

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ВОЛИНСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ЛЕСІ УКРАЇНКИ**

Кафедра теоретичної та комп'ютерної фізики імені А. В. Свідзинського

На правах рукопису

ФЕДОСОВ ВІТАЛІЙ СЕРГІЙОВИЧ

**РІВЕНЬ ФЕРМІ В КРИСТАЛАХ n -CdSb З ГЛИБОКИМИ
ЕНЕРГЕТИЧНИМИ РІВНЯМИ**

Спеціальність: 104 «Фізика та астрономія»

Освітньо-професійна програма «Фізика та астрономія»

Робота на здобуття освітнього ступеня «Магістр»

Науковий керівник

ЗАМУРУЄВА ОКСАНА ВАЛЕРІЇВНА

кандидат фізико-математичних наук, доцент

РЕКОМЕНДОВАНО ДО ЗАХИСТУ

Протокол № _____
засідання кафедри теоретичної та комп'ютерної
фізики імені А. В. Свідзинського
від _____ 2023 р.

Завідувач кафедри
_____ Сахнюк В. Є.

ЛУЦЬК – 2023

ЗМІСТ

ВСТУП	3
РОЗДІЛ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	5
1.1. Фізичні властивості кристалів антимоніду кадмію (CdSb).....	5
1.2. Кінетика утворення точкових дефектів в CdSb.....	10
1.3. Вплив власних дефектів структури та домішок на електричні властивості кристалів CdSb.....	15
1.4. Радіаційні дефекти в кристалах CdSb.....	25
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ДОСЛІДЖЕННЯ КІНЕТИЧНИХ ЕФЕКТІВ В НАПІВПРОВІДНИКАХ	28
2.1. Технологія одержання і умови опромінення кристалів CdSb.....	28
2.2. Підготовка зразків до вимірювань	29
2.3. Вимірювання концентрації і рухливості носіїв заряду.....	31
2.4. Дослідження електричних і гальваномагнітних властивостей	34
РОЗДІЛ 3. ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ Й ОБҐРУНТУВАННЯ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕННЯ	38
3.1. Вплив γ -опромінення на електричні властивості кристалів n - CdSb<Te>	38
3.2. Визначення рівня Фермі у кристалах n -CdSb<Te> з глибокими енергетичними рівнями	44
3.3. Інноваційні напівпровідникові технології в автотранспорті	51
ВИСНОВКИ.....	56
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	57

ВСТУП

Актуальність теми. Антимонід кадмію почали вивчати як напівпровідник, головним чином, в зв'язку з використанням його в термоелектричних приладах. Більшість ранніх досліджень цієї сполуки зводилось майже повністю до вимірювань їх теплових і термоелектричних параметрів, але коли стало можливим отримувати монокристали, то вимірювання їх властивостей значно розширилися.

Напівпровідники антимоніду кадмію знайшли широке застосування в оптоелектроніці, нелінійній оптиці, в сенсорній і напівпровідниковій електроніці. Часто корисні для практичного використання фізичні властивості бінарних сполук визначаються дефектами їх структури.

Дослідження дефектів кристалічної ґратки та їх впливу на фізичні властивості кристалів представляє великий науковий та практичний інтерес і відноситься до найважливіших проблем фізики твердого тіла і напівпровідників. Опромінення частинками високих енергій є могутнім і добре контрольованим методом керування ступенем впорядкованості у твердих тілах. Радіаційні дефекти в CdSb з глибокими рівнями в забороненій зоні є центрами сильної локалізації електронів. Вивчення поведінки таких центрів дає важливу інформацію про характер зв'язку локальних електронних станів центрів з найближчими зонами, вказує на тип симетрії дефекту, ступінь деформації внутрішніх зв'язків у ґратці.

При вивченні явищ переносу в напівпровідниках із глибокими енергетичними рівнями чималий інтерес представляють відомості про положення рівня Фермі залежно від температури, що дає корисну інформацію про розподіл носіїв заряду в енергетичних зонах.

Мета і задачі дослідження. Вивчення кінетичних процесів у кристалах CdSb *n*-типу провідності з глибокими енергетичними рівнями дефектів.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні **задачі**:

- провести аналітичний огляд літератури, розглянути основні фізичні властивості, кінетику утворення дефектів і їх вплив на фізичні властивості;
- ознайомитись з методикою підготовки зразків і технікою експерименту по визначенню електричних параметрів;
- дослідити вплив дефектів структури на зміни електричних властивостей;
- розрахувати температурні зміни положення рівня Фермі в області домішкової провідності до і після γ -опромінення;
- провести аналіз досліджень сучасних напівпровідникових технологій в автотранспорті.

