

Міністерство освіти і науки України
Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича
Навчально - науковий інститут фізико-технічних та комп'ютерних наук

Кафедра електроніки і енергетики

ВЛАСТИВОСТІ БАР'ЄРНОЇ СТРУКТУРИ

n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

Дипломна робота

Освітній рівень «Бакалавр»

Виконав:

Студент 4 курсу, групи 433

Спеціальності 141 Електроенергетика,
електротехніка та електромеханіка

Теремко Юрій Васильович

Керівник: Грушка О.Г.

Рецензент: _____

До захисту допущено:

Протокол засідання кафедри № _____

від « ____ » _____ 20 ____ р.

зав. кафедри _____ Майструк Е.В.

Чернівці – 2024

Анотація

В роботі досліджено вольт-амперні характеристики (ВАХ) гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄, створеного методом посадки на оптичний контакт. Показано, що цей гетероперехід є бар'єрною структурою з напругою відсічки U_k від 0.61 до 0.35 В в області температур від 275 до 332К.

При напругах, менших напруги відсічки $U < U_k$ струм залежить від напруги за експоненціальним законом з коефіцієнтом неідеальності $n = 1$, при якому працює дифузійна теорія струмоперенесення при відсутності рекомбінаційних втрат на переході.

При зворотному зміщенні ВАХ підкоряються степеневій залежності $I \sim U^m$ із показником степені m , який залежить від температури. Лінійна залежність вольт-фарадних характеристик $1/C^2 = f(U)$ характеризує те, що досліджуваний гетероперехід n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ є різким. Показано, що бар'єрна ємність зменшується із збільшенням частоти.

Ключові слова: вольт-амперна характеристика, вольт-фарадна характеристика, метод посадки на оптичний контакт

Abstract

In the work, the current-current (I-V) characteristics of the n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ heterojunction, created by the method of deposition over optical contact, were investigated. It is shown that this heterojunction is a barrier structure with a cut-off voltage from 0.61 to 0.35 V in the temperature range from 275 to 332K.

At voltages lower than the cut-off voltage, the current depends on the voltage according to an exponential law with an imperfection factor $n = 1$, at which the diffusion theory of current transfer works in the absence of recombination losses at the junction.

With reverse bias, the I-V characteristics obey a power-law dependence $I \sim U^m$ with the exponent m , which depends on the temperature. The linear dependence of the volt-farad characteristics $1/C^2 = f(U)$ shows the fact that the investigated n-

$\text{SnS}_2/\text{n-CdIn}_2\text{Te}_4$ heterojunction is sharp. It is shown that the barrier capacitance decreases with increasing frequency.

Key words: current-voltage characteristic, volt-farad characteristic, method of deposition over optical contact

Кваліфікаційна робота містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів наукових досліджень інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ Ю. Теремко

ЗМІСТ

Вступ.....	4
1. Параметри матеріалів гетеропереходу n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄	5
1.1. Властивості SnS ₂	5
1.2. Властивості CdIn ₂ Te ₄	8
2. Робота гетеропереходу при зовнішній напрузі.....	10
2.1. Перехід напівпровідник–напівпровідник (гетероперехід).....	10
2.2. Властивості зміщеного переходу.....	11
2.3. Вольт-амперна характеристика гетеропереходу.....	12
2.4. Бар’єрна ємність зворотно зміщеного переходу.....	15
3. Вольт-амперні характеристики бар’єрної структури n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄	17
3.1. Методика створення n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄	17
3.2. Вольт-амперні характеристики n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄ в залежності від температури.....	17
3.2.1. Поведінка n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄ при прикладанні напруги.....	17
3.2.2. Вольт-амперні характеристики n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄ при прямому зміщенні.....	19
3.2.3. Вольт-амперні характеристики n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄ при зворотному зміщенні.....	20
3.3. Вольт-фарадні характеристики гетеропереходу n-SnS ₂ /n-CdIn ₂ Te ₄	22
Висновки.....	26
Список літератури.....	27
Додатки.....	28

Вступ

Надійність і стабільність роботи напівпровідникових приладів під дією несприятливих факторів, наприклад, підвищених температур або радіації залежать перш за все від властивостей матеріалів, із яких вони виготовлені. У більшості традиційних напівпровідників, наприклад, германій, кремній та інші, при цьому відбуваються незворотні зміни їх основних параметрів: електропровідності та рухливості носіїв заряду. У зв'язку з цим привертає увагу цілий клас напівпровідників типу $A_2^3B_3^6$. Прикладом можуть бути In_2Te_3 і його похідні (зокрема CdIn_2Te_4) з великою кількістю стехіометричних вакансій, які володіють підвищеною стійкістю до зовнішніх впливів. В останніх напівпровідниках електричні параметри залишаються незмінними після дії іонізуючих випромінювань, дози яких значно перевищують порогові дози зміни параметрів для традиційних матеріалів. Тому науковий пошук нових матеріалів з вигідними властивостями є актуальним.

Напівпровідникові фотоелектричні перетворювачі працюють за допомогою спеціально створеної неоднорідної структури в об'ємі кристалу з сильним електричним полем (наприклад, p-n-переходи, гетеропереходи тощо). Тому, це вимагає розробки більш простих технологій створення бар'єрних структур на основі гетеропереходів, які представляють собою контакт двох напівпровідників з різною шириною забороненої зони. Як виявилось, контактуючі матеріали можуть мати різну кристалічну будову. При цьому одержується різкий перехід, який ефективно розділяє генеровані носії.

Кристали CdIn_2Te_4 крім підвищеної радіаційної стійкості володіють підходящим спектром фоточутливості, тому вони вибрані як базовий матеріал для створення гетеропереходів. Парою для гетеропереходу стали кристали SnS_2 з шаруватою кристалічною структурою. Для створення гетеропереходу використовувався простий метод оптичного контакту між двома досконалими поверхнями різних матеріалів.

1. Параметри матеріалів гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

1.1. Властивості SnS₂

В останній час значно зросла зацікавленість до дослідження напівпровідників з шаруватою структурою, до яких відноситься SnS₂. Ця зацікавленість обумовлена широкими можливостями використання шаруватих напівпровідників в оптоелектроніці і наявністю у них ряду специфічних фізико-хімічних властивостей. Специфіка структури шаруватих кристалів обумовлює перш за все, сильну анізотропію їх фізичних властивостей. Вона суттєво впливає на теплові, магнітні, оптичні і електричні характеристики.

В роботі [1] проводились дослідження фотопровідності кристалів SnS₂ в двох кристалографічних напрямках. На досліджені кристали методом термічного випаровування у вакуумі наносили алюмінієві контакти, які дозволяли прикладати постійне електричне поле паралельно і перпендикулярно вісі c . Фотопровідність виміряли при прикладанні електричного поля $\perp c$; світло розповсюджується вздовж вісі c . Питома темнова провідність кристалів SnS₂ в напрямку $\perp c$ $\sigma_{\perp}=10^{-5}-10^{-9}$ Ом·см при 293°C. Такий великий розкид питомої темної провідності пояснюється умовами їх росту. Відхилення від стехіометрії в сторону надлишку Sn завжди приводило до збільшення провідності, в той час як відхилення від стехіометрії в сторону надлишку S приводило до її зменшення.

