораторна робота №8</i>	
Оптичне поглинання світла в напівпровідниках.....	48
ДОДАТКИ	61

Вступ

Протягом багатьох років на кафедрі напівпровідникової електроніки (до 1996 року – кафедри фізики напівпровідників) створювався лабораторний практикум з фізики напівпровідників. Викладачі кафедри Воробйов Ю.В., Добровольський В.М., Пека Г.П., Россохатий В.К., Холодар Г.А. вели основні лекційні курси з фізики напівпровідників і розробляли лабораторні роботи, що виконувались як супровід лекційних курсів.

Значна кількість лабораторних робіт базуються на наукових розробках кафедри і є оригінальними не тільки за методичною постановкою, а й за науковою основою. В 1990 році був виданий навчальний посібник для студентів «Практикум з фізики напівпровідників та напівпровідникової електроніки».

Але лабораторний практикум постійно у розвитку – експериментальні установки модернізуються, методики вимірювань удосконалюються. Тому виникла необхідність в перевиданні навчального посібника із змінами і доповненнями, що напрацьовані за цей час.

В цьому навчальному посібнику зібрані та упорядковані основні лабораторні роботи, що виконуються студентами як супровід лекційних курсів з фізики напівпровідників, що читаються як на самій кафедрі напівпровідникової електроніки, так і на інших кафедрах радіофізичного факультету.

Загальна мета циклу лабораторних робіт з фізики напівпровідників полягає в тому, що студент повинен:

1. ознайомитися шляхом експерименту з основними фізичними явищами в напівпровідниках;
2. ознайомитися з головними методами та схемами дослідження параметрів напівпровідників;
3. навчитися проводити математичну обробку експериментальних результатів і отримувати необхідні фізичні параметри на базі величин, що вимірюються;
4. здобути досвід постановки та проведення наукових досліджень в галузі фізики напівпровідників.

Виклад лабораторної роботи включає короткий опис фізичного явища, що вивчається, а також методики та схеми вимірювання, завдання до лабораторної роботи, питання для

самоконтролю та рекомендовану літературу. Така побудова лабораторної роботи дає студентам можливість проявити максимальну самостійність при підготовці до її виконання.

При проведенні лабораторних робіт на кафедрі розроблені і діють такі загальні правила:

1.Студент отримує завдання до лабораторної роботи і самостійно вивчає опис роботи та рекомендовану літературу.

2.Перед початком виконання роботи відбувається бесіда студента і викладача з метою визначення готовності студента до самостійного виконання роботи.

3.Під час бесіди перевіряється знання студентом методики експерименту, порядок роботи на установці, навички роботи з приладами, включаючи техніку безпеки.

4.Студент детально вивчає експериментальну установку, складає план досліджень, проводить самі експериментальні дослідження та математичну обробку результатів експерименту.

5.Звіт з лабораторної роботи оформлюється в загальному зошиті і включає короткий опис фізичного явища, що вивчається, основні розрахункові формули, завдання до роботи, схему вимірювань, таблиці з робочими вимірами, розрахунки, графіки, загальні висновки по результатам роботи.

6.На закінчення проводиться бесіда з викладачем та складається залік.

Встановлений порядок дозволяє поєднати самостійність студента при підготовці та виконанні самої роботи (цьому сприяють питання для самоконтролю після кожної роботи) з необхідним контролем знань студента викладачем.

Інструкція з охорони праці

в навчальній лабораторії напівпровідників

1. Загальні положення

1.1 Приміщення навчальної лабораторії призначені для виконання студентами радіофізичного факультету лабораторних робіт.

1.2 До роботи в лабораторії допускається персонал кафедри, який має відповідну кваліфікацію і проінструктований з техніки безпеки.

1.3 Інструктаж персоналу проводиться два рази на рік (перед початком навчального семестру) завідуючим кафедрою з реєстрацією в «Журналі інструктажів з питань охорони праці».

1.4 Інструктаж студентів проводиться викладачем перед початком проведення лабораторних занять з реєстрацією в «Журналі інструктажу студентів з техніки безпеки».

1.5 Записи в «Журналах інструктажів» робляться кожним, що інструктується, власноруч.

1.6 Викладач повинен бути впевнений, що студент засвоїв прийоми безпечного виконання роботи, яку йому належить виконувати.

1.7 Студент зобов'язаний:

1.7.1 Виконувати тільки ту роботу, яка йому доручена. Забороняється ходити по лабораторії, голосно розмовляти, підходити до установок і приладів, якщо це не пов'язано з дорученою роботою.

1.7.2 Не порушувати самому та зупиняти тих, хто порушує правила техніки безпеки (ТБ) та пожежної безпеки (ПБ).

1.7.3 Негайно сповістити керівника про всі несправності обладнання а також про порушення ТБ та ПБ.

1.8 За порушення техніки безпеки винні несуть адміністративну чи кримінальну відповідальність, в залежності від виду порушень та їхніх наслідків.

2. Вимоги безпеки перед початком роботи

2.1 Перед тим, як приступити до виконання роботи, уважно ознайомтесь із завданням.

2.2 Впевніться в справності запобіжних пристроїв, надійності встановлення приладів і устаткування.

2.3 Перевірте надійність заземлення обладнання і справність з'єднувальних шнурів приладів на робочому місці.

2.4 При виявленні будь-яких несправностей роботу не розпочинати і негайно сповістити керівника робіт.

3. Вимоги безпеки під час роботи

3.1 Правила електробезпеки.

3.1.1 В сухих приміщеннях (вологість повітря не вища 75%, температура повітря від 5 до 30⁰С) небезпечними для життя є напруги вище 42 вольт.

3.1.2 При користуванні лабораторними автотрансформаторами (ЛАТР) необхідно пам'ятати, що незалежно від того, на яку напругу встановлена рукоятка автотрансформатора, клема “навантаження” по відношенню до землі може виявитись під напругою 220 В і доторкання до неї небезпечне для життя.

3.1.3 При ремонті обладнання пам'ятайте, що відключений рубильник (тумблер) і наявність блокування ще не є гарантією відсутності напруги на елементах установки. Конденсатори фільтрів повинні бути розряджені розрядником, а потім заземлені. Установки з напругою вище 150 В по відношенню до землі обов'язково забезпечуються заземленням.

3.1.4 Не торкайтесь руками деталей схеми, що знаходяться під напругою. Будьте обережні при виконанні вимірів у відкритих схемах.

3.1.5 Не залишайте без догляду працюючі вимірювальні установки та схеми, що знаходяться під напругою.

3.1.6 Не виконуйте перемикання, пайку і ремонт у схемах, які знаходяться під напругою.

3.1.7 Не користуйтесь дротами з пошкодженою ізоляцією, відкритими неізольованими клемми, несправними електроприладами, саморобними запобіжниками.

3.1.8 Не використовуйте без достатніх на те причин запобіжні плакати типу “смертельно”, “висока напруга”.

3.1.9 Забороняється працювати з відкритими кришками і дверцятами приладів, вимикати блокування чи захист. При ремонті установок загороджуйте установку, що ремонтується, шнурами, вивішуйте плакати “Не вмикати – працюють люди”.

3.1.10 При використанні хімічних джерел струму (батарей, акумуляторів) в електричній схемі необхідно мати вимикач і відключати їх після закінчення роботи.

3.1.11 При роботі з електромагнітами (ЕМ) забезпечуйте плавну зміну струму через котушки для запобігання пробоя ізоляції обмоток через велику ЕРС самоіндукції. Вмикання та вимикання ЕМ виконуйте при малих струмах. Зміну полярності полюсів проводьте при вимкненому струмі.

3.1.12 При роботі з постійними магнітами не користуйтесь інструментом, який намагнічується. Не підносьте до полюсів магніту сторонніх металевих предметів. Бережіть від впливу магнітних полів наручні механічні годинники.

3.1.13 При проведенні мостових та компенсаційних вимірювань необхідно обережно поводитись з джерелом зразкової напруги (нормальний елемент ненасичений), в якому міститься ртуть.

3.2 Правила безпеки при роботі з рідким азотом

3.2.1 Рідкий азот має дуже низьку температуру (77 K) і при попаданні на поверхню тіла людини може викликати сильні опіки.

3.2.2 Заливку охолоджуваних об'ємів (кріостатів) проводять поволі, по мірі їх поступового охолодження.

3.2.3 Скляні кріостати повинні бути обладнані захисними металічними екранами.

3.2.4 Забороняється переливати рідкий азот через горловину скляної вакуумної посудини для запобігання вибуху при її розтріскуванні. Для цієї мети використовують сифонний пристрій.

3.2.5 Для запобігання ураження очей при розбризкуванні рідкого азоту необхідно одягати захисні окуляри.

3.2.6 Студенти повинні працювати з рідким азотом під наглядом викладача.

3.3 Правила безпеки при роботі з вакуумними постами

3.3.1 Не залишати працюючий вакуумний пост без нагляду.

3.3.2 Не проводити різкий напуск атмосфери в працюючий пост, бо це може призвести до його руйнування.

3.3.3 Студенти повинні працювати з вакуумними постами під наглядом викладача.

3.4 Правила безпеки при роботі з оптичними квантовими генераторами (лазерами)

3.4.1 Робота з лазерами містить небезпеку ураження очей прямим, відбитим та розсіяним випромінюванням, тому працювати необхідно в захисних окулярах, що послаблюють випромінювання для даної довжини хвилі.

3.4.2 Необхідно зберігати вільний підхід до лазерів (проходи повинні бути не менше 0,7м ширини).

3.4.3 Необхідно дотримуватись правил безпеки при юстуванні: попереднє юстування проводити при вимкненому блоці живлення, точне – в захисних окулярах з відповідними фільтрами.

3.4.4 Категорично забороняється спрямовувати промінь лазера за межі оптичної системи вимірювальної установки та в напрямку інших осіб.

3.4.5 Студенти працюють з лазерами під наглядом викладача.

3.5 Правила безпеки при роботі з хімічними речовинами

3.5.1 Зберігання хімічних речовин і сполук у тарі без етикеток забороняється.

3.5.2 В приміщеннях учбових лабораторій кількість шкідливих чи отруйних речовин не повинна перевищувати необхідної кількості для безпосереднього виконання роботи (добову норму).

3.5.3 Працювати з хімічними речовинами тільки в гумових рукавичках.

3.5.4 При взятті вагових порцій необхідно користуватись фарфоровою ложкою.

3.5.5 При відбиранні рідин необхідно користуватися піпетками з гумовими грушами чи сифонними пристроями.

3.5.6 Зі шкідливими хімічними речовинами та тими, що легко випаровуються, працювати тільки у витяжній шафі при ввімкненій вентиляції.

3.5.7 При випадковому розлитті ртуті необхідно ретельно зібрати крапельки залізною лопаткою та гумовою грушкою в герметичну тару, місце розливу посипати сірчаним цвітом. Повідомити про випадок розлиття ртуті керівництво.

3.5.8 При виготовленні водних розчинів кислот і лугів їх необхідно додавати малими порціями у воду, а не навпаки.

3.5.9 Відпрацьовані розчини лугів і кислот можна зливати в загальноміську каналізацію тільки після їх нейтралізації.

3.5.10 При роботі з хімічними речовинами забороняється приймати їжу.

3.5.11 Робота студентів з хімічними речовинами виконується під наглядом викладача чи кваліфікованого спеціаліста.

4. Вимоги безпеки після закінчення роботи

4.1 Вимкнути прилади і вимірювальні установки.

4.2 Вимкнути форвакуумний насос та провести плавний напуск атмосфери.

4.3 Відключити хімічні джерела струму (батареї, акумулятори).

4.4 Перекрити крани водопостачання.

4.5 Перевірити, чи охолонули всі нагрівальні прилади (паяльники і т. і.).

4.6 Вимкнути на електричному щиті в лабораторії загальне живлення.

4.7 Зачинити вікна і фрамуги, вимкнути освітлення.

4.8 В коридорі за розсувними щитами розміщені щити електроживлення і освітлення, крани постачання гарячої і холодної води.

4.9 ЩСТ-130 – вимикає енергопостачання лаб. 601, 603;

ЩСТ-137 – вимикає енергопостачання лаб. 609, 610;

ЩО-34 – вимикає освітлення лаб. 601, 603;

ЩО-33 – вимикає освітлення лаб. 609 та коридорі;

ЩА-12 – вмикає чергове освітлення в коридорі.

4.10 Вентилі, що перекривають подачу та відведення холодної води магістралей на лівій стіні лабораторій, розташовані на відстані 0,5 метра ліворуч від входних дверей відповідної лабораторії.

4.11 Вентилі, що перекривають подачу та відведення холодної води рукомийника та магістралей на правій стіні лабораторій,

розташовані на відстані 3,5 метра праворуч від вхідних дверей відповідної лабораторії.

4.12 Вентилі гарячого водопостачання на поверхах не передбачені.

4.13 Стояки холодного та гарячого водопостачання відключаються на першому поверсі.

4.14 Колір труби постачання холодної води – БЛАКИТНИЙ.

4.15 Колір труби водовідведення – ЧОРНИЙ.

4.16 Колір труби постачання гарячої води – КОРИЧНЕВИЙ.

5. Вимоги безпеки в аварійних ситуаціях

5.1 Для запобігання виникнення аварійних ситуацій та травматизму необхідно виконувати правила внутрішнього розпорядку та виробничої дисципліни.

5.2 негайно сповістити керівника про всі несправності обладнання а також про порушення ТБ та ПБ.

5.3 При раптовому припиненні подачі електроенергії вимкнути прилади, обладнання та установки, провести напуск атмосфери у вакуумний пост. Залишити увімкненою електролампю освітлення для контролю за появою напруги.

5.4 При виявленні ознак горіння (запах тліючої ізоляції і т. і.) негайно вимкнути з електромережі обладнання і вжити заходів щодо ліквідації аварії, терміново повідомити керівника.

5.5 Для гасіння електрообладнання, яке не знеструмлене, використовувати тільки вуглекислотні вогнегасники.

5.6 Якщо стався нещасний випадок – надати потерпілому невідкладну першу медичну допомогу, викликати швидку медичну допомогу, повідомити керівництво.

Лабораторна робота №5.

Термостимульована провідність в напівпровідниках

Equation Chapter (Next) Section 5

Мета роботи: дослідити явище термостимульованої провідності, освоїти методику вимірювання спектрів термостимульованого струму та визначити основні параметри рівнів прилипання в деяких напівпровідниках.

Теоретичні відомості

1. Центри (рівні) прилипання нерівноважних носіїв

Домішкові центри в напівпровідниках за їх роль в рекомбінаційних процесах в деякій мірі умовно можна розділити на центри рекомбінації та центри прилипання (відповідно, рівні рекомбінації та прилипання). Віднесення даного центру до одного з цих типів залежить від співвідношення двох ймовірностей: теплового викиду, захопленого центром нерівноважного носія знову до зони, та захоплення цим центром нерівноважного носія протилежного знаку, яким закінчується акт рекомбінації.

Пастки (рівні), які обмінюються носіями практично з однією зоною внаслідок великої імовірності зворотних термічних закидів, називаються центрами (рівнями) прилипання.

Пастки (рівні), для яких теплові закиди мають невелику імовірність, обмінюються носіями з обома зонами називаються центрами (рівнями) рекомбінації. Послідовність актів захоплення визначається співвідношенням коефіцієнтів рекомбінації для електронів та дірок.

Розглянемо кількісні критерії для віднесення даного рівня до одного з вказаних вище типів. Для рівня, що захопив нерівноважний електрон, відношення імовірності захопити дірку до імовірності теплового закиду електрона на рівень має вигляд

$$K_n = \frac{c_p p}{c_n N_c \exp[-\frac{E_t}{kT}]}, \quad (5.1)$$

де p – концентрація дірок в нерівноважних умовах, c_p та c_n – коефіцієнти рекомбінації електронів та дірок відповідно, E_t –

енергетичне положення рівня t , N_c – ефективна щільність станів у c -зоні.