Об’єкт дослідження: леговані Те кристали CdSb, вирощені методом зонної перекристалізації, до та після опромінення γ -квантами ^{60}Co .

Предмет дослідження кінетичні процеси у кристалах CdSb з глибокими енергетичними рівнями дефектів.

Практичне значення одержаних результатів. Відомості про електричні властивості можуть бути використані як довідковий матеріал у галузі напівпровідникової електроніки і матеріалознавства, для різноманітних розрахунків, в яких використовуються значення енергії Фермі в залежності від температури.

Апробація результатів та публікації. Основні результати досліджень, які представлені в магістерській роботі, доповідались та обговорювались на VII Міжнародній науково-практичній конференції молодих учених, студентів та аспірантів «Актуальні проблеми розвитку природничих та гуманітарних наук» (10 лист. 2023 р., м. Луцьк, Україна); III студентській науково-технічній конференції «Інноваційні технології в транспорті та механічній інженерії» (16 лист. 2023 р., м. Луцьк, Україна); на засіданні кафедри теоретичної та комп’ютерної фізики імені А. В. Свідзинського Волинського національного університету імені Лесі Українки.

За матеріалами роботи подано статтю у *Наукові нотатки*. 2023. № 76 (Фахове видання України, категорія Б).

РОЗДІЛ 1

АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Фізичні властивості кристалів антимоніду кадмію (CdSb)

Антимонід кадмію почали вивчати як напівпровідник порівняно недавно, головним чином, в зв'язку з використанням його в термоелектричних приладах. Більшість ранніх досліджень цієї сполуки зводилось майже повністю до вимірювань їх теплових і термоелектричних параметрів, але коли стало можливим отримувати монокристали, то вимірювання їх властивостей значно розширилися.

Антимонід кадмію – єдина проміжна фаза системи кадмій-сурма, температура плавлення якої дорівнює 456 °С [1]. При охолодженні розплаву, що містить 50 % кадмію, утворюється метастабільна фаза Cd₃Sb₂. При введенні в розплав затравки відбувається кристалізація CdSb, відповідно рівноважному стану.

Згідно [2], CdSb кристалізується в орторомбічній структурі; просторова група D_{2h}^{15} (рис. 1.1) з 16 атомами в елементарній комірці з періодами: $a = 6,471 \text{ \AA}$; $b = 8,253 \text{ \AA}$; $c = 8,526 \text{ \AA}$; міжатомні відстані (Å) рівні:

$$\begin{array}{rcl} \text{Cd - Cd} & 2,99 & \\ & & \left\{ \begin{array}{l} 2,80 \\ 2,81 \\ 2,91 \end{array} \right. \\ & & \text{Cd - Sb} \\ \text{Sb - Sb} & 2,81 & \end{array}$$

Решітку CdSb можна розглядати як дуже деформовану решітку алмазу: кожен атом Sb оточений одним таким же атомом і трьома атомами Cd, які розташовані у вершинах деформованого тетраедра. Кожен атом Cd утворює два зв'язки – по одному з кожним сусіднім атомом Sb, а два суміжних атоми Cd залишаються незв'язаними. Кути між трьома зв'язками атома Sb рівні 100°, 100° та 112°, близькі до кута тетраедричного зв'язку (109°). Відносно невеликі відстані між атомами сурми пояснюються утворенням ковалентних зв'язків між цими атомами, а іонні зв'язки є дуже слабкими. Підтверджується характер

таких зв'язків напрямком площини спаяності, анізотропією коефіцієнту лінійного розширення α , в певній мірі, анізотропією амплітуди теплових коливань. Загальним недоліком всіх цих робіт було те, що аналіз розглядуваних питань проводився в них спрощено із врахуванням переважно якогось одного фактора, що зрештою привело до однобічних якісних моделей, які неповно відображають хімічний зв'язок в CdSb.