Виявлена анізотропія для усіх досліджуваних кристалів. Провідність в напрямку c , σ_{\perp} завжди була вище, ніж в напрямках c , σ_{\parallel} . Найбільш яскрава ця різниця прослідковувалась у високоомних кристалах, де відношення $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$ доходило до 10^4 .

Була виміряна температурна залежність електропровідності в напрямках, паралельному і перпендикулярному вісі c , при 250–400°K. Енергія активації домішки пов'язана з напрямком кристалу: $\parallel c$ $\Delta E_{\text{пр}} = 0.65-0.70$ eV і завжди вище, ніж у напрямку $\perp c$ на 0.15–0.18 eV. Із вимірів ефекту Холла встановлено, що досліджені кристали SnS₂ мали електронний тип провідності. Практично у всіх досліджених кристалів SnS₂ спостерігали температурну активацію

фотоструму при 170–290°C. Збільшення фотоструму описується експоненціальним законом з енергією активації 0.35–0.40 еВ.

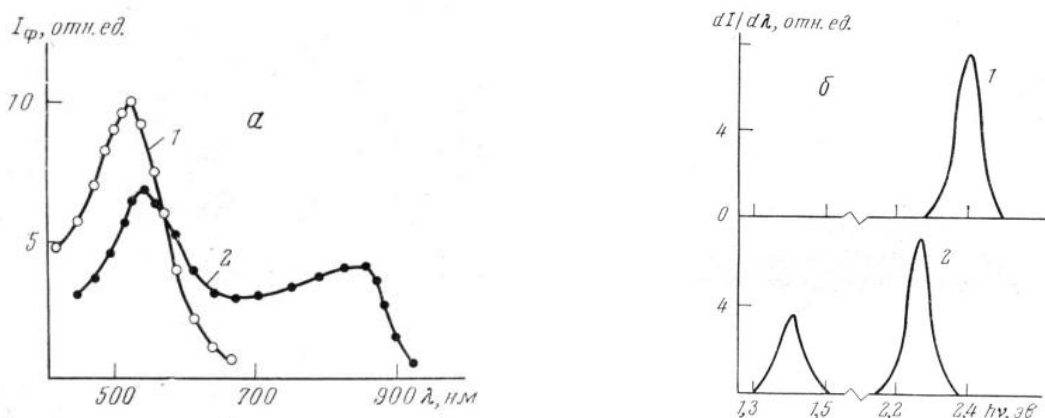


Рис. 1.1. Спектральні залежності фотоструму при 293°C

- 1 – для кристалів стехіометричного складу,
- 2 – для кристалів, що містять надлишок Sn

За спектральними характеристиками фотопровідності (ФП) одержані кристали можна розділити на дві групи. В спектрах ФП кристалів першої групи спостерігали один максимум в області $\lambda_{m1}=518$ нм (рис. 1.1 а, крива 1). Для кристалів другої групи характерна наявність у спектрах ФП, поряд з максимумом $\lambda_{m1}=540$ нм, домішкового максимуму $\lambda_{m2}=560$ нм (рис. 1.1 б, крива 2) при 297°C. З пониженням температури зразків SnS₂ обидва максимуми в спектрах ФП зсувалися в короткохвильову область спектру. Коефіцієнти цих зсувів відповідно для власного і домішкового максимумів $dE_g/dT=9.8 \cdot 10^{-4}$ еВ/град. Глибину залягання рівнів, що відповідають за домішкову фотопровідність відносно с-зони, визначали за червоною границею фотоэффекту: вона дорівнює 1.4 еВ.

На рис. 2, б приведений спектр λ -модуляційного поглинання монокристалів SnS₂ другої групи при 20°C. З довгохвильової сторони від піку $h\nu_1=2.27$ еВ, пов'язаного з краєм власного поглинання, спостерігається менший за величиною пік $h\nu_2=1.41$ еВ, обумовлений оптичними переходами домішка – зона (або зона – домішка). Порівнюючи результати дослідження домішкового λ -поглинання з результатами домішкової ФП, можна заключити,

що домішкове λ -поглинання з максимумом 1.41 eV, мабуть, пов'язано з переходами електронів з домішкового центру, що відповідає з домішкову провідність, в c -зону. Для кристалів першої групи довгохвильовий пік в спектрі λ -модуляції не спостерігається. За положенням максимуму основного піку λ -модуляційного поглинання була визначена ширина забороненої зони E_g для кристалів обох груп. Для першої групи кристалів SnS₂ $E_g = 2.4$, для другої – 2.27 eV. Хімічний аналіз кристалів показав, що до першої групи відносяться кристали, найбільш близькі до стехіометричних, до другої – кристали, що містили надлишок Sn.

Природа центрів, що відповідає за домішкову ФП, може бути пов'язана як з впровадження надлишкового Sn в решітку SnS₂ (наприклад, Sn в міжвузля), так і з випаданням надлишкового Sn між пакетами, що характерно для шаруватих кристалів.

Напівпровідники з шаруватою структурою, до яких належить сполука SnS₂, зарекомендували себе вигідними монокристалічними матеріалами для створення гетеропереходів, наприклад, гетеропереходи n-InSe/p-CdTe і n-InSe/p-GaSe, отримані методом посадки на оптичний контакт. Цей метод приваблює дослідників своєю простотою, який не вимагає високотемпературної технології. При цьому міцність контакту в гетеропереході близька до об'ємної міцності щеплених контактуючих матеріалів. Ця властивість пов'язана з фізико-хімічними особливостями шаруватих напівпровідників. Переважний Ван-дер-Ваальсівський тип зв'язку між шарами кристалу дозволяє шляхом сколювання отримувати тонкі і досить гнучкі монокристалічні пластинки із дзеркальною і природно-ідеальною поверхнею.

В роботі ви користувалися кристали n-SnS₂ з шириною забороненої зони 2.07 eV, який служив в гетеропереході прозорим електропровідним контактом. Кристалічна структура шароватого дисульфіда олова SnS₂ має тригональну сингонію з параметрами решітки $a=3.65 \text{ \AA}$, $c = 5.88 \text{ \AA}$. Кристали SnS₂, які отримані методом Бріджмена, мали концентрацію електронів і їх рухливість $n=4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu=95 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

1.2. Властивості CdIn₂Te₄

Базовим матеріалом для створення гетеропереходу був вибраний CdIn₂Te₄ з дефектною тетрагональною структурою (параметри решітки $a=6.205 \text{ \AA}$, $c = 12.405 \text{ \AA}$). Дефектність обумовлена наявністю великої концентрації стехіометричних вакансій. Завдяки інертності поверхні до дії атомів із атмосфери, кристали CdIn₂Te₄ дозволяють отримувати різькі гетеропереходи. Використовувалися кристали одержані методом Бріджмена [2–4].