У випадку первинного захоплення дірки відношення аналогічних ймовірностей має вигляд

$$K_p = \frac{c_n n}{c_p N_v \exp[-\frac{E_g - E_t}{kT}]}, \quad (5.2)$$

де n – концентрація електронів в нерівноважних умовах, E_g – ширина забороненої зони, N_v – ефективна щільність станів у v -зоні.

Рівнями рекомбінації вважають рівні, для яких $K_{n,p} > 1$, а рівні прилипання визначаються умовою $K_{n,p} < 1$.

Необхідно зазначити, що віднесення рівня до того чи іншого типу має зміст лише для даної температури та даного рівня збудження. Це помітно із співвідношень (5.1) та (5.2), в які поряд з параметрами центру захоплення входять температура T та концентрації нерівноважних носіїв, захоплення яких завершує рекомбінаційний акт.

Основними параметрами домішкових центрів можна назвати їх концентрацію N_j енергетичне положення E_t , а також переріз захоплення для електронів та дірок (σ_n і σ_p) чи однозначно зв'язані з ними коефіцієнти рекомбінації: $c_n = \overline{\sigma_n v_n}$ та $c_p = \overline{\sigma_p v_p}$, де v_n і v_p – теплові швидкості електрона та дірки відповідно.

Для експериментального визначення основних параметрів рівнів прилипання найчастіше використовується метод виміру термостимульованого струму (ТСС).

2. Явище термостимульованої провідності (ТСП)

Явище термостимульованої провідності (ТСП) полягає в наступному. Якщо освітлювати кристал “власним” світлом (із довжиною хвилі, що відповідає максимуму поглинання світла кристалом) при низькій температурі досить довго, то встановиться деяке стаціонарне для даних умов нерівноважне заповнення рівнів прилипання. При досить низькій температурі, та глибоких рівнях прилипання таке заповнення буде зберігатися довгий час після зняття збудження. Якщо

попередньо освітлений кристал повільно нагрівати в темноті, то в результаті теплових закидів з рівнів в зону концентрація вільних носіїв буде зростати. Це проявиться у зростанні струму через кристал. Величина струму при даній температурі перевищує струм того ж кристалу без попереднього фотозбудження. Різниця вказаних струмів являє собою ТСС. При зростанні температури заповнення рівнів прилипання зменшується, отже, і ТСС повинен зменшуватись. Таким чином, залежність ТСС від температури (спектр ТСС) буде немонотонною: при певній температурі T_m спостерігається максимум (пік) ТСС. Очевидно, що максимальний струм буде спостерігатися за температури, при якій відбувається найбільш інтенсивне спустошення рівня прилипання.

Чим більш мілкий рівень, тим при більш низькій температурі спостерігається максимум ТСС. При наявності в кристалі декількох рівнів прилипання, рознесених енергетично, температурна залежність ТСС має кілька максимумів.

Початкове заповнення рівнів прилипання може бути викликане не освітленням, а інжекцією нерівноважних носіїв через контакт або p - n перехід.

Аналіз спектрів ТСС дозволяє визначити енергетичне положення рівнів прилипання, їх концентрацію та оцінити перерізи захоплення відповідних носіїв.

3. Визначення параметрів рівнів прилипання із вимірів ТСС

Нехай інтенсивність та час фотозбудження охолодженого кристала вибрані так, що забезпечується цілковите заповнення розглянутого t - рівня прилипання для електронів. Після включення збудження будемо нагрівати кристал з постійною швидкістю настільки повільно, що в кожному даний момент встигає встановитись квазірівноважність між t - рівнем та c - зоною. За цих умов, концентрація електронів в зоні та на рекомбінційному рівні розглядається єдиним квазірівнем Фермі E_F^k , який на початку нагріву розташовується між t - рівнем та c - зоною. При спустошенні рівня прилипання положення квазірівня Фермі знижується. Максимум ТСП (пік ТСС) буде спостерігатися при температурі, коли квазірівень Фермі проходить поблизу

досліджуваного рівня: саме за цих умов його заповнення змінюється найбільш сильно. Якщо припустити, що піку ТСС відповідає умова $E_t^j = E_F^k$ при $T = T_m$ та визначити E_F^k із співвідношення $n_m = N_c \exp[\frac{E_F^k}{kT}]$, то для оцінки E_t^i одержимо вираз

$$E_t^j = kT_m \ln[\frac{N_c(T_m)}{n_m}], \quad (5.3)$$

де

$$N_c(T_m) = \frac{2(2\pi m_e^* kT_m)^{3/2}}{h^3}, \quad (5.4)$$

n_m – концентрація вільних електронів при температурі T_m .

Співвідношення (5.3) можна одержати з точного розрахунку, однак лише за умови, що при температурі T_m заповнена половина всіх пасток.

Для грубих оцінок E_t^j можна використати співвідношення

$$E_t^j = 23kT_m, \quad (5.5)$$

одержане із (5.3).

Зміна протягом часу t концентрації електронів в c -зоні при термічному спустошенні рівнів прилипання описується рівняннями

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} - \sum_j \frac{dn_j}{dt}, \quad (5.6)$$

$$\frac{dn}{dt} = -n_j N_c \sigma_j v_n \exp[-\frac{E_t^j}{kT}] + n(N_j - n_j) \sigma_j v_n. \quad (5.7)$$

Тут n_j – концентрація електронів на j -му рівні прилипання; v_n – теплова швидкість електронів; σ_j – переріз захоплення електрона на j -му рівні; τ – час життя електрона в c -зоні.

Перший доданок в правій частині (5.6) характеризує зменшення n внаслідок рекомбінації; другий доданок визначається виразом (5.7). Зміна концентрації електронів на i -му рівні (рівняння (5.7)) описується різницею між темпом повторного захоплення (другий доданок) і темпом термічних закидів з i -го рівня в c -зону (перший доданок).

У випадку кількох типів рівнів прилипання, які не взаємодіють між собою ($j=1,2\dots l$), (5.6) та (5.7) являють собою систему $l+1$ рівнянь, розв'язок яких дає залежність $n(t)$ а отже, і $n(T)$, тобто описує форму кривої ТСС. В загальному випадку задача досить складна.

Розрахунок вдається провести при наступних спрощеннях. Вважають, що в даній області температур у ТСС дають внесок тільки переходи з одного рівня прилипання, а заповнення інших рівнів не змінюється. В цих умовах при $n \ll n_j$ та $n_j \ll N_j$, вважаючи, що $\sigma = e\mu_n n$ в (5.6) та (5.7) одержано

$$\sigma(T) = \frac{e\tau\mu_n N_c \sigma_j \nu}{1 + \tau N_j \sigma_j \nu} \hat{n}_j \exp\left[-\frac{E_t^j}{kT} - \frac{1}{\beta} \int_{T_0}^T \frac{N_c \sigma_j \nu \exp\left[-\frac{E_t^j}{kT}\right]}{1 + \tau N_j \sigma_j \nu} dT\right]. \quad (5.8)$$

Тут \hat{n}_j – початкове заповнення i -го рівня при $T = T_0$; $T = T_0 + \beta t$, β – швидкість нагріву. Якщо прийняти такі температурні залежності величин, які входять в (5.8): $\sigma \sim T^6$, $N_c \sim T^{\frac{3}{2}}$, $\nu \sim T^{\frac{1}{2}}$ та вважати, що $\tau = const$, то з (5.8) можна отримати, що $\sigma(T)$ має максимум при температурі T_m , яка визначається із рівняння (5.8) при $E_t^j \gg kT_m$,

$$\frac{E_t^j}{kT_m} = \ln\left(\frac{T_m^2}{\beta}\right) + \ln\left(\frac{N_c \sigma_j \nu_k}{E^j}\right) - \ln(1 + \tau N_j \sigma_j \nu). \quad (5.9)$$

При повільному повторному захопленні $\tau N_j \sigma_j \nu \ll 1$ рівняння (5.9) має вигляд

$$\frac{E_t^j}{kT_m} = \ln\left(\frac{T_m^2}{\beta}\right) + \ln\left(\frac{N_c \sigma_j \nu_k}{E_t^j}\right). \quad (5.10)$$

Якщо $\sigma_j \sim T^{-2}$, що буває досить часто, то другий доданок в (5.10) не залежить від температури. Тоді за нахилом залежності $\ln\left(\frac{T_m^2}{\beta}\right)$ від $\frac{1}{T_m}$, якщо вимірювати спектри ТСС при різних β , можна визначити E_t^j . Відрізок, який відсікається продовженням прямої на осі абсцис, дозволяє визначити переріз захвату σ_j . Однак, через те що σ_j в (5.10) стоїть під

логарифмом, то похибка у визначенні величини відрізка дає велику похибку у визначенні σ_j . Таким чином, ці виміри σ_j слід вважати оціночними.

Концентрація N_j може бути оцінена за площею під кривою ТСС. Якщо припустити, що при використаній тривалості фотозбудження рівні прилипання повністю заповнені, то їх концентрація визначається за допомогою співвідношення

$$N_j = \frac{\Sigma}{eWG}, \quad (5.11)$$

де $\Sigma = \frac{1}{\beta} \int_{T_1}^{T_2} i(T) dT$ – площа під кривою ТСС, $i(T)$ – величина ТСС при даній температурі, T_1 та T_2 – температури, які відповідають краям піку, $W = S_k L$, S_k – площа контактів, L – відстань між ними, β – швидкість нагріву, $G = \frac{\tau_n \mu_n U}{L^2}$ – коефіцієнт фотоелектричного підсилення, U – напруга на зразку.

Завдання до роботи

1. Ознайомитися з рекомендованою літературою. Підготувати відповіді на контрольні запитання.

2. Ознайомитися з установкою для вимірів термостимульованих струмів (ТСС).

3. Визначити час засвічування t_c , необхідний для максимального заповнення рівнів прилипання. Для цього виміряти спектри ТСС зразку арсеніду галію при різній тривалості “власного” засвічування. Побудувати залежність площі під кривою ТСС від часу засвічування, знайти область насичення. Подальші виміри проводити при значеннях t_c з області насичення.

4. За площею під кривою ТСС і положенням максимуму ТСС на шкалі температур (T_m) визначити концентрацію N_j та рівні прилипання E_t^j .

5. Концентрація N_j може бути оцінена за площею під кривою ТСС, за допомогою співвідношення (5.11).

Ефективну щільність станів в s -зоні розрахувати за формулою (5.4) при $T = T_m$, $m_e = 0,07m_0$. Параметри зразка і необхідні дані для розрахунків надає викладач.

6. Зняти криві ТСС при різних швидкостях нагріву β . Із залежності $\ln\left(\frac{T_m^2}{\beta}\right) = f\left(\frac{1}{T_m}\right)$ визначити енергетичні положення рівнів прилипання.

7. Порівняти значення глибини залягання рівня прилипання, визначені в п. 4 та п. 5. Пояснити причини ймовірного розходження результатів.

8. Скласти звіт про зроблену роботу, що включає:

- короткі теоретичні відомості про явище прилипання та механізм термостимульованої провідності;
- опис методики вимірювань і принципову схему установки;
- отримані результати у формі таблиць і графіків, а також результати обчислень;
- аналіз (обговорення) отриманих результатів та висновки.

Опис експериментальної установки

Дослідження ТСП проводяться на зразку арсеніду галію n -типу (n -GaAs), компенсованого міддю, що має вплавлені індієві омичні контакти.

Джерелом світла є лампа розжарювання, яка живиться від випрямляча Д15-20 (рис. 5.1). Світловий пучок фокусується на зразок оптичною системою. Фільтр (Ф) виділяє частину спектра, що відповідає області власного поглинання арсеніду галію. Механічний центральний затвор (З), керований електромагнітним виконуючим пристроєм (ЕМ), відкриває на час засвічування зразка діафрагму. Час засвічування (в секундах) задається реле часу (РЧ).

Зразок закріплено на мідній пластині тримача, в яку вмонтовано нагрівач. Тримач із зразком занурений в рідкий азот ($T = 77\text{K}$), залитий в кріостат. Живлення нагрівача здійснюється від джерела ВС4-12, рівень вихідної напруги якого задає швидкість нагріву β .

Температура зразка вимірюється за допомогою термопари мідь-константан, другий спай якої занурений в рідкий азот. ЕРС термопари подається на вхід “Х” двох-координатного автоматичного потенціометра Н307.

Тягнуче поле подається на зразок від джерела постійної напруги Б5-29. Сигнал ТСС підсилюється електрометричним підсилювачем У1-2 і подається на вхід “У” потенціометра Н307.

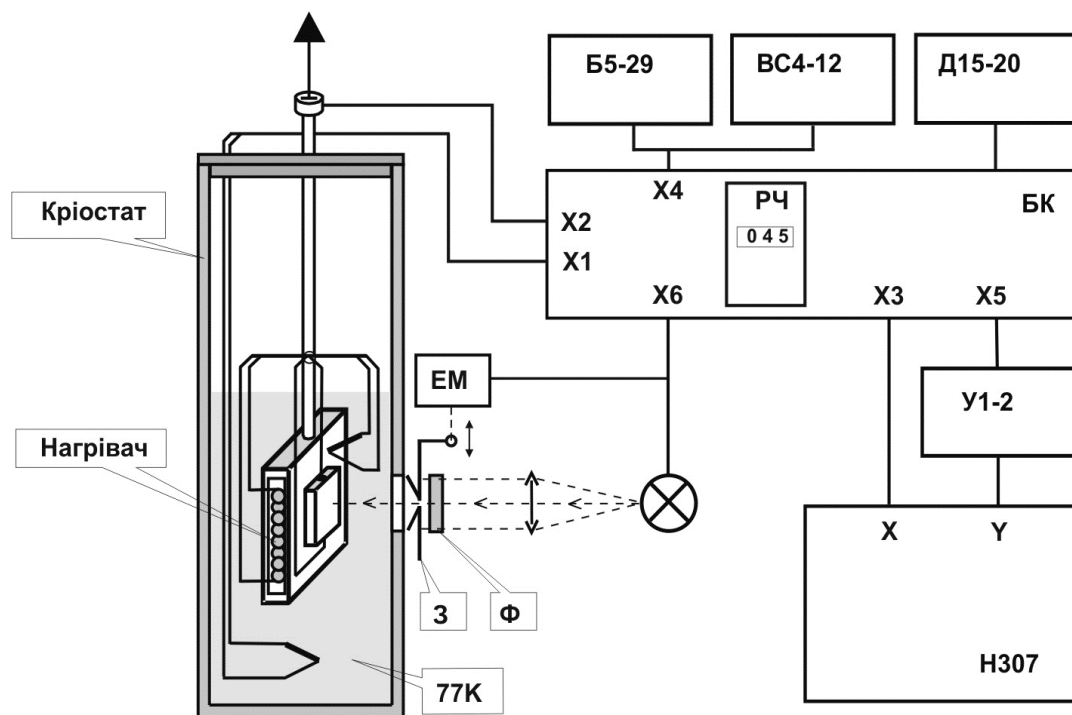


Рис. 5.1. Блок-схема експериментальної установки.

Всі з'єднання схеми виконано через блок комутації і керування (БК), в якому змонтовані реле часу (РЧ) і виконуюча схема автоматичного засвічування зразка. Засвічування зразка може проводитись як в автоматичному (А), так і в ручному (Р) режимах (режим вибирається перемикачем на БК). В автоматичному режимі засвічування вмикається кнопкою “Пуск” на БК.

Також в БК розміщено таймер, який подає керуючі імпульси на змонтований в потенціометрі додатковий пишучий пристрій, що ставить на діаграмі часові мітки з періодом 5 секунд.

Порядок виконання роботи

1. Увімкніть прилади і дайте їм прогрітися 45 хвилин.

2. Для того, щоб забезпечити нерівноважне заповнення рівнів прилипання, слід освітити попередньо охолоджений зразок світлом, що відповідає області власного поглинання. Для цього опустити тримач із зразком на максимальну фіксовану глибину, залити рідкий азот і натиснути кнопку Пуск на БК (перемикач режиму засвічування в положенні «А»).