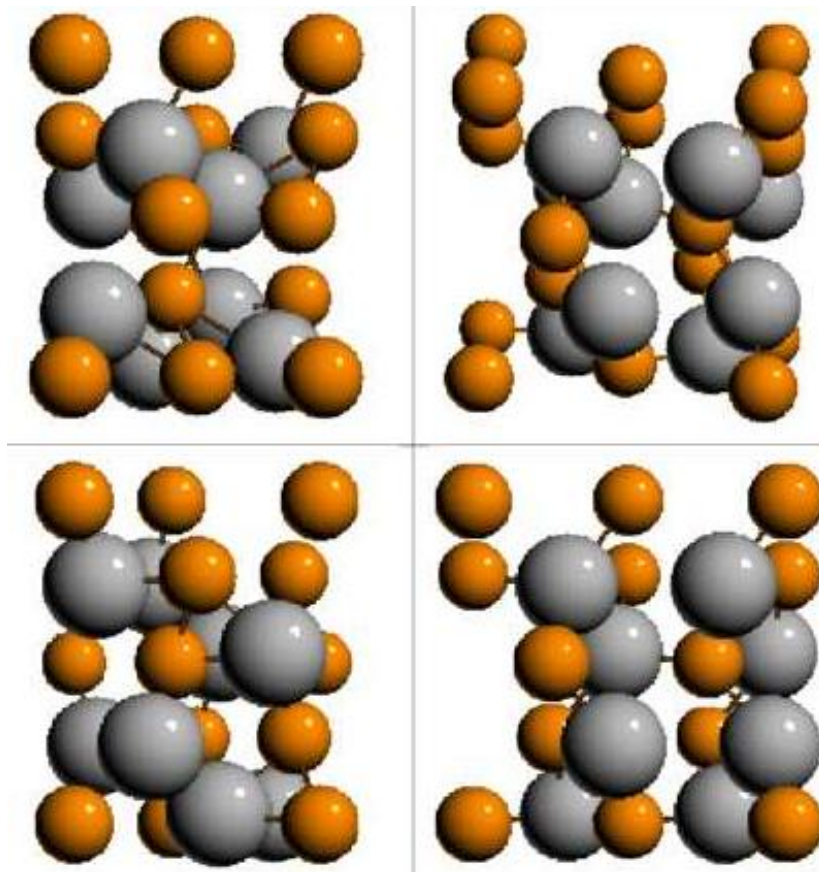


Рис. 1.1. Кристалічна структура антимоніду кадмію з кількох точок зору [2]. Маленькі та великі сфери представляють атоми Cd і Sb відповідно

Більш точний розгляд природи хімічного зв'язку CdSb став можливий лише при всебічному врахуванні різних факторів, що включають координаційну структуру, електронну конфігурацію атомів, міжатомні віддалі і кути між напрямками зв'язків в кристалі. У роботах [3-7] наведені результати дослідження хімічного зв'язку в CdSb із врахуванням перелічених вище

факторів. Насамперед було проаналізовано динаміку формування кристалічної решітки CdSb.

У сполуці CdSb збереглися елементи зв'язку між атомами Sb-Sb та Cd-Cd, а також з'явилися нові зв'язки Cd-Sb різної довжини. Різні віддалі між атомами в CdSb, наявність різних кутів між зв'язками вказують на те, що в сполуці існують різні типи зв'язків. Різниця між типами сил кристалічного зв'язку тісно пов'язана з різними фізичними властивостями. Однак, при цьому, взаємодії, що зумовлюють зв'язки, майже завжди зводяться до звичайної взаємодії між зарядами. Таким чином, різниця типів зв'язків в кристалах CdSb є не різницею в природі взаємодії, а лише кількісною відмінністю в розподілі електронного заряду, яка може бути визначена теоретично за допомогою методів квантової механіки.

Розроблена молекулярна модель [4, 5] описує просторове розміщення хімічних зв'язків за допомогою нееквівалентних гібридних орбіталей. В ній знайшли своє відображення перелічені вище фактори, що характеризують хімічний зв'язок. При цьому вид гібридних орбіталей визначається кутами між напрямками зв'язків, які є експериментальним критерієм типу гібридних атомних орбіталей, що формують хімічний зв'язок. На основі запропонованої моделі в [6] проводилися дослідження зонної структури CdSb. Крім того, такий підхід дав можливість розглянути вплив домішок на властивості CdSb з позицій хімічного зв'язку [3].