Триелементна сполука CdIn₂Te₄ утворюється при взаємодії двох бінарних сполук CdTe і In₂Te₃ в їх розплаві. Телурид кадмію CdTe має структуру сфалериту з рівною кількістю атомів металу Cd і неметалу телуру Te в катіонній і аніонній підгратках відповідно. Сполука In₂Te₃ також має структуру сфалериту, але на відміну від CdTe з різною кількістю катіонів і аніонів, а саме, на два атома індію приходить три атому телуру, що зумовлено виконанням правил валентності ($In_2^{3+}Te_3^{2-}$), тобто четверта частина місць в катіонній підгратці залишається незаповненою. Електронейтральні вакансії, що при цьому утворюються, відповідають стехіометричному складу сполуки CdIn₂Te₄, називаються стехіометричними вакансіями (СВ). Концентрація СВ дуже велика: того ж порядку 10^{21} см^{-3} як і в In₂Te₃. Їх вміст в кристалі не залежить від температури.

Властивості CdIn₂Te₄ формуються в залежності від властивосте окремих CdTe і In₂Te₃. Наприклад, завдяки телуриду кадмію ширина забороненої зони CdIn₂Te₄ (1.23 eВ) більша, ніж у In₂Te₃ (1.1 eВ), також рухливість носіїв заряду $200 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ замість $5.50 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ відповідно. Завдяки сполуці In₂Te₃ кристали CdIn₂Te₄ набувають таких особливих властивостей як електричну неактивність введених домішок та високу радіаційну стійкість електричних параметрів під дією іонізуючого випромінювання (гама- і рентгенівське випромінювання, частки високих енергій тощо). Наприклад, електричні параметри кристалів CdIn₂Te₄ не змінюються під впливом гама-випромінювань до доз $1\cdot 10^8 \text{ Р}$. Така властивість є вигідною для створення фотоелектричних пристроїв, які працюють в умовах підвищеної радіації.

Спектр фото чутливості CdIn_2Te_4 з максимумом при $\lambda = (0.5 - 0.6)$ мкм збігається з спектральним діапазоном сонячного випромінювання, що дає можливість створювати сонячні елементи.

Методом напрямленої кристалізації за Бріджменом CdIn_2Te_4 можуть бути одержані як n так і p-типу провідності з концентрацією носіїв заряду порядку 10^{15} см^{-3} і рухливістю $200 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при кімнатній температурі. Енергія активації провідності CdIn_2Te_4 n-типу при температурі $T > 300\text{K}$ дорівнює 0.45 eV . Ця величина менше половини ширини забороненої зони 0.615 eV . Отже, при температурах $260-420\text{K}$ спостерігається електронна домішкова провідність. Відомі результати щодо створення діодів Шоткі на основі кристалів CdIn_2Te_4 n і p-типу провідності, в яких бар'єроутворюючим металом використовувався алюміній. Висота енергетичного бар'єру в контакті алюмінію з матеріалом n-типу становив 0.65 eV , а з матеріалом p-типу 0.4 eV . В першому випадку струм через бар'єр обмежується просторовим зарядом, в другому – при прямому зміщенні має місце тунельний механізм струмопроходження. При зворотному зміщенні домінує дифузійний механізм перенесення струму.

Плоско-паралельні підкладки перед створенням гетеропереходу попередньо підготовлювались шляхом механічного та хімічного полірування, для одержання дзеркально гладкої поверхні. Мінімальний мікрорельєф поверхні досягався шляхом хімічного травлення. До свіжоприготовленої поверхні притискалася плівка SnS_2 , яка завдяки адгезії, легко зчіплювалась, отримуючи міцний контакт.

2. Робота гетеропереходу при зовнішній напрузі

2.1. Перехід напівпровідник–напівпровідник (гетероперехід)

Перехід між двома напівпровідниками з різною шириною забороненої зони ($E_{g1} \neq E_{g2}$) називається гетеропереходом. Можливі різні види електричних переходів: електронно-дірковий перехід (p/n), контакт напівпровідників з однаковими типами електропровідності (n/n, p/p), контакт метал-напівпровідник. Ці види можна розглядати як окремі випадки більш загального виду контактів – гетеропереходу. Енергетична діаграма гетеропереходу зображена на рис. Внаслідок різної ширини забороненої зони виникають розриви, тому досліджувати властивості гетеропереходу значно важче, ніж характеристики переходу, виконаного з одного й того ж матеріалу.

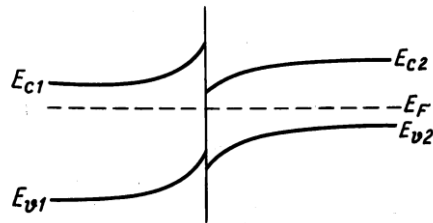


Рис. 2.1. Діаграма енергетичних рівнів гетеропереходу. Між краями зон провідності і валентних зон напівпровідників 1 і 2

виникають розриви, якщо $E_{g1} > E_{g2}$

При утворенні електричного контакту в гетеропереході відбувається перерозподіл носіїв заряду, що призводить до появи контактної різниці потенціалів і до вирівнювання рівнів Фермі.

Один із способів забезпечити регулярність кристалічної структури в області контакту двох напівпровідників полягає в підборі таких речовин, міатомні відстані яких, близькі. Другий спосіб виконується шляхом нанесення епітаксialьної плівки однієї речовини на поверхню кристалу другої. Прикладом можуть бути гетеропереходи Ge–GaAs і GaAs–GaAs_xP_{1-x}, які застосовуються в лазерах.

В лазерах і світловипромінюючих діодах на основі гетеропереходів носії інжектуються в область з меншим значенням забороненої зони E_g . В результаті

ті фотони, яким вдається досягнути область з більшим значенням забороненої зони E_g , випромінюються в вільний простір; їх енергія приблизно дорівнює E_{g1} .

Найбільш важлива властивість гетеропереходу, до якого прикладена деяка напруга $U > 0$, полягає в тому, що при з'єднанні двох різних напівпровідників для електронів і для дірок виникають потенціальні бар'єри різної висоти.

2.2. Властивості зміщеного переходу

Якщо до гетеропереходу прикласти постійну напругу U , то це змінить потенціали і струми в переході. При $U > 0$ говорять, що перехід зміщений в прямому напрямку. Якщо $U < 0$, то він зміщений в зворотному напрямку. Різниця властивостей переходу при прямому і зворотному напрямках визначає можливість його роботи як випрямляючого діода. На рис. зображені енергетичні зони для діода з р-n-переходом для прямій ($U > 0$) і при зворотній ($U < 0$) напрузі.