3. Після засвічування провести запис спектру ТСП. Для цього поставити перемикач діапазонів електрометричного підсилювача У1-2 в положення, яке відповідає мінімальному підсиленню. Підняти тримач на фіксовану висоту (до упору), ввімкнути живлення нагрівача і натиснути на потенціометрі кнопку «Перо». В ході запису спектру ТСП вибрати оптимальне підсилення У1-2 та Н307 (входи Х та Y), при якому спектр ТСП займає весь діаграмний лист. Під час запису спектру через кожні 5 секунд потенціометр на осі Х ставить часові позначки.

4. Визначити швидкість нагріву β . Користуючись графіком термопари мідь-константан, побудувати залежність температури зразка від часу. Перевірити лінійність нагріву в області температур, відповідних пікам ТСП, та за нахилом залежності $T(t)$ визначити β .

5. На вимогу викладача дослідити залежність заповнення рівнів прилипання від тривалості власного підсвічування t_c . Для цього, при вибраній чутливості схеми провести виміри ТСП при різній тривалості освітлювання. Виміри слід починати з мінімальної тривалості $t_c = 5$ с. Для розрахунку концентрації центрів прилипання використати спектри ТСП, виміряні при t_c , які відповідають області насичення залежності площі під кривими ТСП від тривалості освітлення.

6. Для отримання істинних спектрів ТСП, які використовуються для розрахунку, зробити запис температурної залежності темного струму при вибраній чутливості схеми. Для цього після запису спектру ТСП охолодити зразок до 77 К, потім підняти тримач угору до упору, ввімкнути нагрівач і зробити запис темного струму через зразок. Істинні значення струмів ТСП визначаються відніманням одержаної кривої від виміряного спектра ТСП.

7. Записати криві ТСП та криві температурної залежності темного струму при чотирьох-п'яти різних швидкостях нагріву. Швидкість нагріву змінюється шляхом зміни напруги на нагрівачі та визначається експериментально по п. 4.

8. Відкалібрувати шкалу потенціометру Н307 при використаному підсиленні під час запису спектрів. Для цього, за допомогою потенціометру “УСТАНОВКА НУЛЯ” приладу У1-2, змінити вхідний сигнал на фіксовану величину, виміряну У1-2, і записати відповідне відхилення пера Н307. Визначити ціну поділки шкали У потенціометра при даному відхиленні за формулою $\Delta I = \frac{\Delta V}{nR}$, де ΔV – зміна вхідного сигналу; ця величина одержана з вимірів по шкалі У1-2; n – кількість поділок по шкалі Н307; R – вхідний опір У1-2 при відповідному діапазоні вимірів (III – $R = 5.1 \cdot 10^6 \text{ Ом}$).

9. Використовуючи одержані результати, визначити вказані в завданні параметри напівпровідника.

Питання для самоконтролю

1. Дайте означення рівнів прилипання та рівнів рекомбінації. Наведіть кількісні критерії.

2. Як експериментально проявляються рівні прилипання при дослідженні фотопровідності?

3. Що таке термостимульована провідність та як вимірюються піки термостимульованих струмів?

4. Поясніть різні способи визначення енергетичного положення рівнів прилипання із вимірів ТСП.

5. Як оцінюється концентрація рівнів прилипання та переріз захоплення носіїв на даний рівень із вимірів ТСП?

Рекомендована література

1. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М: 1977. – с. 253 – 297.

2. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М: 1963. – с.166 –170, 277 – 280.

3. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М: 1962.

Фотемагнітний ефект в напівпровідниках

Equation Section 6

Мета роботи: Вивчити явище фотемагнітного ефекту і визначити довжину дифузійного зміщення нерівноважних носіїв заряду в напівпровідниках.

Теоретичні відомості

При освітленні однієї з поверхонь напівпровідникового зразка світлом, яке досить сильно поглинається, вздовж напрямку розповсюдження світла виникає градієнт концентрації і відбувається дифузія нерівноважних носіїв від освітленої поверхні в глибину зразка. Якщо такий зразок помістити в перпендикулярне до напрямку розповсюдження світла магнітне поле H , то внаслідок дії сили Лоренца електрони та дірки, які дифундували, відхиляться до різних боків зразка (рис. 6.1). Це призводить до того, що на протилежних боках зразка накопичуються заряди протилежного знаку, внаслідок чого, у напрямку, перпендикулярному до напрямку розповсюдження світла та магнітного поля виникає електрорушійна сила. Накопичення зарядів і збільшення ЕРС буде відбуватися доти, доки струм провідності який виникає за рахунок ЕРС, не скомпенсує магнітодифузійний струм. Розглянемо різні випадки спостереження фотемагнітної ЕРС.

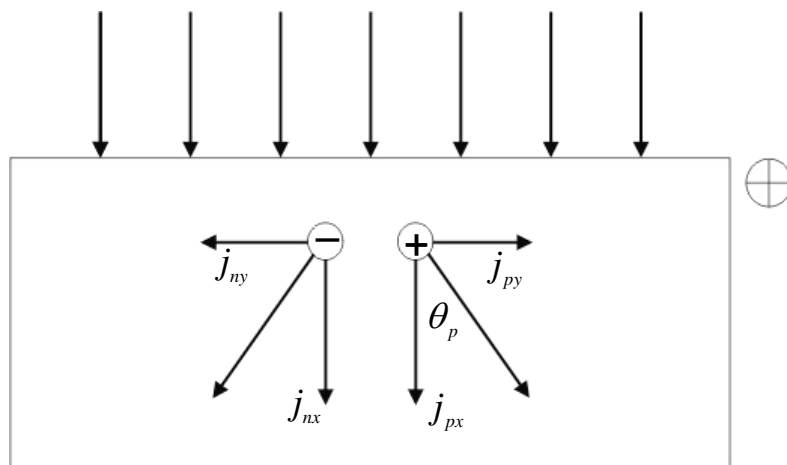


Рис. 6.1. Дія магнітного поля на дифузійні струми електронів та дірок.

Фотоманітна ЕРС і струм короткого замикання.

Відомо, що при ввімкненні магнітного поля, перпендикулярного до напрямку струму, носії заряду відхиляються на холлівський кут (рис. 6.1)

$$\begin{cases} \operatorname{tg} \theta_n = -\frac{\mu_n^* H}{c} \\ \operatorname{tg} \theta_p = \frac{\mu_p^* H}{c} \end{cases}, \quad (6.1)$$

де θ_n , θ_p – кути для електронів та дірок відповідно, μ_n , μ_p холлівські рухливості електронів та дірок, що пов'язані з дрейфовими рухливостями співвідношеннями $\mu_n^* = \alpha \mu_n$, $\mu_p^* = \alpha \mu_p$, де α – коефіцієнт порядку одиниці (величина α визначається механізмом розсіювання).

Струми j_{nx} і j_{px} електронів і дірок, які дифундують від передньої освітленої поверхні у напрямку осі ОХ, повинні відхилятися на кути θ_n та θ_p відповідно. Це призводить до появи "магнітодифузійних" складових струмів вздовж осі ОУ – j_{py} та j_{ny} . В результаті виникає фотоманітна ЕРС (струм короткого замикання).

Будемо розглядати тільки випадок слабкого магнітного поля ($\frac{\mu H}{c} \ll 1$)

Запишемо магнітодифузійні струми

$$j_{py} = j_{px} \operatorname{tg} \theta_p = \frac{\mu_p^* H}{c} j_{px}; \quad (6.2)$$

$$j_{ny} = j_{nx} \operatorname{tg} \theta_n = -\frac{\mu_n^* H}{c} j_{nx}. \quad (6.3)$$

Повний магнітодифузійний струм в кожній точці дорівнює

$$j_y = j_{py} + j_{ny} = \frac{\alpha H}{c} (\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx}). \quad (6.4)$$

З наведених вище рівнянь видно, що струми вздовж осі у повністю визначаються дифузійними струмами вздовж осі ОХ.

Використовуючи умови електронейтральності $\Delta p = \Delta n$, одержуємо

$$j_{px} = -j_{nx} = -eD \frac{d}{dx} \Delta p = -eD \frac{d}{dx} \Delta n, \quad (6.5)$$

де $D = \frac{n+p}{\frac{n}{D_p} + \frac{p}{D_n}}$ – коефіцієнт біполярної дифузії. Отже,

$$j_y = -eD \frac{H}{c} (\mu_p^* + \mu_n^*) \frac{d}{dx} \Delta p, \quad (6.6)$$

(вважаємо D сталою величиною).

Таким чином, для знаходження магнітодифузійного струму j_y , який визначає фотоманітний ефект, слід знайти розподіл концентрації Δn або Δp вздовж осі x (тобто вздовж напрямку дифузії).

Використавши рівняння неперервності та врахувавши, що інтенсивність генерації нерівноважних пар зменшується вздовж осі OX з поглинанням світла за законом

$$\beta k I = \beta k I_0 \exp[-kx], \quad (6.7)$$

одержуємо

$$D \frac{d^2}{dx^2} \Delta p - \frac{\Delta p}{\tau} + \beta k I_0 \exp[-kx] = 0. \quad (6.8)$$

Розв'язок цього рівняння має вигляд

$$\Delta p = A \exp\left[-\frac{x}{l_D}\right] + B \exp\left[\frac{x}{l_D}\right] + C \exp[-kx]. \quad (6.9)$$

Сталі інтегрування визначаються з граничних умов, згідно з якими струми на передній та задній границях зразка повинні визначатися потоком поверхневої рекомбінації, тобто

$$D \left(\frac{d}{dx} \Delta p \right)_{x=0} = S_0 p_{(0)}, \quad (6.10)$$

$$-D \left(\frac{d}{dx} \Delta p \right)_{x=L} = S_L p_{(L)}, \quad (6.11)$$

де S_0 , S_L – швидкості поверхневої рекомбінації відповідно на передній (освітленій) та задній поверхнях, L – товщина зразка. Сталі A , B , C мають дуже складний вид, не будемо їх наводити.

Магнітодифузійний струм для випадку $kL \gg 1$ (випадок сильного поглинення світла визначається з формул (6.9) – (6.11)). В цьому випадку Δp має вигляд

$$\Delta p = \frac{\beta I_0}{S_0} \left(\frac{\frac{D}{l_D S_L} \operatorname{ch}[\frac{L-x}{l_D}] + \operatorname{sh}[\frac{L-x}{l_D}]}{(1 + \frac{Dl}{l_D S_0 S_L}) \operatorname{sh}[\frac{L}{l_D}] + \frac{D(S_0 + S_L)}{l_D S_0 S_L}} \right), \quad (6.12)$$

Подивимось тепер, в якому зв'язку знаходиться магнітодифузійний струм j_y з фотоманітною ЕРС (при розімкненому колі) та струмом короткого замикання.

Через те, що при віддаленні від передньої освітленої поверхні градієнт концентрації та струм короткого замикання j_k зменшуються, то зменшується також і пропорційні йому потоки електронів та дірок, що відхиляються магнітним, полем, тобто струм j_y (рис. 6.1). Очевидно, що при короткому замиканні боків зразка, струм короткого замикання в зовнішньому колі повинен дорівнювати повному магнітодифузійному струмові через всю бічну поверхню, тобто через переріз зразка в площині XZ. Враховуючи (6.6), одержимо

$$j_k = g \int_0^L j_y dx = geD \frac{\alpha H}{c} (\mu_p + \mu_n) (\Delta p(0) - \Delta p(L)), \quad (6.13)$$

де g – розмір зразка вздовж осі OZ.

Таким, чином, фотоманітний струм короткого замикання визначається тільки різницею між концентраціями нерівноважних носіїв, на передньому (освітленому) та задньому боках зразка.

Розглянемо тепер утворення фотоманітної ЕРС в ізолюваному зразку. В цьому випадку магнітодифузійний струм призводить до накопичення зарядів протилежного знака на боках зразка А і В, тобто до появи електричного поля, що напрямлене вздовж осі ОХ. Це електричне поле створює струм провідності, направлений проти магнітодифузійного струму. У стаціонарному випадку ці струми компенсують один одного і цьому стану відповідає деяке значення фотоманітної ЕРС

$$V_{\phi m} = \frac{eD \frac{\alpha H}{c} (\mu_p + \mu_n) (\Delta p(0) - \Delta p(L))}{L\sigma_0 + e(\mu_p + \mu_n) \int_0^L \Delta p dx}. \quad (6.14)$$

Таким чином, $V_{\phi m}$ пропорційна магнітному полю і визначається розподілом нерівноважних носіїв Δp .

З (6.14) видно, що із зростанням інтенсивності збудження фотоманітна ЕРС виходить на насичення. Дійсно, чисельник (6.14) пропорційний Δp , а знаменник складається з двох доданків, один з яких $L\sigma_0$ сталий, а другий – пропорційний Δp . При низькому рівні збудження другий доданок в знаменнику мізерно малий і фотоманітна ЕРС пропорційна Δp (тобто інтенсивності збудження), при високому рівні збудження можна знехтувати першим доданком у знаменнику і після скорочення Δp в чисельнику і знаменнику фотоманітна ЕРС буде сталою (не буде залежати від Δp).

Тепер розглянемо деякі окремі випадки, для яких (6.14) спрощується і виникає можливість використання фотоманітного ефекту для визначення довжини дифузійного зміщення.

Перед усім приймемо, що глибина проникнення світла $1/k$ мала в порівнянні з l_D (ця умова реалізується в германії та кремнії при збудженні у власній області), а товщина зразка значно більша за l_D

$$\frac{1}{k} \ll l_D \ll L. \quad (6.15)$$

За цих умов генерація відбувається поблизу освітленої поверхні, умови на другій поверхні (при $x=L$) ролі не відіграють, і концентрація носіїв через дифузію спадає вздовж осі за законом

$$\Delta p = \Delta p(0) e^{-\frac{x}{l_D}}. \quad (6.16)$$

Розглянемо два крайніх випадки.

1. Високий рівень збудження $\Delta p(x) \gg n_0 + p_0$

Нехтуючи першим членом в знаменнику (6.14), маємо

$$V_{\phi m} = hD \frac{\alpha H}{c} \frac{\Delta p(0) - \Delta p(L)}{\int_0^L \Delta p dx}. \quad (6.17)$$

Оскільки, $L \gg l_D$, то, беручи до уваги (6.16), одержуємо

$$\Delta p(L) \approx 0, \quad \int_0^L \Delta p dx \approx \Delta p(0) l_D,$$

$$V_{\phi_m} = hD \frac{\alpha H}{c} \frac{1}{l_D}. \quad (6.18)$$

Таким чином, із граничної величини фотоманітної ЕРС, що досягається при достатньо високому рівні збудження, може бути безпосередньо визначена довжина дифузійного зміщення

$$l_D = \frac{1}{V_{\phi_m}} hD \frac{\alpha H}{c}. \quad (6.19)$$

Слід, однак, ще раз підкреслити, що ця величина набирає однозначного змісту при виконанні умови

$$\Delta p(x) \gg n_0 + p_0, \quad (6.20)$$

тобто лише тоді, коли при будь-якому x концентрація нерівноважних носіїв буде більшою за концентрацію рівноважних, при цьому l_D є довжина дифузії, що відповідає високому рівню збудження так же як і коефіцієнт дифузії D , що входить в (6.17) – (6.19) і дорівнює за цих умов

$$D = 2 \frac{D_n D_p}{D_n + D_p}$$

Якщо ж поблизу освітлюваної поверхні $\Delta p \gg n_0 + p_0$, а подалі від неї $\Delta p < n_0 + p_0$, то розподіл концентрації вздовж x перестане бути експоненціальним, l_D стає функцією x і практично вимірюється величина, що усереднена по x (і, отже, за рівнем збудження).

2. Низький рівень збудження $\Delta p(x) \ll n_0 + p_0$.

Нехтуючи другим членом в знаменнику (6.14) та величиною $\Delta p(L)$ в чисельнику, одержуємо

$$V_{\phi_m} = hD \frac{\alpha H}{c} \frac{e \Delta p(0)(\mu_p + \mu_n)}{L \sigma_0}. \quad (6.21)$$

Визначимо $\Delta p(0)$ якщо припустимо, що швидкість поверхневої рекомбінації S_0 мізерно мала.