Ґрунтуючись на результатах дослідження анізотропії ефекту п'єзоопору в [8] була запропонована модель нееквівалентних долин, котра дозволяє пояснити анізотропію і відмінні знаки коефіцієнтів п'єзоопору Π_{1111} , Π_{2222} , Π_{3333} . Згідно із запропонованою моделлю зонного спектру CdSb [8], валентна зона складається з трьох підзон, максимума яких розташовані в точці $k=0$ зони Бріллюена. Ізоенергетичні поверхні у відсутності взаємодії зон являють собою трьохосові еліпсоїди і характеризуються квадратичним законом дисперсії. Енергетична щілина між максимумами двох верхніх зон оцінюється величиною 0,005 еВ. Трохи пізніше ця модель була замінена в [9], хоча основні риси

структури залишилися попередніми. Це складна валентна зона, в центрі зони Бріллюена, яка складається з нееквівалентних долин (підзон), а також зона провідності, яка складається з нееквівалентних долин, локалізованих вздовж напрямків Σ , Δ , Λ (рис. 1.2).

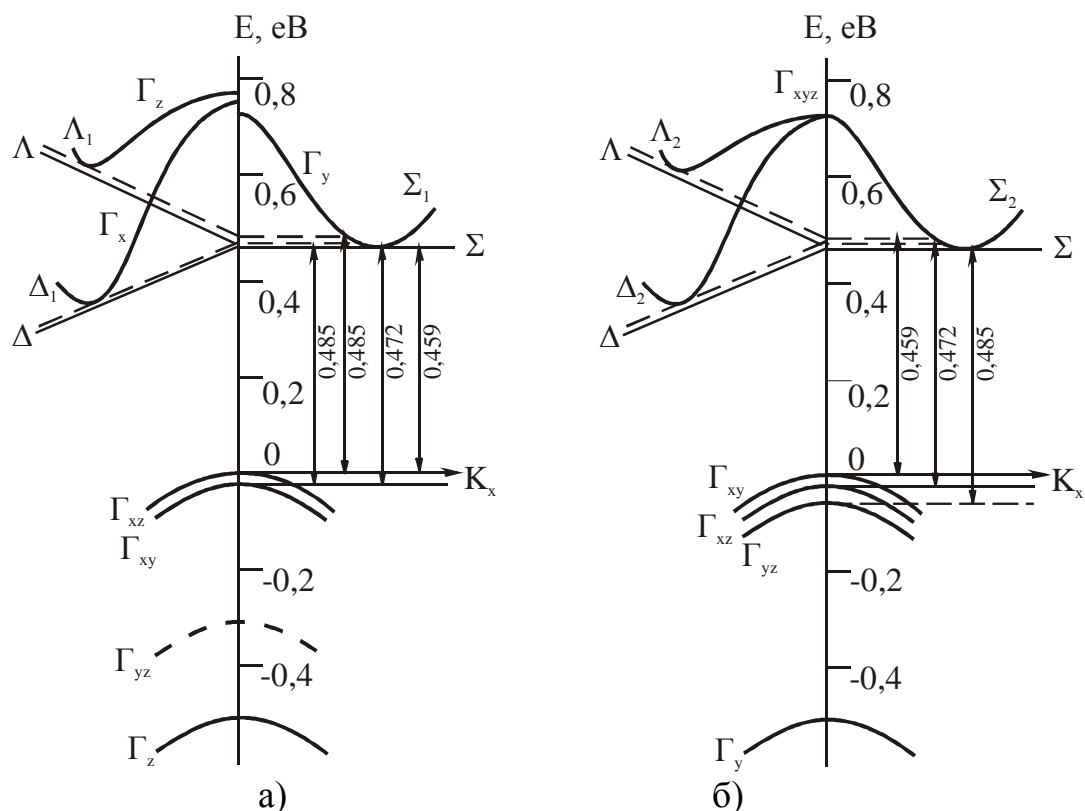


Рис. 1.2. Можливі моделі зон CdSb в області

довгохвильового краю власного поглинання [9]:

а – модель А;

б – модель Б

Характерним для кристалів антимоніду кадмію є те, що для різних кристалографічних напрямків питома електропровідність має різне значення. При кімнатних і вищих температурах вона носить активаційний характер. Обчислені значення енергії активації E_i (без врахування температурної залежності передекспоненційного множника) для різних кристалів і кристалографічних напрямків приблизно однакові і лежать в межах 0,56-0,57 еВ. Вивчення температурної залежності електропровідності і ефекту Холла

показали, що для дослідження анізотропії властивостей даних кристалів найефективніше використовувати температурний інтервал $90 \div 150$ °С. У монокристалах CdSb спостерігалися дві взаємно перпендикулярні площини спаяності: одна різко виражена (100), а друга – менш різко (001). При поясненні результатів вимірювань електричних властивостей p-CdSb теж зроблено висновок про існування анізотропії рухливості носіїв заряду і встановлено, що максимум анізотропії σ_{ij} знаходиться при температурі ~ 20 К.