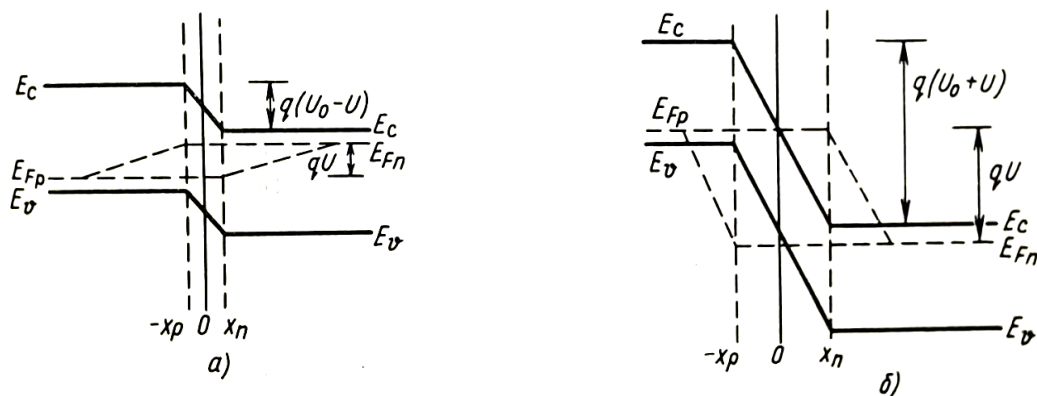


Рис. 2.2. Діаграми енергетичних зон і квазірівнів Фермі при прямому (а) і зворотньому (б) зміщенні гетеропереходу. Якщо $U > 0$ (пряме зміщення), то обидва квазірівні Фермі змінюються на величину qU , таким чином, що висота потенціального бар'єру знижується. Якщо ж $U < 0$ (зворотнє зміщення), то зміна квазірівнів веде до збільшення висоти бар'єру

Прикладання зовнішньої напруги приводить до зміщення квазірівнів Фермі відносно рівноважного положення U_0 (рис.). Якщо $U > 0$, то ця величина віднімається від U_0 і ширина збідненої області зменшується. Якщо $U < 0$, то

напруги U і U_0 додаються, що веде до розширення збідненої області. В цьому випадку ширина збідненої області в різкому переході, до якого прикладена зовнішня напруга, визначається наступним виразом

$$W = \left[\frac{\varepsilon}{q} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) (U_0 - U) \right]^{1/2}, \quad (2.1)$$

де ε – абсолютна діелектрична проникність напівпровідника, q – заряд електрону, N_a і N_d – концентрація акцепторів і донорів відповідно.

Формула (2.1) справедлива як при $U > 0$ так і при $U < 0$.

Зниження висоти потенціального бар'єру при $U > 0$ сприяє основним носіям пересікати область переходу; при цьому вони стають неосновними носіями, створюючи помітний струм. При $U > 0$ ефекти дифузії більш виражені, ніж ефекти дрейфу.

Зміщення квазірівнів Фермі відносно рівноважного положення змінює діаграму енергетичних зон. Розглянемо послідовність побудови такої діаграми.

Спочатку зображають квазірівень Фермі для будь-якої з двох нейтральних областей переходу і доповнюють його відповідними зоною провідності і валентною зоною (якщо розглядається область р-типу, то поблизу квазірівня Фермі знаходиться валентна зона). Після цього з врахуванням напрямку зміщення строять квазірівень Фермі для другої нейтральної області, а потім відповідні зону провідності і валентну зону, при цьому ширина забороненої зони постійна. І нарешті, зони провідності, валентні зони і квазірівні Фермі з'єднують через збіднену область.

2.3. Вольт-амперна характеристика гетеропереходу

Гетероперехід виконує роль випрямляча, пропускаючи струм лише в одному напрямку. Рівняння ідеального переходу має вигляд

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right), \quad (2.2)$$

де I_0 – зворотний струм насичення гетеропереходу.

Вольт-амперна характеристика такого гетеропереходу зображена на рис. 2.3.

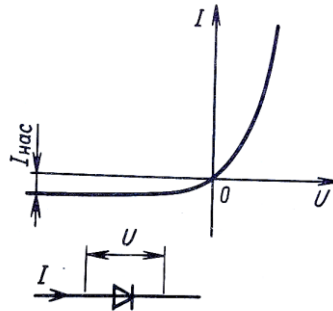


Рис. 2.3. Вольт-амперна характеристика ідеального переходу.

Приведена схематичне зображення бар'єрної структури діода

Так як величина kT дуже мала ($kT \approx 26$ меВ при $kT = 300\text{K}$), то у випадку $U > 0$ малі зміни прикладеної напруги U обумовлюють значні зміни струму I , який в даному випадку описується виразом $I = I_0 (\exp(U/kT))$ і якщо $U < 0$, коли $|U \gg kT|$, то $I = -I_0$ і цей струм дуже малий.

Гетероперехід як випрямляч пропускає струм лише в одному напрямку. В цьому випадку струм може змінюватись в межах 10^{-4} – 10^2 А. При кімнатній температурі струм насичення I_0 становить кілька мікроампер для германієвих і декілька наноампер для кремнієвих приборів.

Вольт-амперна характеристика залежить від температури навколишнього середовища завдяки зміні параметра I_0 , який залежить від власної концентрації носіїв заряду n_i^2 . Дійсно, відомо, що

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (2.3)$$

де $E_g = E_{g0} + \alpha T$.

$$n_i^2 = (4.83 \cdot 10^{15})^2 \left(\frac{m_p m_n}{m^2} \right)^{3/2} T^3 \exp\left(\frac{\alpha}{k}\right) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (2.4)$$

де E_g – ширина забороненої зони, N_c і N_v – ефективна густина станів в зоні провідності і валентній зоні, m_n і m_p – ефективні маси електронів і дірок, α – температурний коефіцієнт ширини забороненої зони.

В формулі (2.2) величина експоненти eU/kT описує дифузійний струм через перехід. В реальних переходах в області об'ємного заряду (збідненої області) відбуваються процеси генерації-рекомбінації носіїв, які ідуть більш інтенсивно, ніж в однорідному напівпровіднику. Із-за цього складові струму за рахунок генерації-рекомбінації носіїв в області об'ємного заряду можуть бути істотними.

Співвідношення між генераційним і рекомбінаційним струмами змінюється при зміні температури. З підвищенням температури обидва струми ростуть, але дифузійний струм росте швидше (як n_i^2), а генераційний тільки як n_i . Отже, з підвищенням температури відносна роль генераційного струму падає. Зазвичай рекомбінація в області об'ємного заряду більш суттєва для приладів, виготовлених з напівпровідників з більшою шириною забороненої зони. Наприклад, для кремнію рекомбінація відіграє більшу роль, ніж в германію, особливо при низьких температурах. Наприклад, в карбіді кремнію прямий струм майже повністю визначається рекомбінацією носіїв в області об'ємного заряду.