В цьому випадку повне число нерівноважних носіїв в зразку, що припадає на одиницю освітленої поверхні, дорівнює

$$\int_0^L \Delta p dx = \Delta p(0) \int_0^L e^{-\frac{x}{l_D}} dx = l_D \Delta p(0), \quad (6.22)$$

можна записати інакше у вигляді $\beta I_0 \tau$. Отже,

$$\Delta p(0) = \frac{\beta I_0 \tau}{l_D} = \beta I_0 \frac{l_D}{D}. \quad (6.23)$$

Підставивши (6.23) в (6.21), одержимо

$$V_{\phi m} = \frac{h}{L} \frac{\varkappa H}{c} \frac{e(\mu_p + \mu_n)}{\sigma_0} \beta I_0 l_D. \quad (6.24)$$

Вираз (6.24) дозволяє визначити l_D , що відповідає низькому рівню збудження

$$l_D = V_{\phi m} \frac{L}{h} \frac{c}{\varkappa H} \frac{\sigma_0}{e(\mu_p + \mu_n) \beta I_0}. \quad (6.25)$$

На завершення наведемо загальний вираз фотемагнітної ЕРС для зразка (з металічними електродами) з різними розмірами вздовж x і різними швидкостями поверхневої рекомбінації, зберігши єдине обмеження – умову сильного поглинання

$$V_{\phi m} = \frac{A \beta I_0}{B + \beta I_0}, \quad (6.26)$$

де A і B – коефіцієнти, що мають вигляд

$$A = h \frac{\varkappa H}{c} \frac{D}{l_D} \left(\frac{\frac{D}{l_D S_L} (\operatorname{ch}[\frac{L}{l_D}] - 1) + \operatorname{sh}[\frac{L}{l_D}]}{\frac{D}{l_D S_L} \operatorname{sh}[\frac{L}{l_D}] + \operatorname{ch}[\frac{L}{l_D}] - 1} \right), \quad (6.27)$$

$$B = \frac{L}{l_D} \frac{\sigma_0}{e(\mu_p + \mu_n)} \frac{S_0 (1 + \frac{D^2}{L^2 S_0 S_L}) \operatorname{ch}[\frac{L}{l_D}] + \frac{D(S_0 + S_L)}{L S_0 S_L} \operatorname{sh}[\frac{L}{l_D}]}{\frac{D}{l_D S_L} \operatorname{sh}[\frac{L}{l_D}] + \operatorname{ch}[\frac{L}{l_D}] - 1}. \quad (6.28)$$

Неважко бачити, що (6.26) за відповідних умов обертається в (6.24) або (6.18).

Компенсаційний метод виміру l_D при низькому рівні збудження. Як було показано вище вимірювання величини l_D , що відповідає низькому рівню збудження, можливе (див. (6.25)) для достатньо товстих зразків, якщо відома інтенсивність генерації βI_0 , а швидкість поверхневої рекомбінації S_0 мала.

Існує, однак, так званий компенсаційний метод, в якому для визначення l_D не потрібно знати βI_0 і в принципі немає обмежень для S_0 . Цей метод передбачає компенсацію фотомагнітної ЕРС зміною падіння напруги на зразку, що пов'язане з фотопровідністю.

Принципова схема вимірів зображена на рис. 6.2. Модульоване світло падає на зразок. В коло через великий опір R може включатися постійна напруга V в результаті чого через зразок протікає завжди однаковий за величиною струм I (R велике).

При освітленні, за рахунок появи фотопровідності, падіння напруги на зразку змінюється з частотою модуляції. При наявності магнітного поля, перпендикулярного до площини креслення, між торцевими електродами зразка виникає також модульована з частотою переривання, світла фотомагнітна ЕРС. Безперечно, що можна так підібрати напрям і величину постійного струму через зразок, щоб на його торцевих електродах падіння напруги через фотопровідність компенсувало фотомагнітну ЕРС, і, отже, підсилювач реєстрував би відсутність модульованого сигналу. Умові компенсації відповідає співвідношення між постійним струмом через зразок та величиною l_D . Покажемо це.

Амплітуда змінного сигналу між електродами, пов'язаного з фотопровідністю дорівнює

$$v = I\Delta r \cong Ir^2\Delta\sigma^*, \quad (6.29)$$

де r – опір зразка (приблизно однаковий в темряві і при освітленні); $\Delta\sigma^*$ – повна зміна провідності зразка між електродами при освітленні.

Легко бачити, що

$$\Delta\sigma^* = \frac{g}{h} \int_0^L \Delta\sigma dx = \frac{g}{h} e(\mu_p + \mu_n) \int_0^L \Delta p dx. \quad (6.30)$$

При низькому рівні збудження, світлі, що легко поглинається, і достатньо товстих (вздовж осі x) зразках, використовуючи (6.16), маємо

$$\int_0^L \Delta p dx = \Delta p(0)l_D, \quad (6.31)$$

отже

$$v = Ir^2 \frac{g}{h} e(\mu_p + \mu_n) \Delta p(0)l_D. \quad (6.32)$$

З іншого боку фотоманітна ЕРС в умовах, що розглядаються, визначається із (6.21). Тоді, порівнюючи частини (6.21) і (6.32) ті, що праворуч, одержуємо, що при компенсації

$$l_D = h \frac{\alpha H}{c} \frac{D}{Ir} = h \frac{H}{c} \frac{D}{W}, \quad (6.33)$$

де w – стале падіння напруги на зразку через протікання струму I .

Таким чином, процес виміру l_D зводиться до компенсації сигналу регулюванням V (причому момент компенсації фіксується за мінімумом показань електронного вольтметра) та виміру падіння напруги на зразку W . Часто для виключення впливу контактів вони виключаються з області освітлення, і в цьому випадку W відповідає падінню напруги на освітленій частині зразка. Для точного визначення W іноді використовують спеціальні зонди, напруга між якими визначається вимірювальним потенціометром.

Оскільки теорія методу відповідає стаціонарним умовам, а кінетика фотопровідності і кінетика фотоманітної ЕРС можуть різнитися, при вимірах повинна фіксуватись компенсація в стаціонарних умовах. Це обумовлює обмеження на частоту модуляції світла: тривалості світових імпульсів і проміжків між ними (або період при синусоїдальній модуляції) повинні суттєво перевищувати час утворення фотопровідності і фотоманітної ЕРС.

Таким чином, сполучення методу компенсації при низькому рівні збудження та виміру $V_{\phi m}$ при високому рівні збудження дозволяє порівняно просто визначити l_D , що відповідає низькому та високому рівням, без вимірювання інтенсивності світла і, головне, з повним виключенням впливу поверхневої рекомбінації.

Відзначимо, що при сильному поглинанні світла рекомбінація на освітленій поверхні призводить нібито до зменшення інтенсивності світла і, отже, величини ефектів, не впливаючи, однак, на характер розподілу нерівноважних носіїв струму в глибині зразка.

Таким чином, у тих випадках, коли інтенсивність світла не входить до виразів для визначення величин (6.19), (6.33) до цих виразів не входить і швидкість поверхневої рекомбінації.

Вимірювання фотоманітної ЕРС виконується на будь-яких зразках напівпровідників (наприклад, германію). На зразки повинні бути напаяні торцеві омичні контакти.

В роботі необхідно дослідити залежність фотоманітної ЕРС в напівпровіднику від інтенсивності збуджуючого світла, визначити довжину дифузійного зміщення нерівноважних носіїв заряду.

Завдання до роботи

1. Дослідити залежність фотоманітної ЕРС у германії від інтенсивності збуджуючого світла.

2. При низькому рівні збудження, що відповідає лінійній частині залежності фотоманітної ЕРС від інтенсивності збудження, провести компенсацію фотоманітної ЕРС і виміряти відповідний струм фотопровідності.

3. Обчислити довжину дифузійного зміщення нерівноважних носіїв заряду l_D .

4. Скласти звіт про зроблену роботу, що включає:

- короткі теоретичні відомості про фотоманітний ефект і методи вимірювання довжини дифузійного зміщення та швидкості поверхневої рекомбінації на основі цього ефекту;

- опис методики вимірювань і принципову схему установки;

- отримані результати у формі таблиць і графіків, а також результати обчислень;

- обговорення отриманих результатів та висновки.

Опис експериментальної установки

Вимірювання проводяться на зразку германію (Ge) з омичними контактами, виготовленими з хімічно чистого олова.

Джерелом випромінювання світла є лампа розжарювання (Л) на рис. 6.2. Світловий пучок фокусується оптичною системою, модулюється за допомогою механічного модулятора (М) і фільтрується водяним фільтром (Ф), який відсікає інфрачервону частину спектра і забезпечує освітлення зразка спектром, який сильно поглинається. Частота модуляції обирається з наступних умов: а) вона не повинна перевищувати величину $1/\tau$, де τ – час релаксації процесу; б) для виключення амплітудних биттів сигналу, викликаних взаємним накладенням частоти модуляції і частоти мережі

живлення вимірювальних приладів, частоту модуляції необхідно обирати не кратною частоті 50 Гц.

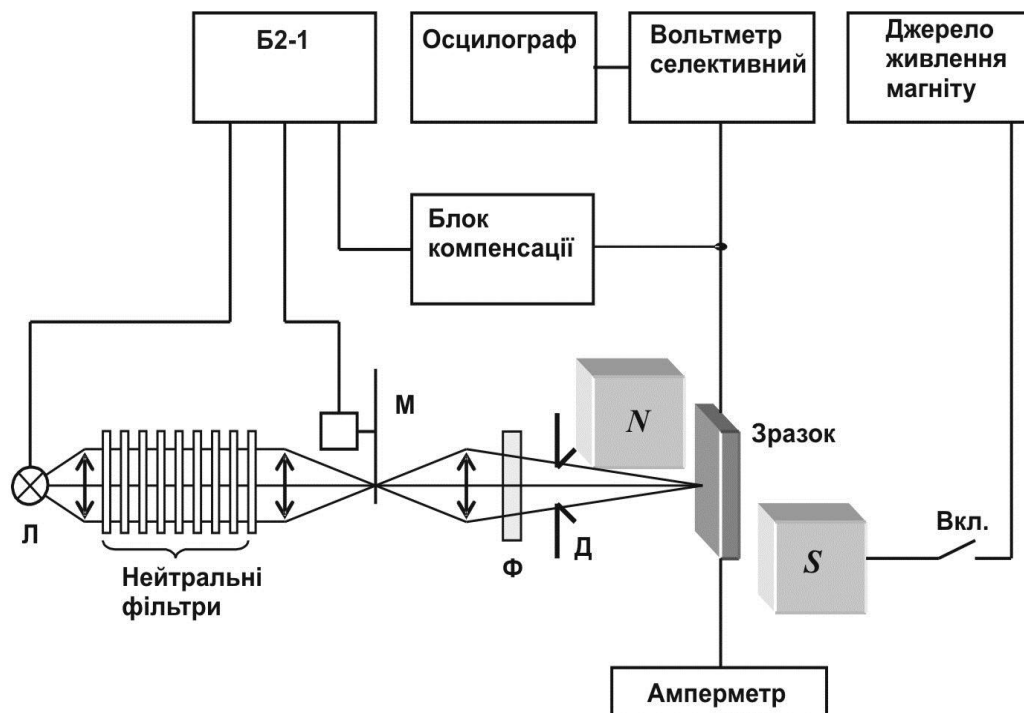


Рис. 6.2. Блок-схема експериментальної установки

Інтенсивність світлового потоку змінюється за допомогою нейтральних фільтрів (металевих ґраток), розташованих у паралельному пучку світла. Діафрагма (Д) перекриває приконтатні зони і забезпечує фіксовану довжину h освітленої частини зразка, закріпленого між полюсами електромагніта (N і S).

Для забезпечення режиму фотопровідності на зразок подається постійна напруга зміщення, управління якою забезпечує блок компенсації БК.

Сигнали фотопровідності та фотомагнітної ЕРС вимірюються селективним вольтметром В6-2, настроєним на частоту модуляції. Форма сигналу контролюється осцилографом.

Джерело світла, модулятор і БК живляться від джерела Б2-1. Живлення електромагніту включається розміщенням на його корпусі тумблером і забезпечує при струмі $I = 2,5A$ напруженість магнітного поля $H = 2650 E$.

Струм фотопровідності вимірюється приладом В7-27.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути прилади і дати їм прогрітися 45 хвилин.
2. Максимально освітити зразок, для чого вивести всі нейтральні фільтри за межі світлового потоку.
3. Увімкненням лівого тумблера блока БК подати на зразок напругу зміщення, величина якої встановлюється регуляторами “компенсація грубо”, “компенсація точно”.
4. Перевірити настройку селективного вольтметра на частоту модуляції, яка повинна бути в межах $20 \div 100$ Гц. При необхідності настроїти вольтметр на максимум сигналу. Установити діапазон вимірювання вольтметра «3 мВ» і регулюванням напруги зміщення на блоці БК домогтися відхилення стрілки вольтметра на всю шкалу.
5. Зняти залежність фотопровідності від інтенсивності світла. Побудувати графік.
6. При включеному магніті та виключеному зміщенні на зразку зняти залежність фотомагнітної ЕРС від інтенсивності світла. Побудувати графік.
7. Провести якісний аналіз графіків із метою визначення інтервалів освітленості, що відповідають високому та низькому рівню збудження.
8. Визначити довжину дифузійного зміщення l_D компенсаційним методом. Для цього встановити освітленість зразка, яка відповідає низькому рівню збудження. При включеному електромагніті і поданій на зразок напрузі зміщення, регуляторами блока БК “компенсація грубо”, “компенсація точно” довести сигнал по шкалі вольтметра до мінімального, що відповідає умові компенсації фотомагнітної ЕРС падінням напруги на зразку, зв'язаним із фотопровідністю. Зняти показання амперметра В7-27. Отримане значення струму відповідає струму фотопровідності в умовах компенсації фотомагнітної ЕРС.
9. Зробити розрахунки рекомбінаційних параметрів при високому та низькому рівнях збудження. Величини, необхідні для розрахунків, надає викладач.

Питання для самоконтролю

1. В чому полягає явище фотомагнітного ефекту?
2. Чому при прикладанні магнітного поля носії струму (електрони та дірки) в фотомагнітному ефекті

відхиляються до різних боків зразка, а в ефекті Холла – до однієї грані зразка?

3.Що таке довжина дифузійного зміщення та як її можна визначити з вимірів фотомагнітної ЕРС?

4.Як змінюється напруга фотомагнітної ЕРС від інтенсивності світла?

Рекомендована література

1. Ю П., Кордона М. Основы физики полупроводников. - М. - 2002.- 560с.
2. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. - Киев: Выща школа. - 1988.
3. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высш.шк., 1987. – 239 с.
4. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М: 1963. – с.166 –170, 277 – 280.

Визначення ефективної маси носіїв заряду

Мета роботи: Визначення ефективної маси носіїв заряду за допомогою вивчення термоЕРС матеріалу та ефекту Фарадея. *Equation Section 7*

Теоретичні відомості

Поняття ефективної маси у напівпровідниках. У твердому тілі взаємодія електронів з кристалічною ґраткою настільки складна, що безпосереднє врахування цієї взаємодії викликає великі труднощі. Для врахування взаємодії електрона з кристалічною ґраткою вводять поняття так званої ефективної маси. Таким чином можна розглядати рух електронів в потенціальних полях ґраток як рух вільних електронів. Вводячи поняття ефективної маси до зонних електронів можна застосувати основні закони, які були виведені для вільних електронів.

Як відомо, в центрі зони Бріллюена завжди знаходиться екстремум. Для кубічного кристала цей екстремум має сферичну симетрію. Уявимо собі, що це мінімум.