Оцінка відношення $-R_{ikj}/R_{ijk} = R_{kij}/R_{ijk}$ (R_{ijk} – коефіцієнт Холла) при 77°K проведена у [10] показала, що в усіх випадках ця величина виявлялася, в межах похибки експерименту, рівною одиниці. Це означає, що поза областю власної провідності анізотропією коефіцієнта Холла можна знехтувати. Проте для питомого опору анізотропія виражена дуже сильно.

Використовуючи метод, що базується на дослідженні фотопровідності, фотомагнітного і поперечного демберівського ефектів у поєднанні з холлівськими вимірюваннями на зразках p-CdSb, показано (з дещо відмінним результатом), що значення холлівської рухливості дірок μ_p у напрямку головних осей [100], [010] і [001] кристалу в температурному інтервалі $140 \div 230$ К дорівнюють [11]:

$$\mu_p^{[100]} = 3,8 \times 10^5 T^{-1,26}; \quad \mu_p^{[010]} = 6,9 \times 10^4 T^{-1,03}; \quad \mu_p^{[001]} = 5,1 \times 10^5 T^{-1,22}.$$

При $T < 140$ К температурна залежність всіх трьох компонент стає більш сильною:

$$\mu_p^{[100]} \sim T^{-1,53}; \quad \mu_p^{[010]} \sim T^{-1,30}; \quad \mu_p^{[001]} \sim T^{-1,48}.$$

З аналізу результатів [11] із даними [10, 12] випливає, що залежність $\mu_p(T)$ добре узгоджується з аналогічними залежностями, отриманими в більш широкому температурному діапазоні $77 \div 250$ К на чистих монокристалах, вирощених методом зонної перекристалізації. Така залежність $\mu_p(T)$ відповідає розсіюванню на акустичних коливаннях решітки. Розсіювання на іонах домішки також незначне для цих кристалів, оскільки холлівська

рухливість не залежить від концентрації дірок аж до $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [12]. Тому в [10] припускається вплив полярного розсіювання на рухливість дірок, оскільки частка іонної складової в хімічному зв'язку досить велика. Значення компонент тензора рухливості електронів наближено в інтервалі температур $200 \div 300 \text{ K}$ змінюється у відповідності з виразами [10]:

$$\mu_n^{[100]} = 2,1 \times 10^6 T^{-1,5}; \mu_n^{[010]} = 1,7 \times 10^6 T^{-1,5}; \mu_n^{[001]} = 2,2 \times 10^6 T^{-1,5}.$$

Із даних залежностей видно, що анізотропія рухливості електронів не така велика, як анізотропія рухливості дірок. Така складна анізотропія приводить до цікавої картини: в області власної провідності для деяких напрямів спостерігається зміна знаку коефіцієнта Холла. Для більш низьких температур ($2 \div 77 \text{ K}$) на температурних залежностях ρ_{ij} виявлені особливості, характерні для виникнення провідності по домішковій зоні. Це явище в p-CdSb детально вивчено в роботах [13-14]

1.2. Кінетика утворення точкових дефектів в CdSb

Відомо, що при нагріванні, починаючи з порівняно низьких температур ($< 100^\circ\text{C}$), у CdSb виникають електричноактивні точкові дефекти [15]. При цих же температурах починається помітна дисоціація CdSb за реакцією



Дійсно, в загальному випадку при деякій температурі T_0 у кристалі знаходяться в рівновазі електрони і дірки, нейтральні і іонізовані вакансії кадмію і його міжвузлові атоми. Крім того, кристал повинен бути в динамічній рівновазі з парами кадмію. Модель утворення дефектів в CdSb: вихід атомів Cd в міжвузля (дефекти по Френкелю), випаровування атомів Cd з поверхні кристала і міграція частини атомів Cd до поверхні в наслідок градієнта концентрацій. Утворення міжвузлових атомів можна представити по реакції:



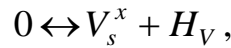
де s і i означають вузли і міжвузля відповідно;

$H_{s,i}$ – енергію утворення дефектів.