Рекомбінаційна складова струму залежить від напруги, як $\exp(eU/2kT)$ і може бути представлена формулою

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{eU}{2kT}\right) - 1 \right). \quad (2.5)$$

Не зважаючи на те, що рекомбінаційна складова струму з ростом напруги росте, відносна роль її в загальному струмі бар'єрної структури зменшується.

2.4. Бар'єрна ємність зворотноміщеного переходу

Так як товщина збідненої області залежить від зовнішньої напруги, то ця область веде себе як нелінійний конденсатор, ємність якого залежить від прикладеної напруги. Бар'єрна ємність, віднесена до одиниці площі,

$$C_{\text{бар}} = \left| \frac{dQ}{dU} \right|, \quad (2.2)$$

де Q – поверхнева густина заряду. При $U < 0$, тобто при зворотному зміщені, це ємність деякого конденсатора, до якого прикладена напруга $U_0 - U$. Діелектриком конденсатора є область переходу. Формула для Q має вигляд

$$Q = \left(2\varepsilon q \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right)^{1/2} (U_0 - U)^{1/2}. \quad (2.3)$$

Звідки знаходимо бар'єрну ємність

$$C_{\text{бар}} = \left[\frac{\varepsilon q}{2(U_0 - U)} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right]^{1/2}. \quad (2.4)$$

Якщо площа переходу дорівнює S , то

$$C_{\text{бар}} = \frac{\varepsilon S}{W}, \quad (2.5)$$

де величина W визначається формулою (2.1).

Одною із суттєвих особливостей, які відрізняють ємність $C_{\text{бар}}$, від ємності звичайного плоского конденсатора, полягає в тому, що в переході напрямок вектора напруженості електричного поля не залежить від полярності прикладеної напруги.

Формула (2.4) для $C_{\text{бар}}$ була виведена в припущенні $U < 0$. Застосовувати її для випадку для $U > 0$ необхідно з обережністю, так як в цьому випадку модель збіднення менш адекватна, ніж у випадку $U < 0$. Якщо $U > 0$, то ємність $C_{\text{бар}}$ велика, але одночасно існує ще більша дифузійна ємність, пов'язана з наповненням заряду носіїв в нейтральних областях.

Щоб гетероперехід працював, як конденсатор до нього, крім зовнішньої напруги U , необхідно прикласти невелику змінну напругу ΔU . При цьому ємнісний опір гетеропереходу, як і конденсатора, визначається формулою

$$\chi = \frac{1}{\omega C_{бар}}, \quad (2.6)$$

де $\omega = 2\pi f$ – кругова частота.

При одній частоті ємність переходу більша при меншій зворотній напрузі. Збільшення частоти призводить до зменшення бар'єрної ємності. Якщо при малих зворотних напругах вольт-фарадні характеристики, побудовані в координатах $1/C^2 = f(U)$, представляють собою прямі лінії, то це свідчить, що гетероперехід різкий.

3. Вольт-амперні характеристики бар'єрної структури n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

3.1. Методика створення n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

Вирощені за методом Бріджмена кристали CdIn₂Te₄ володіли n-типом провідності з концентрацією носіїв заряду 10¹²-10¹³ см⁻³, їх рухливістю 130-140 см²/(В·с) і оптичною шириною забороненої зони E_g=1.23 eВ при кімнатній температурі [5].

В якості пари для CdIn₂Te₄ в гетеропереході була використана сполука SnS₂ з шаруватою кристалічною структурою, яка дозволяє шляхом розщеплення із монокристалічного злитка одержувати достатньо гнучкі і дуже тонкі пластини з дзеркально-гладкими і доскональними поверхнями. В свій час був запропонований і розроблений новий тип гетеропереходів з використанням шаруватих сполук, які створювали методом посадки на оптичний контакт [3]. Монокристали SnS₂ (E_g = 2.07 eВ), вирощені за методом Бріджмена, мали n-тип провідності з концентрацією електронів 3·10¹⁵ см⁻³ і їх рухливістю 95 см²/(В·с).

В процесі виготовлення гетеропереходів необхідна якість поверхні підкладок CdIn₂Te₄ досягалась шляхом механічного і хімічного полірування з наступною ретельною промивкою. Свіже сколоті пластинки SnS₂ товщиною порядку 10 мкм накладались і притискалися до поверхні підкладок. Наближені до відстані порядку дії міжмолекулярних сил поверхні зчіплювались завдяки адгезії. Метод посадки на оптичний контакт забезпечував достатню міцність контакту двох різних за складом і структурі напівпровідників.

3.2. Вольт-амперні характеристики n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

в залежності від температури

3.2.1. Поведінка n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ при прикладанні напруги

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) в залежності від температури показані на рис. 3.1. Як видно з рисунку, ВАХ в усьому дослідженому температурному інтервалі (275-332К) володіли чітко вираженими випрямляючими властивостями.

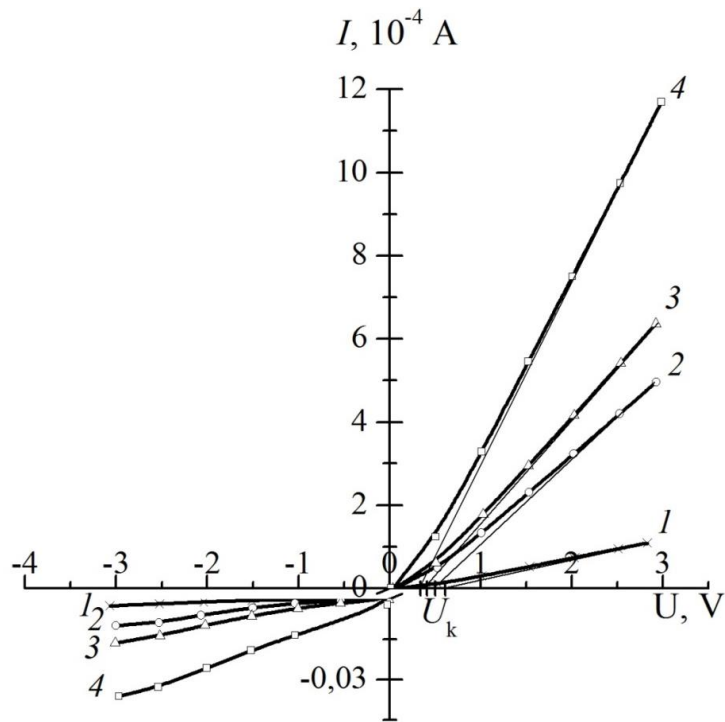


Рис. 3.1. Вольт-амперні характеристики гетеропереходу $n\text{-SnS}_2/n\text{-CdIn}_2\text{Te}_4$ при температурах T , К: 275 (1), 293 (2), 312 (3), 332 (4)

З досліджуваних ВАХ були визначені два параметри: коефіцієнт випрямлення K і контактну різницю потенціалів U_k (напругу відсічки) в залежності від температури. Коефіцієнт випрямлення K знаходився з формули

$$K = I_{\text{пр}}/I_{\text{зв}},$$

де $I_{\text{пр}}$ – струм при прямому зміщенні $U = +1\text{В}$, $I_{\text{зв}}$ – струм при зворотному зміщенні $U = -1\text{В}$. Напругу відсічки U_k знаходили шляхом екстраполяції лінійних ділянок ВАХ до перетину з віссю напруг. Параметри K і U_k приведені в таблиці 1 для досліджуваних значень температури.