Запишемо вираз для енергії електрона в кристалі поблизу екстремальної точки k_0 . Для цього розкладемо $E(\vec{k})$ поблизу точки k_0 в ряд Тейлора та обмежимося членами другого порядку малості. Оскільки точка k_0 відповідає екстремуму енергії $E(\vec{k})$ то $\frac{dE}{dk} = 0$, отже

$$E(\vec{k}) = E(k_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} (\vec{k} - \vec{k}_0)^2 + \dots \quad (7.1)$$

Якщо помістити початок координат в точку $E(k_0)$, то вираз для енергії електрона запишеться у вигляді

$$E(\vec{k}) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \vec{k}^2 \quad (7.2)$$

Для вільного електрона зв'язок між енергією та імпульсом має вигляд

$$E = \frac{1}{2} \frac{p^2}{m_0}, \quad (7.3)$$

якщо урахувати співвідношення де Бройля $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, то (7.3) можна переписати у вигляді, аналогічному (7.2), тобто

$$E = \frac{1}{2} \frac{\hbar^2 k^2}{m_0}. \quad (7.4)$$

Для вільного електрона у відсутності зовнішніх сил (електричного поля) імпульс та енергія є інтегралами руху. Для електрона у в періодичному полі кристалу швидкість та імпульс електрона змінюються від точки до точки в досить широких межах. Проте, якщо урахувати періодичний характер потенціалу, то із закону збереження енергії витікає, що середнє значення цих величин також зберігається сталим, як у відсутності зовнішніх полів.

Враховуючи це, для зонного електрона, за аналогією з вільним електроном, можна ввести поняття квазіімпульсу (на відміну від імпульсу для вільного електрону), визначивши його співвідношенням

$$\vec{p} = \hbar \vec{k}. \quad (7.5)$$

Для того, щоб зробити вираз (7.2) подібним до (7.4), вводимо поняття ефективної маси, визначивши її співвідношенням

$$\frac{\hbar^2}{m^*} = \frac{\partial^2 E}{\partial k^2}; \quad m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}}. \quad (7.6)$$

Величина m^* називається ефективною масою і являє собою тензор другого рангу. У твердих тілах зі складною структурою (анізотропних), недігональні компоненти цього тензора можуть бути досить великими, і поле прикладене в одному напрямку може спричиняти прискорення в іншому.

Вираз для енергії (7.2) приймає вигляд для зонного електрона, аналогічний виразу (7.4)

$$E = \frac{1}{2} \frac{\hbar^2 k^2}{m^*}. \quad (7.7)$$

Тільки замість маси вільного електрона m_0 в (7.7) фігурує ефективна маса m^* що враховує періодичний потенціал.

Використання поняття ефективної маси полегшує розгляд широкого кола питань теорії напівпровідників. Якщо в центрі зони знаходиться не мінімум, а максимум, то, розклавши вираз для енергії в ряд Тейлора по хвильовому вектору,

одержимо вираз аналогічний (7.1), тільки із знаком мінус перед другою похідною. Отже, в цьому випадку

$$m^* = -\frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}}. \quad (7.8)$$

Таким чином, електрон поблизу верхньої границі зони поводить себе як частинка з від'ємною масою (і, як завжди, з від'ємним зарядом).

Можна показати, що у випадку майже заповненої зони сумарний естафетний механізм пересування електронів, які послідовно заміщують вільне місце, еквівалентний рухові однієї частинки з додатнім зарядом і додатньою масою, що за абсолютною величиною визначається співвідношенням (7.8).

Таким чином, нами введено поняття “дірки”, яка у випадку заповненої зони поводить себе так само, як електрон у вільній зоні. У випадку, коли екстремуми не мають сферичної симетрії, також можна ввести поняття ефективної маси, але вираз буде більш складним.

Існує багато експериментальних методик для визначення ефективної маси носіїв заряду. В цій лабораторній роботі пропонується визначити ефективну масу двома методами:

- методом термоелектрорушійної сили (термоЕРС);
- з ефекту Фарадея на вільних носіях заряду.

Визначимо ефективну масу носіїв заряду з вимірів термоЕРС. Явище термоЕРС полягає в тому, що в електричному колі (рис. 7.1), яке складається з послідовно з'єднаних різнорідних матеріалів I та II, виникає електрорушійна сила, якщо в місцях контактів підтримувати різну температуру. Коли T_1 та T_2 – температури у місцях сплаву матеріалів однакові, то електричне поле буде тільки на спаях.

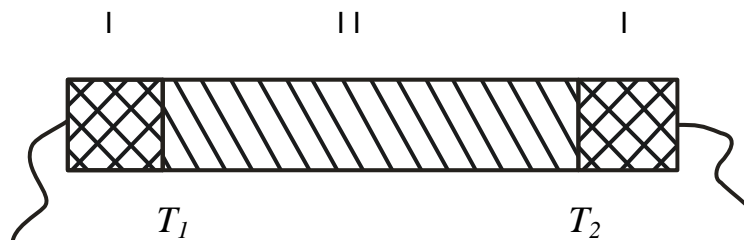


Рис. 7.1.

Контактні різниці потенціалів будуть рівні $V_{k1} = V_{k2}$. Якщо ж $T_1 \neq T_2$, то маємо деяку різницю потенціалів ΔV .

Вирахуємо цю різницю потенціалів $\Delta V = \alpha \Delta T$, що складається з двох частин: контактної V_k , що виникає через температурну залежність контактної різниці потенціалів, та об'ємної V_0 , що виникає за рахунок дифузії носіїв від гарячого кінця до холодного

$$\Delta V = \left(\frac{\partial V_k}{\partial T} - \frac{\partial V_0}{\partial T} \right) \Delta T, \quad (7.9)$$

отже

$$\alpha = \frac{\partial V_k}{\partial T} + \frac{\partial V_0}{\partial T} = \alpha_k + \alpha_0. \quad (7.10)$$

Нехай одна гілка термоелемента – це метал, а друга – електронний напівпровідник. Нехтуючи у такому випадку внеском металу в термоЕРС, отримуємо що:

1) при розрахунках V_0 ми повинні враховувати тільки різницю потенціалів в напівпровіднику та контакті;

2) ми в такому ж наближенні можемо вважати, що температурна залежність контактної різниці потенціалів цілком обумовлена температурною залежністю положенням рівня Фермі μ в напівпровіднику.

$$\alpha_k = -\frac{1}{e} \frac{\partial \mu}{\partial T}. \quad (7.11)$$

Як відомо, концентрація носіїв заряду в напівпровіднику визначається положенням рівня Фермі

$$n = 2 \frac{(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{\frac{\mu}{kT}} = N_c e^{\frac{\mu}{kT}}, \quad (7.12)$$

звідки

$$\mu = kT \ln \frac{h^3 n}{2(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}. \quad (7.13)$$

Та отримуємо

$$\alpha_k = \frac{k}{e} \left(\frac{3}{2} - \frac{\mu}{kT} - T \frac{\partial \ln n}{\partial T} \right). \quad (7.14)$$

Для того, щоб вирахувати об'ємну термоЕРС α_0 , треба вирахувати електричний струм при наявності градієнта температури і потенціалу, прирівняти цей струм нулю і з цієї

умови знайти градієнт потенціалу V_0 . Для уникнення складних перетворень скористаємося простими міркуваннями, що допоможуть визначити об'ємну частину термоЕРС.

Електронний газ (як і всякий інший) створює тиск $P = nkT$. При наявності градієнта температури існує і перепад тиску, і для рівноваги необхідно, щоб електричне поле діяло на всі електрони із силою, яка урівноважить цей перепад тисків.

$$E_0 en = \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (7.15)$$

Отже, об'ємний коефіцієнт термоЕРС визначиться формулою

$$\alpha_0 = \frac{1}{en} \frac{\partial P}{\partial T} = \frac{k}{e} \left(1 + T \frac{\partial \ln n}{\partial T} \right). \quad (7.16)$$

Більш строгий вивід дає трохи інший вираз

$$\alpha_0 = \frac{k}{e} \left(r + \frac{1}{2} + T \frac{\partial \ln n}{\partial T} \right), \quad (7.17)$$

де r – показник ступеню у виразі для залежності довжини вільного пробігу електронів від енергії ($l = \varepsilon^r$).

Визначимо коефіцієнт повної термоЕРС, використовуючи (7.14) та (7.17).

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_k = \frac{k}{e} \left(r + 2 + \ln \frac{2(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 n} \right), \quad (7.18)$$

де k – стала Больцмана, h – стала Планка, e – заряд електрону, n – концентрація електронів, T – середня температура кристалу.

Для ковалентних напівпровідників, при розсіюванні носіїв на акустичних коливаннях $r = 0$.

Формула (7.18), отримана Н.А. Писаренко, дає можливість визначити вираз для ефективної маси носіїв заряду

$$m^* = \frac{h^2}{2\pi kT} \sqrt[3]{\frac{n^2}{4} 10^{0.86(\alpha e/k - r - 2)}}. \quad (7.19)$$

Визначимо ефективну масу за допомогою ефекту Фарадея на вільних носіях заряду в напівпровідниках. Ефект Фарадея – обертання площини поляризації

електромагнітного випромінювання, при його проходженні в речовині в поздовжньому магнітному полі. Фізична причина ефекту полягає у різниці взаємодії випромінювання, що має праву і ліву циркулярну поляризацію, з частинками речовини. Це призводить до різних значень показника заломлення для лівої та правої циркулярної поляризації, тобто швидкість розповсюдження випромінювання в речовині буде залежати від поляризації.

Плоско поляризоване випромінювання повністю еквівалентне сукупності двох циркулярно поляризованих потоків з протилежними напрямками поляризації. Різниця фазових швидкостей для цих потоків поляризації призведе до того, що їх сума після проходження шару речовини дасть плоско поляризовану хвилю, з площиною поляризації поверненою відносно вхідної на деякий кут φ . Очевидно, що величина φ тим більша, чим більша товщина шару речовини l і індукція магнітного поля B . Інші характеристики ефекту Фарадея залежать від конкретного механізму взаємодії світла з речовиною.

У випадку, коли вказана взаємодія визначається частинками речовини, які мають певні механічний та магнітний моменти (наприклад, електронами), виникнення ефекту Фарадея легко зрозуміти на основі наступних міркувань. Магнітне поле викликає прецесію елементарних моментів відносно напрямку магнітного поля з деякою частотою ω_L (частотою Лармора). Напрямок прецесії визначається напрямком магнітного поля. Природно, що взаємодія частинок, які прецесіюють, з електромагнітним випромінюванням не залежить від того, в якій координатній системі ця взаємодія розглядається. Якщо перейти в систему координат, яка прецесіює разом з частинками, то можна одержати можливість описувати взаємодію із звичайних позицій, вважаючи частинки в цій системі нерухомими. Проте частота циркулярно поляризованого випромінювання відносно системи координат, яка обертається з частотою ω_L , буде відрізнятися від частоти в нерухомій системі координат: для одної з циркулярно поляризованих хвиль частота буде на ω_L більшою за попередню, для другої - на стільки ж меншою. Якщо швидкість розповсюдження електромагнітного випромінювання скрізь речовину залежить від частоти ω , то

для двох циркулярно поляризованих хвиль з різними напрямками поляризації ця швидкість буде різною. Ступінь відмінності суттєво визначається характером залежності показника заломлення n_r від частоти ω (або довжини хвилі λ), тобто законом дисперсії.

Легко показати, що кут обертання площини поляризації φ на довжині l дорівнює

$$\varphi = \frac{\omega l}{c} \frac{dn_r}{d\omega} \cdot \omega_L, \quad (7.20)$$

де c – швидкість світла.

У випадку, якщо оптичні константи речовини визначаються взаємодією світла з вільними електронами, в (7.20) необхідно підставити вирази для $\frac{dn_r}{d\omega}$ (які характеризують цю взаємодію) і відповідне ω_L , це дасть

$$\varphi = \frac{e^3 \lambda^2 n}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0 n_r m^{*2}} B l, \quad (7.21)$$

де e – заряд, електрона, n – концентрація вільних електронів, m^* – ефективна маса електронів

Вимірювання фарадеївського обертання в такій системі можна використати для визначення ефективної маси

$$m^* = \left(\frac{e^3}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0} \right)^{1/2} \lambda \left(\frac{B n}{n_r \theta} \right)^{1/2}, \quad (7.22)$$

де $\theta = \frac{\varphi}{l}$ – кут поляризації на одиницю довжини.

Визначення параболічності енергетичної зони за допомогою ефекту Фарадея. В невідродженому напівпровіднику фарадеївське обертання визначається параметрами електронів, які розташовані поблизу основного екстремуму залежності $E(\vec{k})$. Відповідно, вираз (7.22) дає значення m^* , що характерне для цього екстремуму. При наявності виродження, обертання буде визначатися взаємодією випромінювання з електронами, енергія яких відповідає енергії Фермі E_F . Електрони є вільними в тому сенсі, що можуть прискорюватися полем електромагнітної хвилі незалежно один від одного, а електрони, які мають

енергію нижче за E_F , можуть змінювати свій стан тільки „узгоджено” з іншими електронами, що займають більш високі рівні енергії. В цьому випадку вираз (7.22) дає значення m^* , що характерне для зони в області енергії E_F . Змінюючи n , можна відповідно змінювати E_F і вивчати залежність m^* від енергії E_F , яка характеризує форму зони (вид залежності $E(\vec{k})$). Відміна m^* від значення, що відповідає екстремуму, характеризує ступінь непараболічності зони.

В даній роботі вивчається ефект Фарадея на вільних носіях заряду в арсеніді галію. Мала величина ефективної маси електронів ($m^* = 0,67m_0$ на дні зони провідності) в цьому матеріалі дозволяє, одержати значний ефект при помірній концентрації електронів ($\varphi \sim 1/m^{*2}$), та спостерігати непараболічність с-зони (тобто зміна m^* в порівнянні з наведеним значенням) при не дуже сильному виродженні. Оскільки величина кута повороту пропорційна λ^2 , бажано проводити виміри на якомога більшій довжині хвилі. Беручи це до уваги і прагнучи спростити складність апаратури, для вимірів вибране значення $\lambda = 3,39$ мкм (довжина хвилі лазера ЛГ-126).

Завдання до роботи

1. Робота виконується в двох експериментальних варіантах. Взаємовідношення двох частин робіт і конкретний зміст кожної частини можуть змінюватись за завданням викладача.

2. В першій частині роботи виміряти градієнт температури та різницю потенціалів термо-ЕРС досліджуваного зразка германію (n-Ge). Обчислити коефіцієнт термо-ЕРС α .

3. Обчислити ефективну масу носіїв заряду в зразку, користуючись формулою Писаренка для коефіцієнта термо-ЕРС для домішкових напівпровідників.

4. Порівняти одержане значення ефективної маси із значенням маси вільного електрона, тобто вирахувати m^* / m_0 .

5. В другій частині роботи визначити кут фарадеївського обертання для досліджуваного зразка арсеніду галію GaAs.

6. Обчислити ефективну масу носіїв заряду m^* в досліджуваному зразку. Порівняти одержане значення із значенням m^* , що відповідає мінімуму зони провідності GaAs.

7. Розрахувати положення рівня Фермі, що відповідає концентрації електронів в досліджуваному зразку.

8. Проаналізувати залежність величини m^* від положення рівня Фермі. Порівняти одержану залежність з теоретичними уявленнями про непараболічність зони провідності в GaAs.

9. Скласти звіт, що включає:

- короткі теоретичні відомості про ефективну масу і методи її визначення;
- опис методики вимірювань і принципові схеми установок;
- отримані результати у формі таблиць і графіків, а також результати обчислень;
- обговорення отриманих результатів та висновки.

Опис експериментальної установки

В цій лабораторній роботі пропонується визначити ефективну масу двома методами:

- методом термо-електрорушійної сили (термо-ЕРС);
- з ефекту Фарадея на вільних носіях заряду.

В першій частині роботи дослідження проводяться на зразку германію (n -Ge), що має форму видовженого циліндра, з омичними контактами на торцях, виготовленими з хімічно чистого олова.

Виміри термо-ЕРС і температури зразка проводяться компенсаційним методом за допомогою потенціометра Р363 (рис. 7.2). Порядок роботи на потенціометрі Р363 дивись в Додатку 1.

В якості датчика температури зразка використовується термопара мідь-константан. Температура визначається з таблиці градування термопари (Додаток 2).