Використовуючи закон діючих мас, отримано:

$$\frac{[Cd_i][V_s]}{[Cd_s][V_i]} = k_{Cd}.$$

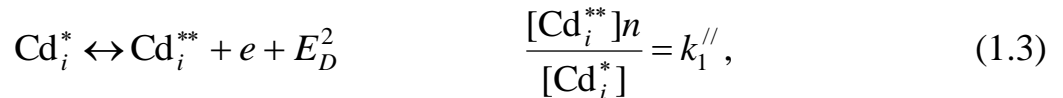
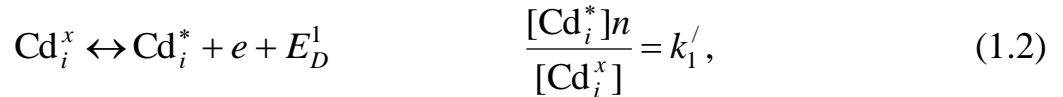
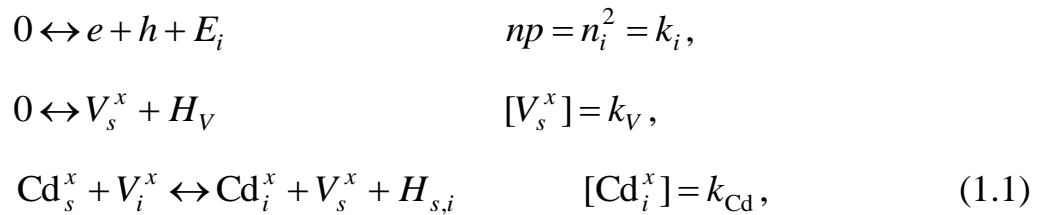
Перехід атомів Cd до поверхні (утворення вакансій в об'ємі) відбувається по реакції



де H_V – енергія утворення вакансії

$$[V_s^x] = k_V.$$

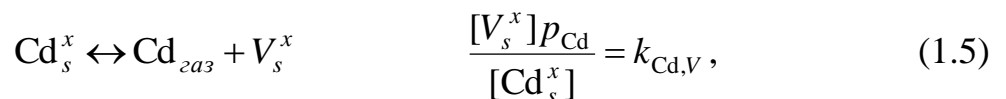
Таким чином, в кристалі відбуваються при нагріванні наступні реакції:

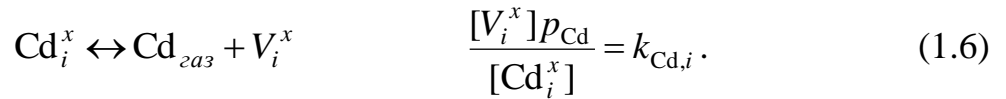


Легко бачити, що умова нейтральності відповідає рівнянню:

$$2p + Cd_i^{**} = 2n + [V_{Cd}^{//}]. \quad (1.4)$$

Рівновага з парою виражається таким чином:





Для того, щоб спростити рішення цієї системи рівнянь, оцінено за експериментальними даними області температур, в яких найбільш істотні ті або інші процеси.

1. Із масс-спектрометричних вимірювань слідує, що в парі міститься тільки одноатомний кадмій, тому немає необхідності додавати до реакції (1.5) або (1.6) реакцію $N_{\text{Cd}_{\text{газ}}} = \text{Cd}_N(\text{газ})$.

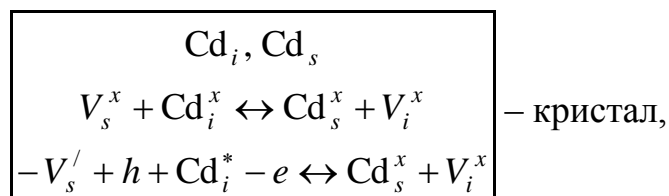
2. З вимірювань електричних властивостей у високотемпературній області (300 ÷ 600°K) слідує, що власна концентрація $n_i^2 = np$ того ж порядку, що і концентрація носіїв, пов'язаних з дефектами (енергія активації власної провідності ~0,5 eV), а CdSb завжди р-типу. Це пов'язано з тим, що в домішковій області концентрація дефектів порядку 10^{15} см^{-3} , в чистому CdSb не виявлено донорних центрів, тому $p > n$, а реакціями (1.2) і (1.3) нехтуємо. Останнє справедливе при E_A^1 і $E_A^2 < E_D^1$ і E_D^2 . Тоді реакцію (1.4) запишемо як

$$[V_s^{//}] \cong 2p. \quad (1.7)$$

Реакція (1.7) справедлива для області невисоких температур (<400°K).