Таблиця 1

Бар'єрні параметри гетеропереходу $n\text{-SnS}_2/n\text{-CdIn}_2\text{Te}_4$

T , К	275	293	312	332
K	1028	764	483	251
U_k , В	0.61	0.50	0.41	0.35

Як видно з таблиці, коефіцієнт випрямлення K зменшується від 1028 до 251 із збільшенням температури, а напруга відсічки U_K змінюється від 0.35 до 0.61 В при зміні температури від 275 до 332К відповідно.

3.2.2. Вольт-амперні характеристики n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ при прямому зміщенні

Вольт-амперні характеристики при прямих зміщеннях, побудованих в напівлогарифмічних координатах показані на рис. 3.2.

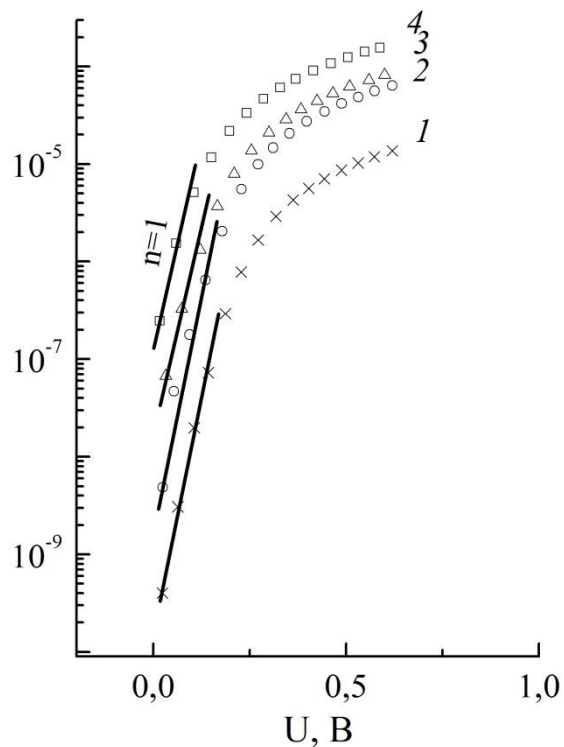


Рис. 3.2. Вольт-амперні характеристики гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ при прямих зміщеннях при температурах T , К:
275 (1), 293 (2), 312 (3), 332 (4) в напівлогарифмічних координатах

При напругах $U < U_K$, тобто менших ніж напруга відсічки, ВАХ підкоряються експоненційному закону

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eU}{nkT}\right), \quad (3.1)$$

де n – діодний фактор (коефіцієнт неідеальності).

Побудувавши ВАХ в координатах $lgI = f(U)$ отримали прямолінійні ділянки (рис.3.2). З формули (3.1) можна отримати коефіцієнт неідеальності n , який визначається як

$$n = \frac{e}{kT} \frac{\Delta U}{2.3 \cdot \Delta lgI}. \quad (3.2)$$

За нахилом прямолінійних ділянок (рис. 3.2), використовуючи формулу (3.2), визначено коефіцієнт неідеальності n , який має значення $n = 1$ в усьому дослідженому діапазоні температур. Отже, переважає дифузійний струм і відсутні рекомбінаційні центри на границі гетеропереходу.

При прямих зміщеннях, які перевищують контактну різницю потенціалів ($U > U_{к.}$) ВАХ виходять на лінійні ділянки. В цьому випадку опір гетеропереходу визначається опором базового матеріалу CdIn₂Te₄.

3.2.3. Вольт-амперні характеристики n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

при зворотному зміщенні

ВАХ гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ при зворотних зміщеннях в логарифмічних координатах $lgI = f(lgU)$ показані на рис. 3.3.

На зворотних ВАХ (рис. 3.3) в дослідженому температурному інтервалі можуть бути виділені по дві ділянки, які описуються виразом $I \sim U^m$ із змінним з температурою показником степені m . На першій ділянці в області невеликих зворотних напруг при кімнатній температурі $m = 0.8$ і зменшується до теоретичного значення ($m = 0.5$) з підвищенням температури. Спостережену залежність зворотного струму від напруги можна пояснити тепловою генерацією носіїв в області об'ємного заряду. На другій ділянці при зворотних напругах $U > 1V$ і $T < 300K$ спостерігаються лінійні і суперлінійні ділянки залежності струму від напруги. Ділянка із значенням $m=1$ може формуватися під впливом струмів витоку або як омична ділянка перед "пастковим" квадратичним законом. $m \geq 2$ є ознакою наявності рівнів пасток в околі квазірівня Фермі в напівпровіднику CdIn₂Te₄.

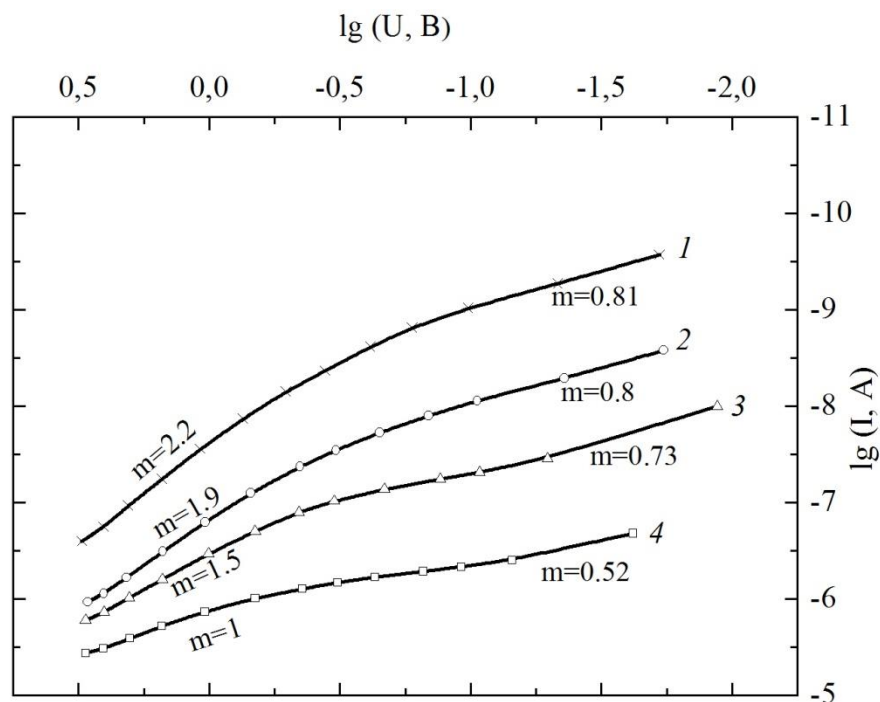


Рис. 3.3. Вольт-амперні характеристики при зворотному зміщенні гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ при температурах T , К: 275 (1), 293 (2), 312 (3), 332 (4) в логарифмічних координатах