Зразок n -Ge і дві термопари, які закріплено на його торцях, розміщені на тримачі, в який вмонтовано нагрівач. Нагрівач забезпечує градієнт температури вздовж зразка. Для забезпечення стабілізації температури при вимірах зразок розміщується в термостаті. Фіксована температура (0°C) других спаїв двох термопар (закріплених поруч із

термостатом) за відсутності в лабораторії льоду, задається температурою навколишнього середовища.

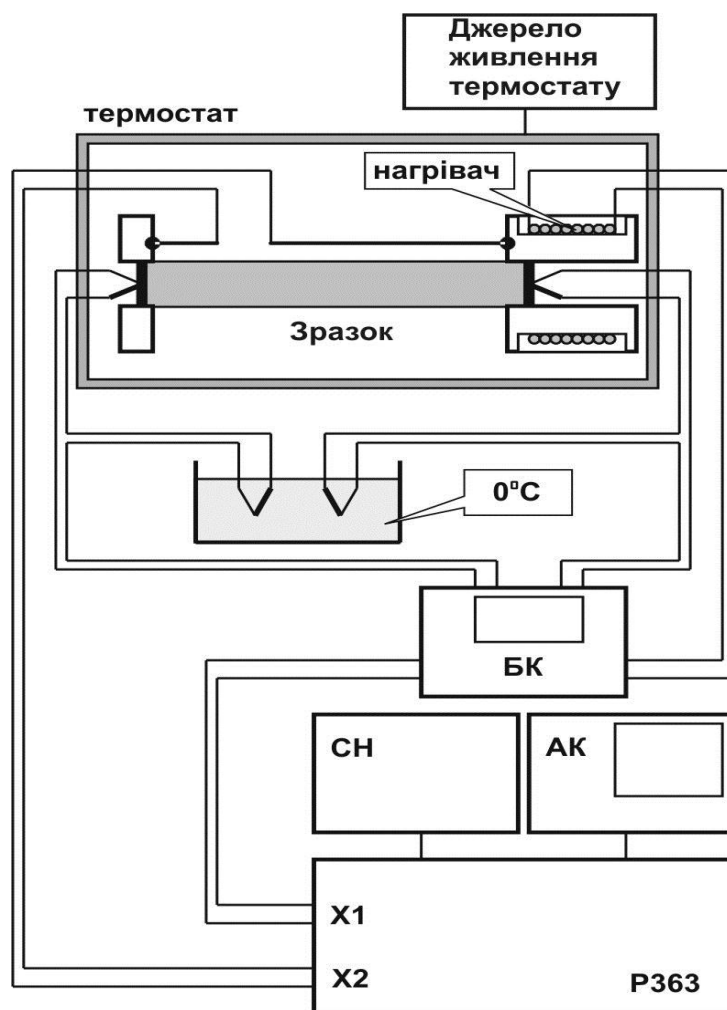


Рис. 7.2. Схема експериментальної установки для визначення ефективної маси методом термо-ЕРС.

Температура зразка (ЕРС термопар, розміщених на холодному і гарячому торцях зразка) вимірюється декадами Х1 потенціометра. Виміри термо-ЕРС зразка проводяться декадами Х2 потенціометра.

Всі з'єднання зразка і нагрівача з вимірювальними приладами відбуваються через блок комутації (БК), в якому розташовані: джерело постійного струму для забезпечення градієнту температури вздовж зразка; схема комутації термопар.

В другій частині роботи досліджується зразок арсеніду галію GaAs (рис. 7.3). Як джерело електромагнітного випромінювання використовується лазер ЛГ-126, який

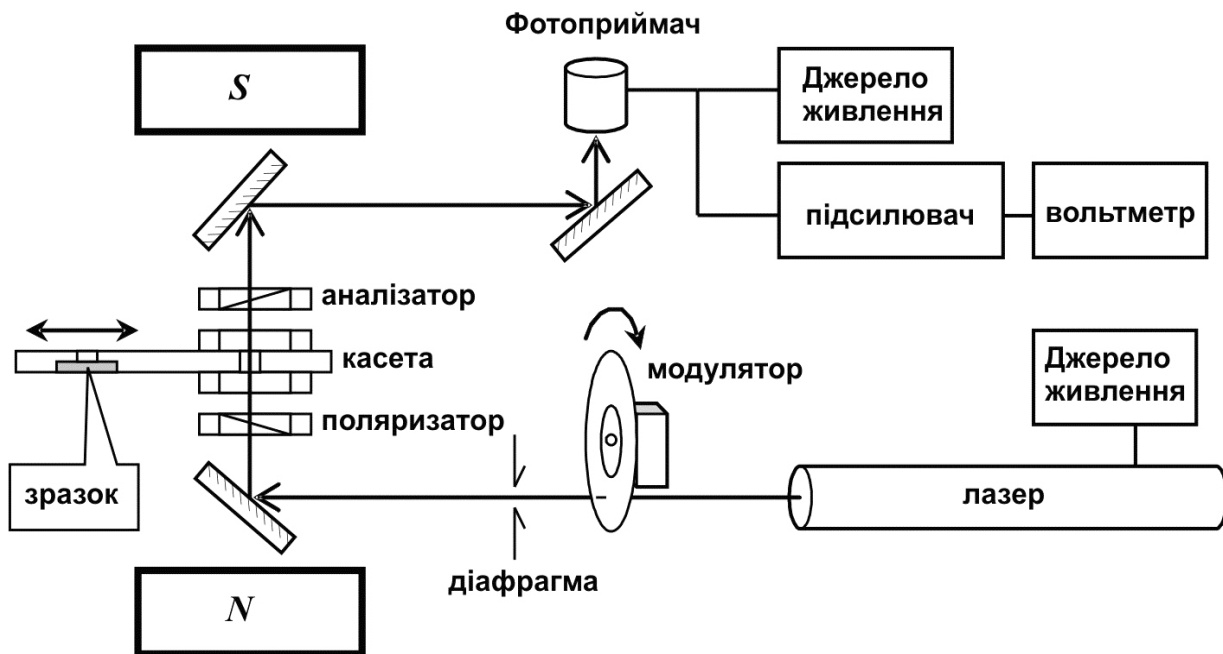


Рис. 7.3. Блок-схема експериментальної установки для визначення ефективної маси з ефекту Фарадея.

працює в трьох режимах, випромінюючи світло з $\lambda_1 = 0,63$ мкм, $\lambda_2 = 1,15$ мкм, $\lambda_3 = 3,39$ мкм.

В роботі використовуються λ_1 і λ_3 . Налаштування оптичної системи провадиться в першому режимі, виміри – в третьому. Для зручності вимірів світло модулюється, потім за допомогою дзеркала спрямовується вздовж лінії магнітної індукції постійного магніту. В зазорі магніту розташовані послідовно поляризатор, касета із зразком, поляроїд-аналізатор і друге дзеркало, яке виводить потік випромінювання із зазору магніту, і за допомогою третього дзеркала спрямовує його на фотодетектор. В якості фотодетектора використовується фоторезистор InSb (або PbS). Сигнал фотодетектора підсилюється резонансним підсилювачем, настроєним на частоту модуляції, і реєструється ламповим вольтметром ВЗ-2А.

Порядок виконання роботи

Метод термо-ЕРС

1. Ознайомтесь з вимірювальними схемами і після бесіди з викладачем починайте виконувати роботу.
2. Увімкніть прилади і дайте їм прогрітися 45 хвилин.
3. Ввімкніть на БК живлення нагрівача, що створює перепад температури на кінцях напівпровідника. Підберіть режим, що забезпечує перепад температури на зразку $\sim 5^{\circ}$.
4. Виміряйте термо-ЕРС на досліджуваному зразку $n\text{-Ge}$ і температуру гарячого і холодного кінця зразка компенсаційним методом за допомогою потенціометра Р363 при кімнатній температурі.
5. Порядок вимірювань температури.
 - 5.1. Установіть перемикач роду роботи в позицію “Х1”.
 - 5.2. На блоці БК натисніть кнопку “ХОЛОДНИЙ”.
 - 5.3. Поступово підвищуючи чутливість АК до “5”, врівноважте вимірювану напругу “Х1” ручками декадних перемикачів ряду “U1”, починаючи з крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної ЕРС термопари в мілівольтах. З таблиці градування термопари визначте температуру холодного кінця зразка T_x . Необхідно врахувати температуру другого спаю термопари: таблиця визначена для $T_2 = 0^{\circ}\text{C}$ (температура танення льоду), а фактично – другий спай має кімнатну температуру. Тому до значень температури в таблиці необхідно додавати значення кімнатної.
 - 5.4. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U1” переведіть в нульове положення.
 - 5.5. На блоці БК натисніть кнопку “ГАРЯЧИЙ”.
 - 5.6. Поступово підвищуючи чутливість АК до “5”, врівноважте вимірювану напругу “Х1” ручками декадних перемикачів ряду “U1”, починаючи з крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної ЕРС термопари в мілівольтах. З таблиці градування термопари визначте температуру гарячого кінця зразка T_r .
 - 5.7. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U1” переведіть в нульове положення.

5.8. На блоці БК одночасно натисніть кнопки “ГАРЯЧИЙ” і “ХОЛОДНИЙ”. Врівноважте вимірювану напругу і визначте різницю температур гарячого і холодного кінця зразка ΔT .

6. Порядок вимірювань термо-ЕРС.

6.1. Установіть перемикач роду роботи в позицію “X2”.

6.2. Поступово підвищуючи чутливість АК до “6”, врівноважте вимірювану напругу “X2” ручками декадних перемикачів ряду “U2”, починаючи з крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної термоЕРС в мілівольтах.

6.3. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U2” переведіть в нульове положення.

7. На вимогу керівника можна провести виміри для декількох значень середніх температур зразка. Для цього увімкніть живлення термостату. Слідкуйте за тим, щоб в процесі вимірів встигав установитися рівноважний стан.

8. Величини, необхідні для розрахунків, надає викладач.

Метод ефекту Фарадея

1. Ознайомтесь з вимірювальною схемою і після бесіди з викладачем починайте виконувати роботу.

2. Увімкніть прилади і дайте їм прогрітися 45 хвилин.

3. Перевірте настройку оптичної системи установки у видимій області спектра, для чого перемикачем на тубусі лазера встановіть довжину хвилі $\lambda_1 = 0,63$ мкм.

4. Перевірте настройку резонансного підсилювача на частоту модуляції і, переконавшись в наявності упевненого сигналу, переключіть лазер на довжину хвилі $\lambda_3 = 3,39$ мкм.

5. У відсутності зразка (касета у крайньому лівому положенні) добийтесь максимального схрещування поляризатора і аналізатора, що відповідає мінімуму сигналу. Зніміть залежність інтенсивності сигналу з вольтметра від кута повороту аналізатора. Шкала аналізатора градуйована в кутових градусах.

6. Введіть досліджуваний зразок в світловий потік, для чого переведіть касету в крайнє праве положення і, обертаючи аналізатор, знову зніміть залежність інтенсивності від кута повороту.

7. Після статистичних вимірів (по мінімуму сигналу) побудуйте на одному графіку зняті залежності. Різниця між

мінімумами графіків (у кутових градусах) визначає кут повороту площини поляризації.

Питання для самоконтролю

1. Який фізичний зміст поняття «ефективна маса носіїв заряду»? Навіщо вводять таке поняття?

2. Розгляньте причини розсіювання електронів в напівпровідниках та поясніть його вплив на довжину вільного пробігу та рухливість носіїв заряду при різних температурах.

3. Які механізми впливають на виникнення термоЕРС?

4. Перелічіть всі термоелектричні явища. В чому полягає їх фізична суть?

5. В чому полягає ефект Фарадея? Який його механізм? Від чого залежить величина ефекту?

Рекомендована література.

1. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. – Киев: Выща школа. – 1988.
2. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высш.шк., 1987. – 239 с.

Оптичне поглинання світла в напівпровідниках

Мета роботи: Дослідити особливості зонної структури енергетичного спектра напівпровідників оптичними методами. Вивчити край поглинання та визначити ширину забороненої зони. Розглянути принципи модуляційної методики.

Теоретичні відомості

Процеси взаємодії електромагнітного випромінювання з напівпровідником складні та різноманітні. Вони включають в себе безліч елементарних механізмів та фізичних явищ. Природно, що їх дослідження дозволяє одержати цінну інформацію про напівпровідник. Ми обмежимося короткою характеристикою параметрів, які при цьому вимірюються, і обговоренням особливостей експериментів, які проводяться при вивченні енергетичного спектра напівпровідників.

Коли електромагнітне випромінювання (світло) потрапляє на напівпровідникову пластинку, деяка доля світлової енергії відбивається, решта входить в пластинку і частково поглинається об'ємом пластинки, або відбивається від другого його боку, або виходить назовні. Співвідношення відбитої, поглиненої і долі енергії падаючого світлового потоку, що пройшов, через пластинку, цілком визначається комплексним показником заломлення речовини $N = n - ik$, де n – дійсна частина показника заломлення, яка визначає відмінність фазової швидкості світла в речовині від відповідної швидкості в вакуумі; k – показник поглинання, що зв'язаний з коефіцієнтом поглинання світла α співвідношенням

$$k = \alpha \frac{c}{2\omega} = \frac{\lambda}{4\pi} \alpha, \quad (8.1)$$

Константа α описує загасання потоку випромінювання в речовині. Закон загасання:

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x),$$

де x – відстань вздовж лінії розповсюдження від точки в якій зафіксовано потік випромінювання I_0 . Закон відповідає простому співвідношенню $dI = -\alpha I dx$, де dI – спад потужності потоку на товщині dx внаслідок поглинання.

Частина енергії, що відбивається при нормальному, падінні світла на границю вакуум-речовина, визначається формулою Френеля

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (8.2)$$

Частина енергії, що пройшла крізь пластину товщиною l

$$T = (1-R)^2 e^{-\alpha l} \left(1 - R^2 e^{-2\alpha l}\right)^{-1}, \quad (8.3)$$

якщо $\alpha l > 1$

$$T = (1-R^2)e^{-\alpha l}. \quad (8.4)$$

Співвідношення (8.1) – (8.4) характеризують зв'язок між величинами R та T , які вимірюються експериментально, та оптичними константами матеріалу (n , k , α), аналіз яких дозволяє робити висновки про процеси, які протікають при взаємодії світла з напівпровідником. З цих співвідношень, зокрема, видно, що якщо який-небудь механізм взаємодії збільшує показник поглинання k , то це призведе до збільшення частини потужності випромінення, що поглинається та відбивається. Із різноманітних механізмів поглинання світла обговоримо тільки ті, котрі зв'язані з міжзонними електронними переходами, тобто із збудженням електронів якої-небудь з гілок залежності $E(k)$, які відповідають валентній зоні напівпровідника, в яку-небудь з гілок зони провідності. У зв'язку з великою кількістю електронних станів, які беруть участь у переходах, таке поглинання є досить інтенсивним; разом з тим спектр поглинання при цьому має характерні особливості, які відображають особливості енергетичної структури напівпровідника.

Основні особливості спектра поглинання, який ми обговорюємо, можна зрозуміти, спираючись на прості уявлення, про енергетичну залежність щільності станів. Беручи до уваги закони зберігання енергії та імпульсу (для електронів у кристалі імпульс замінюється квазіімпульсом) при оптичних процесах. Оскільки імпульс кванта світла $P_{kv} = h/\lambda$ для довжини хвилі λ , що характерна для міжзонних переходів (λ порядку 1 мкм, $h\nu$ – порядку 1 еВ) досить малий в масштабі зони Бріллюена (тобто в порівнянні з h/a , де a – стала ґраток кристала), закон зберігання імпульсу “дозволяє” перевести електрон з валентної зони в зону провідності під

дією світла, при практично незмінному, значенні, квазіімпульсу $\vec{P} = \hbar \vec{k}$ або хвильового вектора \vec{k} (“вертикальні” переходи) (рис. 8.1). Оптичний перехід зі значною зміною \vec{k} (“косий” або “невертикальний”) можливий тільки за рахунок участі якого-небудь додаткового процесу, що забезпечує зміну квазіімпульсу (наприклад, народження або поглинання фонону) і через те значно менш імовірний.