3. Умови пункту 2 можна отримати, вважаючи, що електричноактивними будуть ті вакансії кадмію, які не знаходяться в рівновазі з міжвузловим кадмієм і не рекомбінують, тобто

Пара Cd



звідси

$$[V_s^x] = [\text{Cd}_s^x] - [\text{Cd}_{\text{ааа}}].$$

При утворенні тиску насиченого пару кадмію росте концентрація $[\text{Cd}_i]$ у кристалі, розподілення $[\text{Cd}_i]$ при цьому має характерній дифузійний вигляд,

тобто спадає до центру, а число не рекомбінованих $[V_s]$ відповідно зростає. У вакуумі $[Cd_i]$ і $[Cd_s]$ випаровуються з кристалу, верхні шари кристала збіднені, тому концентрація $[V_s]$ велика, а концентрація дірок, згідно реакції (1.7), змінюється по товщині кристалу, що і спостерігається експериментально.

4. а) В області низьких температур ($<250\text{ }^\circ\text{C}$) і малих концентрацій справедливі наступні співвідношення [16]:

$$[V_i^x] \approx 1 - [Cd_i^x] \approx 1,$$

$$[Cd_s^x] \approx 1 - [V_s^x] \approx 1,$$

$$[Cd_i^x]_{\text{ааа}} = \frac{p_{Cd}}{k_{Cd_i}} = p_{Cd} \times k_{Cd_i}^0 \exp\left(-\frac{H_V'}{kT}\right);$$

б) в області високих температур ($>250\text{ }^\circ\text{C}$) відбувається ще одна реакція:

$$[Cd_i^x]_{\text{ааа}} = \frac{p_{Cd}}{k_{Cd_v}} = p_{Cd} \times k_{Cd_v} \exp\left(-\frac{H_V''}{kT}\right).$$

Для цієї області $[Cd_i^x] = \frac{k_{Cd_i}}{k_{Cd_v}}$ і загальна енергія дисоціації рівна сумі енергій утворення дефекту і енергії випаровування Cd з вузлів або міжвузля [15]. Доцільно вивести ще два співвідношення: коефіцієнт розподілу $k_g = \frac{Cd_i}{Cd_{\text{газ}}}$ між твердою і газовою фазою і

$$k \times k_g = \frac{Sv}{4},$$

де k – швидкість випаровування;

S – вірогідність, з якою атом кадмію, що стикається з поверхнею, залишається на ній;

v – середня швидкість теплового руху атомів [16].

При зміні зовнішніх умов рівновага вказаних вище реакцій зміщується. Практично важливо розглянути три випадки термічної дії на антимонід кадмію:

- 1) в умовах рівноваги з газовою фазою;
- 2) в умовах, коли тиск пари кадмію вище рівноважного для CdSb;

3) в умовах високого вакууму.

У першому випадку встановлюється рівноважна концентрація дефектів, рівномірно розподілених за об'ємом кристала. Концентрація дефектів описується рівнянням Френкеля:

$$[\text{Cd}_i^x] = k_{\text{Cd}_i}^0 \exp\left(-\frac{H_{s,i}}{2kT}\right),$$

де $H_{s,i}$ – енергія утворення дефекту.

У другому випадку (при відпалі в парах кадмію з тиском вище рівноважного) відбуватиметься дифузія в кристал, а розподіл дефектів в об'ємі визначається виразом

$$\text{Cd}_{s,i}(y, z) = [\text{Cd}_i^x] \times f_1(y, z).$$

У третьому випадку при відпалі у високому вакуумі збіднення поверхні атомами кадмію приводить до градієнта концентрації міжвузлових атомів кадмію до поверхні кристала відповідний розподіл атомів виражається як:

$$\text{Cd}_i(y, z) = \text{Cd}_i [1 - f_1(y, z)] = f_2(y, z),$$

$$\text{де } y = \frac{x}{2} (Dt)^{\frac{1}{2}};$$

$$z = k \frac{(Dt)^{\frac{1}{2}}}{D};$$

D – константа дифузії;

x – координата.

Експериментальні дослідження природи точкових дефектів і процесу їх виникнення при термічній обробці проводилося електричним, оптичним і мас-спектрометричним методами.

Термічна обробка CdSb при температурі вищій за 160 °C приводила, як показали дослідження сталої Холла, до зміни концентрації носіїв струму. Величина енергії активації акцепторних рівнів в CdSb визначена з температурної залежності питомого опору і сталої Холла області провідності по домішковій зоні (<40°K), складала $\sim 10^{-3}$ еВ. Не дивлячись на те, що час відпалу

для кожної вибраної температури був не менший 300 год., розподіл концентрації дірок по товщині зразка був нерівномірним. В зразках, відпалених при тиску пари вище рівноважного, концентрація дірок зростала до центру зразка, для зразків CdSb, відпалених при рівноважних умовах – падала. Після охолодження до кімнатної температури спостерігалося зменшення з часом електропровідності і концентрації дірок. Релаксація дефектів триває близько 200 годин.