Виходячи із специфіки метода посадки на оптичний контакт, можна вважати, що ізотипний гетеропереход n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄ є різким [5], і енергетична діаграма такого гетеропереходу може бути представлена діаграмою, зображеною на рис. 3.4. Збіднений шар утворюється лише з одного боку від границі розділу (з боку напівпровідника CdIn₂Te₄), а з другого боку з'являється збагачений шар. Ширина збідненого шару значно більша, ніж збагаченого, і спад напруги приходиться на збіднений шар в CdIn₂Te₄. Для визначення основних параметрів діаграми використовували значення ширини забороненої зони $E_{g_1} = 2.07$ еВ, $E_{g_2} = 1.23$ еВ, статичної діелектричної проникності $\epsilon_1 \approx 7.2$ і $\epsilon_2 \approx 11.7$, експериментально визначене значення контактної різниці потенціалів $V_{D_2} = 0.33$ В при кімнатній температурі, розраховане $V_{D_1} = 0.05$ В із співвідношення $V_{D_1}/V_{D_2} = n_2\epsilon_2/(n_1\epsilon_1)$. З врахуванням значень енергій Фермі $E_{F_1} = 0.2$ еВ, $E_{F_2} = 0.3$ еВ одержано значення розривів зон $\Delta E_c = 0.48$ еВ і $\Delta E_v = 1.32$ еВ.

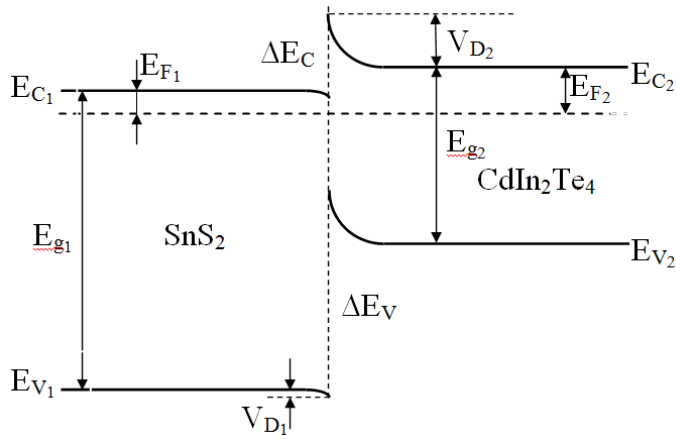


Рис. 3.4. Енергетична зонна діаграма гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

3.3. Вольт-фарадні характеристики гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

Вольт-фарадні характеристики в залежності від кругової частоти $\omega = 2\pi/T$ (T – період колювання) наведено на рис. 3.5.

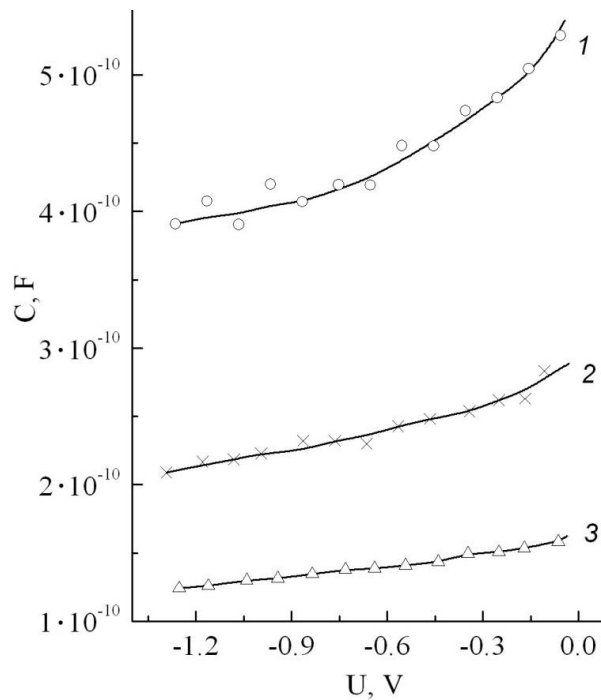


Рис. 3.5. Вольт-фарадні характеристики гетеропереходу SnS₂/CdIn₂Te₄ при частоті, кГц: 10 (1), 20 (2) і 30 (3)

З рис. 3.5. видно, що при збільшенні зворотної напруги U бар'єрна ємність C зменшується, що обумовлено збільшенням ширини області об'ємного заряду (ОЗЗ) переходу W за аналогією з плоским конденсатором $C = \varepsilon\varepsilon_0 S/W$, де ε –

відносна діелектрична проникність, ϵ_0 – електрична постійна, S – площа переходу. При цьому спостерігається залежність ємності від частоти змінного сигналу ω : із збільшенням ω ємність зменшується. Такі залежності відомі для неоднорідних систем [6].

Залежність ємності C від прикладеного зворотного зміщення U може бути представлена у вигляді

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(U_\kappa - U)}{e\epsilon\epsilon_0 S^2 N_D} = \frac{2U_\kappa}{e\epsilon\epsilon_0 S^2 N_D} - \frac{2U}{e\epsilon\epsilon_0 S^2 N_D}. \quad (3.3)$$

Залежності $1/C^2 = f(U)$, приведені на рис. 3.6, є лінійні функції, що притаманні для різкого гетеропереходу.