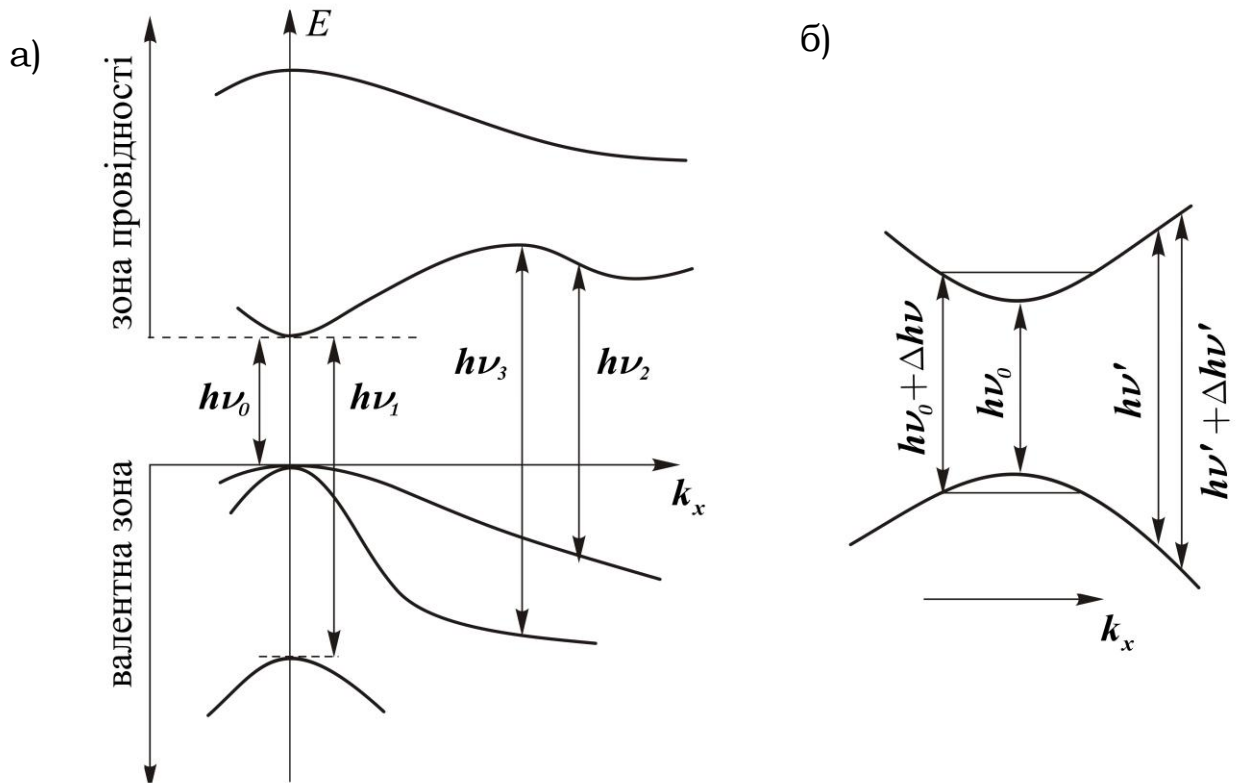


Рис. 8.1. а) Енергетична залежність щільності станів, “вертикальні” переходи. б) Залежності $E(k)$ у валентній зоні і зоні провідності “прямозонного” напівпровідника.

На рис. 8.1 наведена характерна для напівпровідника схема розташування гілок залежності $E(k)$. У валентній зоні і зоні провідності, що відповідає випадку так званого “прямозонного” напівпровідника. Із закону збереження енергії випливає, що існує червона границя” власного поглинання – мінімальна енергія кванта, яка може викликати перехід електрона з v - в c - зону, ця енергія відповідає енергетичній віддалі між абсолютними екстремумами v - і c - зон (при умові, що ці екстремуми відповідають одному значенню \vec{k} , як

показано на рис. 8.1; випадок неспівпадання екстремумів в \vec{k} - просторі буде розглянутий окремо).

Таким чином, світло з енергією кванта $\approx h\nu$ збуджує електрони, з ділянки c - зони, близько до вершини. Світло з $h\nu > h\nu_0$ збуджує електрони більш глибоких ділянок c - зони. При цьому інтенсивність оптичного процесу (а отже, і коефіцієнт поглинання) в заданому спектральному інтервалі $h\nu$, $h\nu + \Delta h\nu$ визначається кількістю електронних станів, які можуть брати участь в процесі. Ця кількість характеризується розмірами в \vec{k} - просторі ділянок v - зони, які забезпечують електронні переходи в даному інтервалі $\Delta h\nu$ (щільність станів в \vec{k} - просторі стала). Ці розміри неоднакові для різних $h\nu$ (рис. 49); вони різко зростають при переході $h\nu$ через значення, що відповідають енергетичним інтервалам між гілками v - і c - зон в точках \vec{k} - простору, де дотичні площини до відповідних гілок v - і c - зон паралельні (так звані сингулярності ван-Хова, на рис. 8.1 показані як $h\nu_0$, $h\nu_1$, $h\nu_2$, $h\nu_3$). Відповідно, спектральна залежність коефіцієнта поглинання $\lambda(h\nu)$ має різкий підйом (схдинку) у кожної сингулярності. Схематично така залежність показана суцільною лінією на рис. 8.1, а. Очевидно, виявлення згаданих сингулярностей дозволяє одержати цінну інформацію про зонну структуру напівпровідника.

Вивчення краю поглинання. Поблизу краю ("червоної границі", $h\nu_0$) коефіцієнт поглинання, порівняно невеликий і його можна визначити дослідним шляхом. При цьому звичайно досліджують $\alpha(h\nu)$ в деякому інтервалі значень $h\nu$ поблизу червоної границі, де невласним поглинанням можна нехтувати, а потім визначити $h\nu_0$ екстраполюючи залежність $\alpha(h\nu)$ до нуля. Щоб забезпечити точність такої екстраполяції, необхідно знати характер залежності $\alpha(h\nu)$. Цей характер істотно відмінний для так званих, "прямозонних" та "непрямозонних" напівпровідників. До перших відносять ті, у яких абсолютні екстремуми v - і c - зон в k - просторі співпадають (рис. 8.1). Для них характерна залежність $\alpha(h\nu)$ поблизу $h\nu = h\nu_0$, як показано вище, визначається кількістю станів, що приймають участь в процесі. З віддаленням від екстремумів щільність станів зростає як корінь квадратний

від енергетичної віддалі від екстремуму. Відповідно і коефіцієнт поглинання для даного $h\nu$ буде пропорційним кореню різниці $h\nu - h\nu_0$. Тому для прямозонних напівпровідників (GaAs, SiC, CdS та ін.) $h\nu = E_g$ визначають, екстраполюючи до нуля лінійну залежність $\alpha^2(h\nu)$ поблизу червоної границі.

Більш детально це можна пояснити таким чином. Розглянемо поглинання, яке зв'язане з переходами між двома прямими долинами. Кожному початковому E_i стану відповідає кінцевий стан такий, що $E_f = h\nu + |E_i|$. У випадку параболічних зон

$$E_f - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}; \text{ тобто } E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (8.5)$$

Через це

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right). \quad (8.6)$$

Як відомо, щільність станів, які зв'язані з прямими переходами (так звана “приведена щільність станів”) може бути записана як

$$N(h\nu)dh\nu = \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi)^2} = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} (h\nu - E_g)^{1/2} dh\nu. \quad (8.7)$$

Через те, що коефіцієнт поглинання $\alpha(h\nu)$ фотона з даною енергією $h\nu$ пропорційний імовірності переходу P_{ij} з початкового в кінцевий стан і щільності станів в початковому N_i і кінцевому N_j станах

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{ij} N_i N_j. \quad (8.8)$$

З урахуванням (8.7) одержимо

$$\alpha(h\nu) = A^* (h\nu - E_g)^{1/2}, \quad (8.9)$$

$$A^* = \frac{\pi e^2 \left[\frac{2m_e^* m_h^*}{m_e^* - m_h^*} \right]^{3/2}}{\bar{n} e \hbar^2 m_e^*}. \quad (8.10)$$

В деяких матеріалах прямі переходи при $K=0$ заборонені згідно квантовим правилам відбору, а при $K \neq 0$ імовірність

переходу збільшується пропорційно k^2 . В цьому випадку спектральна залежність коефіцієнту поглинання

$$\alpha(h\nu) = A^* (h\nu - E_g)^{\frac{3}{2}}. \quad (8.11)$$

Це випадок так званих заборонених прямих переходів.

В “непрямозонних” напівпровідниках абсолютні екстремуми ν - і c - зон в k - просторі не співпадають (Ge, Si). На рис. 47 можна прийти до схеми такого типу, якщо “спустити” боковий екстремум c - зони нижче центрального. У цьому випадку край власного поглинання (при $h\nu$ порядку ширини забороненої зони E_g) формується переходами між абсолютними екстремумами зон з участю фононів (з поглинанням та випроміненням). При відсутності “вертикальності” переходів зникає і жорсткий зв’язок між початковим та кінцевим станами (інакше кажучи, електрон з даної точки поблизу верху ν - зони, може за участю відповідного фонону перейти практично в будь-яку точку k - простору, поблизу мінімуму c - зони).

Перехід, при якому змінюється і енергія, і імпульс, повинен бути двоступеневим, через те, що взаємодія з фотоном не може привести до зміни імпульсу електрона. Закон збереження імпульсу виконується за рахунок взаємодії з фононом

$$h\nu = E_f - E_i \pm E_p. \quad (8.12)$$

У випадку непрямих переходів можливі переходи з будь-якого зайнятого стану валентної зони в будь-який вільний стан зони провідності. Щільність початкових станів при енергії E_i

$$N(E_i) = \frac{(2m_e^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 \hbar^3} (E_i)^{\frac{1}{2}}. \quad (8.13)$$

Щільність кінцевих станів

$$N(E_f) = \frac{(2m_e^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 \hbar^3} (E_f - E_g)^{\frac{1}{2}}. \quad (8.14)$$

Враховуючи (8.12), одержимо

$$N(E_f) = \frac{(2m_e^*)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 \hbar^3} (h\nu - E_g \mp E_p + E_i)^{\frac{1}{2}}. \quad (8.15)$$

Коефіцієнт поглинання пропорціональний інтегралу, за всіма можливими парами станів, що розділені енергією $h\nu \pm E_p$, від добутку щільностей початкового і кінцевого станів (8.13), (8.14) та імовірності взаємодії з фононом, яка сама є функцією числа фононів N_p . Згідно зі статистикою Бозе-Ейнштейна,

$$N_p = \frac{1}{e^{\frac{E_p}{kT}} - 1}. \quad (8.16)$$

Проінтегрувавши, одержимо для переходів з поглинанням фононів

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^2}{\exp(\frac{E_p}{kT} - 1)}. \quad (8.17)$$

Для переходів з емісією фононів

$$\alpha_c(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - \exp(-\frac{E_p}{kT})}. \quad (8.18)$$

Загальний коефіцієнт поглинання має вигляд $\alpha(h\nu) = \alpha_a + \alpha_c$.

Таким чином, у непрямозонному напівпровіднику спектральну залежність α поблизу червоної границі зручно представити у вигляді $\alpha = \text{const}(h\nu - h\nu_0)^2$; при цьому ділянки спектра, які відповідають переходам з емісією та поглинанням фонона, будуть представлені відрізками прямих. Екстраполюючи їх до нуля, знайдемо E_g (середину між точками перетину прямих з віссю абсцис) та E_p .

Визначення високолежащих сингулярностей.

Принцип модуляційної методики. Подібні дослідження ускладнюються тим, що відповідні східці залежності $\alpha(h\nu)$ розташовані на фоні значного поглинання ($\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$). Це робить неможливим виміри спектрів пропускання. У формуванні спектрів відбивання (8.2) внаслідок типового для напівпровідника великого значення \bar{n} ($\bar{n} = 3 - 4$) роль величини α (тобто \vec{k}) відносно мала; і з урахуванням викликаних зміною k змін величини \bar{n} , стрибок коефіцієнта відбивання R в області краю власного поглинання, звичайно, не перевищує

декількох відсотків. Відповідно, вищі сингулярності дають ще менші зміни α .

Таким чином сингулярність ван-Хова проявляється в спектрі відбивання як відносно невеликий, але різкий стрибок.

Такого виду особливості можуть бути виявлені за допомогою якої-небудь диференціальної методики. Проте, безпосереднє диференціювання спектрів відбивання не дає хороших результатів, через те що при цьому сигнал сингулярності проходить приймально-підсилювальну систему вимірювальної апаратури разом з великим фоновим сигналом, і всякого виду похибки виміру фону при диференціюванні майже анулюють корисний сигнал.

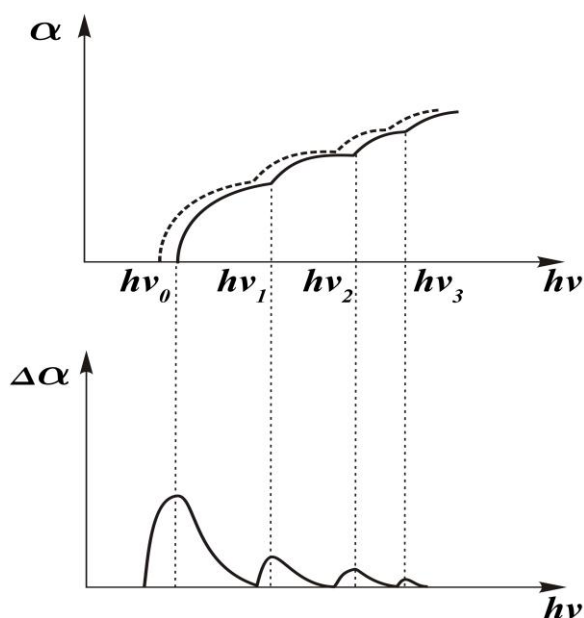


Рис. 8.2. Спектральна залежність коефіцієнту поглинання. Вияв сингулярності ван-Хова при прикладенні зовнішнього поля.

Через це диференціювання слід провадити на більш ранньому етапі; безпосередньо при взаємодії світла зі зразком напівпровідника або в спектральному приладі. У першому випадку треба періодичним зовнішнім сигналом (тиск, температура, електричне поле) промодулювати зонну структуру напівпровідника. При цьому сингулярності будуть змінювати положення в спектрі (порівняйте суцільну та пунктирну лінії на рис. 8.2).

Віднімаючи з відбитого світлового пучка сигнал, що промодульований на частоті зовнішньої дії або на подвоєній частоті, якщо модулюючий фактор знакозмінний а ефект

нечутливий до знаку дії, одержимо спектр, що відповідає різниці суцільної та пунктирної кривих рис 8.2. При цьому, фон буде практично знятий, а сингулярності виділені чіткими піками.

Легко побачити, що такого виду модуляційна методика дає похідну α по $h\nu$ ("фізичне диференціювання") якщо зовнішня дія зводиться до простого зсуву кривої $\alpha(h\nu)$ по спектру на величину $\Delta h\nu$ то форма кривої в обох випадках описується однією функцією $-f(h\nu)$ спочатку, $f_1(h\nu + \Delta h\nu)$ в зміщеному стані. При малому $\Delta h\nu$

$$f(h\nu + \Delta h\nu) \approx f(h\nu) + \frac{df}{d(h\nu)} \Delta h\nu.$$

Отже, вимірюваний сигнал, який відповідає $f(h\nu + \Delta h\nu) - f(h\nu)$ пропорціональний $\frac{df(h\nu)}{d(h\nu)}$.

При диференціюванні в спектральному приладі примушують спектральну щілину приладу вібрувати з деякою частотою і одержують на цій частоті сигнал, амплітуда якого пропорціональна похідній α по $h\nu$.