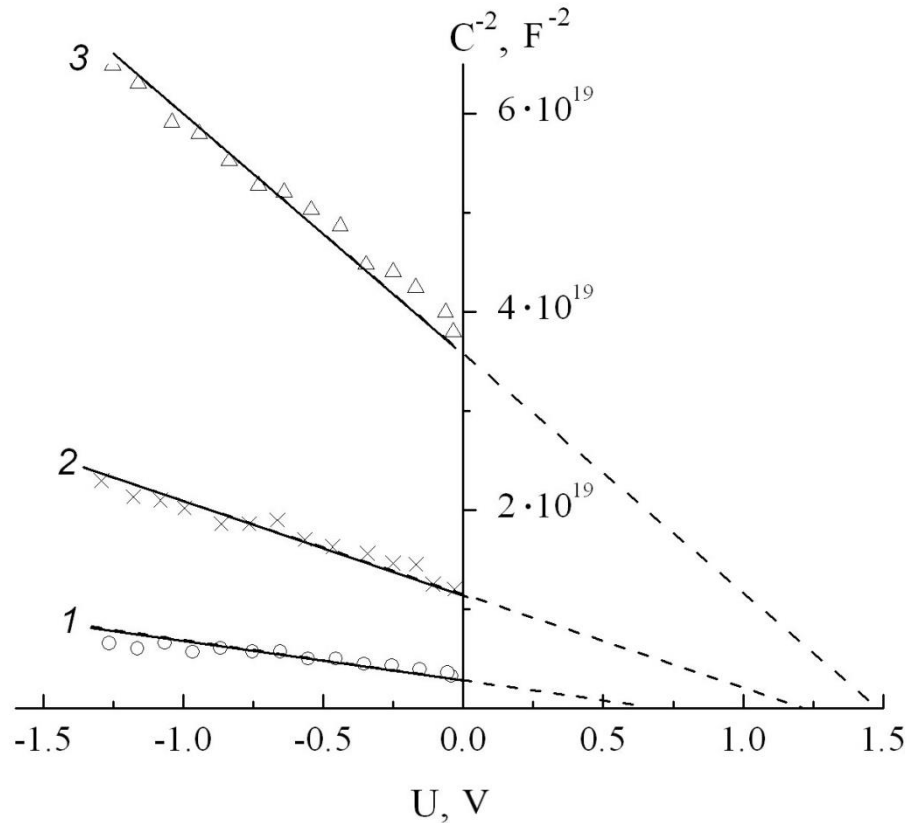


Рис. 3.6. Залежності $(1/C^2)=f(U)$ при частоті, кГц: 10 (1), 20 (2), 30 (3)

Визначивши тангенс кута нахилу прямих (рис. 3.6), оцінили концентрації донорів N_D , а екстраполюючи прямі до перетину з віссю напруг ($1/C^2 = 0$) – величини $U_\kappa = f(\omega)$ (бар'єрні напруги відсічки). За перетином залежностей $1/C^2 = f(U)$ з віссю ординат при $U = 0$ визначили ємність і ширину області об'ємного заряду $W = f(\omega)$.

Параметри гетеропереходу n-SnS₂/n-CdIn₂Te₄

ω , кГц	U_{κ} , В	N_D , см ⁻³	C , Ф	W , мкм
10	0.65	$9.8 \cdot 10^{13}$	$6.2 \cdot 10^{-10}$	2.6
20	1.22	$4.3 \cdot 10^{13}$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	5.3
30	1.48	$1.6 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{-10}$	9.6
0	0.46	$3.0 \cdot 10^{12}$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	10.9

Отримані величини, наведені у таблиці 2, взаємопов'язані між собою. Як видно, бар'єрна напруга відсічки $U_{\kappa} = f(\omega)$ вище, ніж напруга відсічки U_{κ} , що визначена з ВАХ при $\omega = 0$.

Як відомо, область об'ємного заряду виникає із-за енергетичного бар'єру в гетеропереході. Заряд ООЗ, утворений іонізованими донорами, компенсується вільними електронами за межами ООЗ, де зберігається електронейтральність.

Заряд, що відповідає відгуку на змінний сигнал, є вільними електронами, а не іонами, тому за допомогою ВФХ визначається концентрація вільних електронів, а не концентрація донорів. Враховуючи цю особливість, за допомогою формул

$$C = \left(\frac{e \varepsilon \varepsilon_0 S^2 N_D}{2U_{\kappa}} \right)^{1/2}, \quad W = \left(\frac{2e \varepsilon \varepsilon_0 U_{\kappa}}{e N_D} \right)^{1/2}, \quad (3.4)$$

в яких, прирівнюючи U_{κ} – контактній різниці потенціалів, визначеної з ВАХ (рис. 3.1), а N_D – рівноважній концентрації електронів за кімнатної температури, оцінили можливі значення C і W при відсутності змінного електричного поля ($\omega = 0$). Отримані дані (Таблиця 2, нижній рядок) відображають ситуацію, коли глибокі дефектні рівні практично не впливають на бар'єрні властивості гетеропереходу. Подібна ситуація має місце при дослідженні ВФХ при досить високих частотах (близько 1 МГц) [9], коли глибокі дискретні рівні не встигають перезарядитися за період коливання. При зменшенні частоти ω (збільшенні періоду коливання) заповнення глибоких дискретних рівнів встигає за період коливання суттєво змінитись. Чим більший

період коливання, тим інтенсивніше спустошуються глибокі центри та бар'єрна ємність гетеропереходу зростає, що й спостерігається на досліді.

Вплив власних структурних дефектів на властивості CdIn_2Te_4 показано при дослідженні краю власного поглинання [7]. Наявність дефектів визначає експоненціальний характер розподілу густини станів, відповідальних за “хвіст” зони провідності. Як показано у роботі [11], у спектрі фотолюмінесценції CdIn_2Te_4 при енергії фотона $h\nu = 0.95$ eВ спостерігається широка домішкова смуга, що пов'язана з рівнями електронних станів, локалізованих у забороненій зоні. Ці стани відповідальні за електронні процеси в кристалі і в першу чергу вони впливають на провідність та особливості $C = f(\omega)$ в змінному електричному полі.

Таким чином, збільшення бар'єрної ємності $C = f(\omega)$ гетеропереходу n- SnS_2 /n- CdIn_2Te_4 із зменшенням частоти ω обумовлено високою густиною глибоких рівнів у забороненій зоні CdIn_2Te_4 та звільненням їх від електронів зі збільшенням періоду коливання змінного електричного поля. Спустошені глибокі центри збільшують концентрацію позитивно заряджених донорів. У цьому випадку ширина області об'ємного заряду $W = f(\omega)$ зменшується, а ємність $C = f(\omega)$ зростає.

Висновки

1. Гетероперехід $\text{SnS}_2/\text{CdIn}_2\text{Te}_4$, одержаний методом посадки на оптичний контакт, є різким із залежними параметрами від температури. При зміні температури від $T=275\text{K}$ до $T=332\text{K}$ коефіцієнт випрямлення зменшується від 1028 до 251, а напруга відсічки від 0.61 до 0.35В.
2. При напругах, менших напруги відсічки $U < U_k$, вольт-амперні характеристики підкоряються експоненціальному закону з діодним фактором $n = 1$, що є свідченням виконання дифузійної теорії струмоперенесення при відсутності рекомбінаційних втрат на переході.
3. При зворотному зміщенні вольт-амперні характеристики гетеропереходу $\text{SnS}_2/\text{CdIn}_2\text{Te}_4$ описуються степеневою залежністю $I \sim U^m$ із змінним від температури показником степені m . При температурах, близьких до кімнатної і невеликих зворотних зміщеннях, величина m наближується до теоретичного значення $m = 0.5$, що пов'язано проявом теплової генерації носіїв в області об'ємного заряду. При зворотних напругах більших 1В і температурах більших 300К на ВАХ впливають струми витоку $m = 1$, а при температурах менших 300К спостерігається квадратична залежність $I \sim U^2$.
4. Вольт-фарадні характеристики гетеропереходу мають ознаки різкого переходу, що підтверджуються лінійною залежністю $1/C^2 = f(U)$. Із збільшенням частоти бар'єрна ємність зменшується.