Очевидно, що результати, які одержують при використанні двох згаданих способів виміру модуляційних спектрів, не цілком ідентичні. Крім загальної інформації про енергетичне положення сингулярностей, перший відображає особливості реакції напівпровідника на дану зовнішню дію, а на другий накладаються дисперсійні характеристики приладу. Вибір оптимальної методики визначається конкретними задачами експерименту.

Завдання до роботи

1.Робота виконується в двох експериментальних варіантах. Взаємовідношення двох частин робіт і конкретний зміст кожної частини можуть змінюватись за завданням керівника.

2.Вивчення температурної залежності форми краю поглинання за спектрами пропускання.

3.Зняти спектральну залежність оптичного поглинання напівпровідникових зразків при кімнатній температурі та при температурі 77K.

4.Обчислити спектральну залежність коефіцієнту поглинання.

5. Оформити одержані результати у вигляді графіків в системі координат $\alpha^{1/2}(h\nu)$ або $\alpha^2(h\nu)$. Зробіть аналіз одержаних графіків.

6. Скласти звіт про зроблену роботу, що включає:

- короткі теоретичні відомості про дослідження особливостей зонної структури енергетичного спектра напівпровідників оптичними методами і визначення краю поглинання;
- опис методики вимірювань і принципову схему установки;
- отримані результати у формі таблиць і графіків, а також результати обчислень;
- обговорення отриманих результатів та висновки.

Опис експериментальної установки

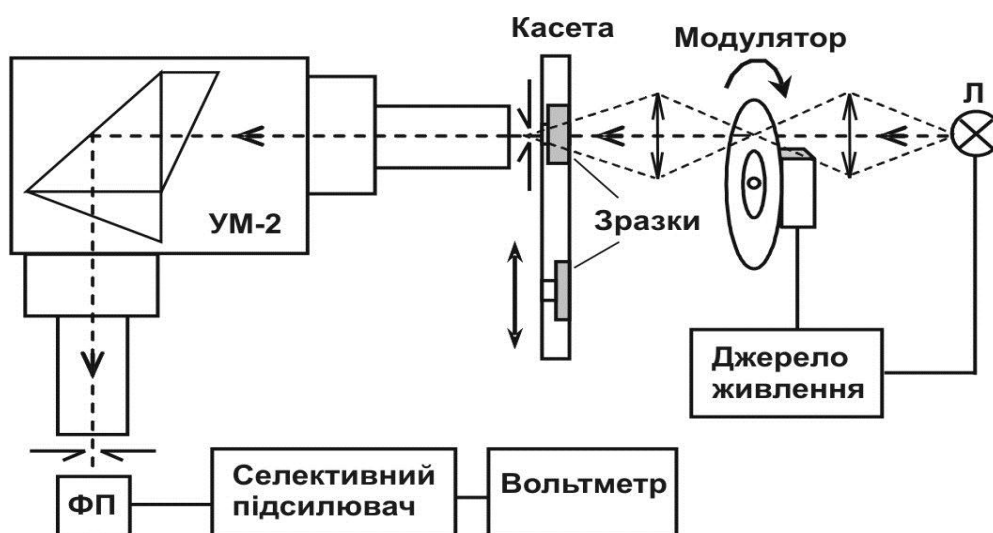


Рис. 8.3. Схема експериментальної установки

Дослідження проводяться на зразках, виготовлених із різних напівпровідникових матеріалів.

Джерелом випромінювання світла є лампа розжарювання (рис. 8.3). Світловий пучок фокусується оптичною системою і для зручності вимірів модулюється. Частота модуляції обирається з умови виключення амплітудних биттів сигналу, викликаних взаємним накладенням частоти модуляції і частоти мережі живлення вимірювальних приладів (частоту

модуляції необхідно обирати не кратною частоті 50 Гц). Лампа і модулятор живляться від блоку ЕПС-III.

Модульований світловий пучок проходить через досліджуваний зразок і фокусується на вхідній щілині монохроматора УМ-2.

Зразки різної товщини, які виготовлені з поширених напівпровідників, попарно закріплені в касеті. Почергове введення зразків в світловий пучок здійснюється поворотом маховичка на штативі. Інтенсивність світлового потоку після проходження зразка регулюється вхідною щілиною монохроматора УМ-2. Розмір вихідної щілини монохроматора визначає спектральну роздільну здатність монохроматора.

Випромінювання з вихідної щілини монохроматора падає на фотоприймач променевої енергії (ФП), в якості якого використано фотодіод із зовнішнім джерелом живлення (фотодіодний режим).

Сигнал з навантаження фотоприймача подається на селективний (резонансний) підсилювач 28ИМ, який настроєний на частоту модуляції. Підсилений сигнал вимірюється вольтметром В7-35.

В другому варіанті роботи пара досліджуваних зразків розміщена в кріостаті, який має два фіксованих положення на оптичній лаві; перехід від одного положення до другого призводить до зміни зразків на оптичній осі. Щоб уникнути неконтрольованих змін умов вимірів, слід повністю зняти спектр $I_1(\lambda)$ для першого зразка, потім – $I_2(\lambda)$ для другого.

Після закінчення вимірів при кімнатній температурі охолоджують кріостат зрідженим азотом (попередньо кріостат повинен бути відкачаним до форвакуума – відкачка може виконуватися під час вимірів при кімнатній температурі) і повторюють виміри на обох зразках при низькій температурі. В якості датчика температури зразків використовується термопара мідь-константан. Температура визначається з таблиці градування термопари (Додаток 2). У внутрішній об'єм кріостату заливається за допомогою термоса рідкий азот (77K). Фіксована температура (77K) другого спаю термопари (розміщеному в термосі, закріпленому поруч із магнітом) стабілізується зрідженим азотом.

Порядок виконання роботи

1. Увімкніть прилади і дайте їм прогрітись 45 хвилин.

2. Увімкненням тумблера на корпусі блока фотоприймача ФП подайте напругу живлення на фотодіод.

3. Обертаючи барабан монохроматора, отримайте на вольтметрі впевнений сигнал.

4. Перевірте настройку селективного підсилювача на частоту модуляції, яка повинна знаходитись в діапазоні частот $400 \div 1000$ Гц. При необхідності настроїти частоту по максимуму сигналу ручкою «ПЛАВНОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ ЧАСТОТЫ».

5. Слід пам'ятати, що напрямок оберту барабана монохроматора під час вимірів не повинен змінюватися. Найбільш докладно повинна бути виміряна ділянка спектра, яка відповідає краю поглинання, тобто переходу зразка із стану цілковитої непрозорості в стан прозорості. Довгохвильова частина спектру, де зразок практично прозорий, не містить в собі корисної для нас інформації і використовується лише для порівняння умов двох досліджуваних зразків.

6. Обертаючи барабан монохроматора, визначте ділянку спектру, яка відповідає краю поглинання першого зразка. Виміряйте спектральну залежність інтенсивності оптичного пропускання $I_1(\lambda)$.

7. Для того, щоб уникнути неконтрольованих змін умов вимірів, слід повністю зняти спектр $I_1(\lambda)$ для першого зразка, потім – $I_2(\lambda)$ для другого.

8. Обчисліть спектральну залежність коефіцієнту поглинання α першої пари зразків за формулою $\alpha = \ln(I_1 / I_2)(x_2 - x_1)^{-1}$.

9. Побудуйте графік $\alpha^{1/2}(h\nu)$ або $\alpha^2(h\nu)$.

1. Проведіть виміри для другої пари зразків згідно до п.п.6-9.

2. Для виконання другої частини роботи увімкніть форвакуумний насос (кнопка на лабораторному щиті «Щит 4») і закрутіть кран для впуску атмосфери, який закріплений на стелажі під щитом.

3. Проведіть виміри відповідно до п.п.2-9.

4. Вимкніть форвакуумний насос (червона кнопка на “Щит 4”) та відкрийте кран для напуску атмосфери в магістраль насоса.

5. Проведіть якісний аналіз графіків із метою визначення ширини забороненої зони досліджених напівпровідників.

6. Використовуючи довідкові матеріали, визначте напівпровідники, з яких виготовлені зразки.

Питання для самоконтролю

1. Які фактори визначають спектральну залежність коефіцієнту власного поглинання світла в напівпровідниках?

2. Що таке оптична і термічна ширина забороненої зони? Чому ширина забороненої зони залежить від температури?

Рекомендована література.

1. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. – Киев: Выща школа. – 1988.
2. Павлов А.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высш.шк., 1987. – 239 с.

ДОДАТКИ

Додаток 1

Порядок роботи на потенціометрах Р363 та Р377

1. Перевірте стан кнопок на блоках АК (авто компенсатор напруги) і БИ (блок вимірювальний). Кнопки “ИЗМЕРЕНИЕ”, “ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОРРЕКТОР НУЛЯ” і “БЛОКИРОВКА X1 И X2” повинні бути віджаті.

2. Установіть ручку перемикача “НАПРАВЛЕНИЕ ТОКА” на “I”, ручку перемикача “АВТОНОМНАЯ ПОВЕРКА” – на “0”, всі декадні перемикачі – на “0”.

3. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”.

4. УВАГА! Для запобігання перевантаження й виходу з ладу АК, будь які перемикання на БИ, та інші перемикання на інших приладах, потрібно проводити при чутливості АК “1”.

5. Установіть перемикач роду роботи в позицію “X1”.

6. Натисніть і зафіксуйте поворотом кнопку “ИЗМЕРЕНИЕ”.

7. Поступово підвищуючи чутливість АК, врівноважте вимірювану напругу “X1” ручками декадних перемикачів ряду “U1”, починаючи із крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної ЕРС (напруги) у мілівольтах.

8. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U1” переведіть у нульове положення.

9. Установіть перемикач роду роботи в позицію “X2”.

10. Поступово підвищуючи чутливість АК, врівноважте вимірювану напругу “X2” ручками декадних перемикачів ряду “U2”, починаючи із крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної ЕРС (напруги) у мілівольтах.

11. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U2” переведіть у нульове положення.

Додаток 3

Градування термопар мідь-константан

Опорний спай при 77 К

Опорний спай при 0 С°

T, K	U, mV	T, K	U, mV
77	0,00	216	3,30
83	0,09	219	3,40
89	0,19	222	3,49
91	0,24	225	3,59
95	0,30	228	3,68
100	0,39	231	3,79
106	0,50	234	3,89
111	0,59	237	4,00
116	0,69	239	4,08
121	0,80	242	4,18
125	0,89	245	4,29
129	0,99	248	4,40
133	1,08	253	4,58
142	1,30	256	4,69
146	1,39	258	4,77
150	1,50	261	4,88
154	1,59	264	4,99
158	1,69	267	5,09
162	1,80	270	5,19
166	1,89	273	5,29
170	1,99	283	5,69
174	2,08	293	6,09
178	2,19	303	6,50
182	2,29	313	6,92
186	2,39	323	7,34
189	2,48	333	7,77
193	2,60	343	8,20
196	2,65	353	8,64
200	2,80	363	9,09
203	2,89	373	9,54
206	2,98	383	10,04
209	3,08	393	10,47
212	3,18		

T, C°	U, mV	T, C°	U, mV	T, C°	U, mV
-196	-5,29	-57	-1,99	140	6,13
-190	-5,20	-54	-1,89	150	6,62
-184	-5,10	-51	-1,80	160	7,12
-182	-5,05	-48	-1,70	170	7,63
-178	-4,99	-45	-1,61	180	8,15
-173	-4,90	-42	-1,50	190	8,67
-167	-4,79	-39	-1,40	200	9,20
-162	-4,70	-36	-1,29	210	9,74
-157	-4,60	-34	-1,21	220	10,29
-152	-4,49	-31	-1,11	230	10,85
-148	-4,40	-28	-1,00	240	11,41
-144	-4,30	-25	-0,89	250	11,98
-140	-4,21	-20	-0,71	260	12,55
-131	-3,99	-17	-0,60	270	13,13
-127	-3,90	-15	-0,52	280	13,71
-123	-3,79	-12	-0,41	290	14,30
-119	-3,70	-9	-0,30	300	14,89
-115	-3,60	-6	-0,20	310	15,49
-111	-3,49	-3	-0,10	320	16,09
-107	-3,40	0	0,00	330	16,69
-103	-3,30	10	0,40	340	17,30
-99	-3,21	20	0,80	350	17,91
-95	-3,10	30	1,21	360	18,52
-91	-3,00	40	1,63	370	19,13
-87	-2,90	50	2,05	380	19,79
-84	-2,81	60	2,48	390	20,37
-80	-2,69	70	2,91	400	20,99
-77	-2,64	80	3,35	410	21,61
-73	-2,49	90	3,80	420	22,24
-70	-2,40	100	4,25	430	22,87
-67	-2,31	110	4,75	440	23,50
-64	-2,21	120	5,18	450	24,14
-61	-2,11	130	5,65	460	24,78

Додаток 3

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ФІЗИЧНІ СТАЛІ

		СГС	СІ
Швидкість світла у вакуумі	c	$2,998 \cdot 10^{10}$ см/с	$2.998 \cdot 10^8$ м/с
Елементарний заряд	e	$4,803 \cdot 10^{-10}$ од. СГСЕ	$1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Атомна одиниця маси	$a.o.m.$	$1,660 \cdot 10^{-24}$ г	$1,660 \cdot 10^{-27}$ кг
Маса спокою електрона	m_e	$9,109 \cdot 10^{-28}$ г	$9,109 \cdot 10^{-31}$ кг
		$5,486 \cdot 10^{-4}$ а.о.м.	
Маса спокою протона	m_p	$1,6726 \cdot 10^{-24}$ г	$1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг
		$1,007276$ а.о.м.	
Маса атома водню	m_H	$1,6735 \cdot 10^{-24}$ г	$1,6735 \cdot 10^{-27}$ кг
		$1,007825$ а.о.м.	
Маса спокою нейтрона	m_n	$1,675 \cdot 10^{-24}$ г	$1,675 \cdot 10^{-27}$ кг
		$1,008665$ а.о.м.	
Відношення заряду електрона до його маси	e/m_e		$1,759 \cdot 10^{11}$ Кл/кг
Стала Планка	h	$6,626 \cdot 10^{-27}$ ерг·с	$6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
		$4,136 \cdot 10^{-15}$ еВ·с	
Універсальна газова стала	R	$8,314 \cdot 10^7$ єрг/(моль·К)	$8,314$ Дж/(моль·К)
Число Авогадро	N_A	$6,022 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹	
Стала Больцмана	k	$1,3807 \cdot 10^{-16}$ єрг/К	$1,3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
		$8,617 \cdot 10^{-5}$ еВ /К	
Абсолютний нуль температури		$0 \text{ К} = -273,15 \text{ }^\circ\text{С}$	
Борівський радіус	a_0	$0,529 \cdot 10^{-8}$ см	$0,529 \cdot 10^{-10}$ м
Магнетон Бора	μ_B	$9,274 \cdot 10^{-21}$ єрг/Гс	$9,274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Т
		$5,788 \cdot 10^{-9}$ еВ/Гс	$5,788 \cdot 10^{-5}$ еВ/Т
Магнітна стала	μ_0	1	$4\pi \cdot 10^{-7} =$ $= 1,2566 \cdot 10^{-6}$ Г/м
Електрична стала	ϵ_0	1	$10^7/4\pi c^2 =$ $= 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м

УДК 621.382
ББК 474

Рецензент
канд. фіз.-мат. наук, доц. А.Г. Шкавро

Лозовський В.З., Покидько К.В., Стрільчук Г.М.

Практикум для студентів радіофізичного факультету кафедри напівпровідникової електроніки з курсів “Фізика напівпровідників” та “Оптичні властивості напівпровідників”.

В навчальному посібнику зібрані та упорядковані основні лабораторні роботи, що виконуються студентами як супровід лекційних курсів з фізики напівпровідників. Викладено теоретичне обґрунтування та методика виконання лабораторних робіт, чисельних розрахунків параметрів напівпровідників.

*Затверджено Вченою Радою радіофізичного факультету
(протокол № 14 від 26 червня 2009 року)*

УДК 621.382
ББК 474

© Лозовський В., Покидько К., Стрільчук Г., 2009
© Видавнича лабораторія радіофізичного факультету
Київського університету імені Тараса Шевченка