Дослідження спектрів поглинання зразків антимоніду кадмію у субміліметровому діапазоні довжини хвилі $150 \div 800$ мкм, підданих термообробці, і контрольних, показало, що положення піків поглинання (200 і 330 мкм) не залежить від температури відпалу, а їх інтенсивність зростає з підвищенням останньої. Цей факт говорить про ідентичність природи акцепторних центрів в досліджуваних зразках. Два піки поглинання з енергіями $3,65 \times 10^{-3}$ і $6,2 \times 10^{-3}$ еВ обумовлені існуванням двох акцепторних рівнів. Величини енергій активації акцепторних рівнів співпадають з енергією, оціненою з температурних залежностей питомого опору і сталої Холла. Таким чином, зрозуміло, що акцепторні центри, які визначають провідність зразка, пов'язані з наявністю в кристалі вакансії кадмію $[V_s]$.

1.3. Вплив власних дефектів структури та домішок на електричні властивості кристалів CdSb

1.3.1 Домішки елементів I і IV груп.

Наявність в CdSb аномального кута між лініями зв'язків $\theta = 62^\circ 15'$, що значно відрізняється від кута тетраедричного зв'язку ($\theta = 109^\circ$) призводить до того, що бездомішковий матеріал знаходиться в «напруженому стані», що неминуче веде до утворення дефектів і появи характерних для CdSb властивостей [7]. В свою чергу, легування CdSb домішками B, Si, S, Zn, As, Br, Te, Ge, в яких значення середнього валентного радіуса є меншим ніж в атомах

Cd та Sb, призводить до того, що ці домішки, заміщуючи в ґратці CdSb атоми основної матриці, деформують зв'язки в напрямку наближення їх до правильних тетраедричних, що приводить до „зміцнення” решітки – зменшення концентрації дефектів. Легування ж домішками Li, Na, Mg, Al, K, Pb, Sn, Mn, Fe, Cu, Ga, Zn та інші, середній радіус валентного електрона в яких більший, ніж у Cd чи Sb, приводить до збільшення дефектності [7]. При цьому зміна кутів між зв'язками на атомах легуючої домішки Ge, Pb, Sn була 9° , 10° та 7° відповідно, що приводить до зміни типу гібридизації, а значить і міцності зв'язків в кристалах CdSb [17].

Велика увага багатьма авторами приділяється визначенню енергетичного положення рівнів, утворюваних домішковими центрами в CdSb, які в антимоніді кадмію можна створювати легуванням Te, In, Ga, Se, Ag, Pb, Sn, Ge та іншими домішками, що змінюють фізичні властивості чистої CdSb. Згідно [18], елементи I і IV груп в CdSb виконують роль акцепторних домішок. При цьому вважають, що однозарядні іони елементів I групи заміщують іони Cd^{+2} , а чотиризарядні іони IV групи заміщують Sb^{+5} . Елементи III і VI груп в CdSb, згідно [18, 19], є донорними домішками. Їх положення в ґратці таке, що іони елементів III групи заміщують Cd^{+2} , а іони елементів VI групи заміщують Sb^{+5} .

Властивості легованих кристалів CdSb нижче $T = 77$ К першими вивчали автори [13, 14]. В інтервалі температур $T = 2,2 \div 77$ К досліджувались [14] електропровідність, ефект Холла і магнетоопір монокристалів CdSb, легованих міддю (Cu), сріблом (Ag), індієм (In), оловом (Sn), германієм (Ge). Максимум коефіцієнта Холла R_H і його зміщення зі збільшенням концентрації в область високих температур вказував на наявність домішкової зони в досліджуваних зразках, що природно для домішок з малими енергіями активації. Аналогічні закономірності спостерігалися і на кристалах CdSb, легованих золотом [13]. За значенням енергії, до яких наближались $\mu(T)$ при $T \rightarrow 0$, визначені енергії активації (див. табл. 1.1). Для досліджуваних зразків була запропонована

модель [14]: при малих концентраціях домішки I і IV груп Ag, Au, Cu, Ge, Sn виникають в CdSb водневоподібні акцепторні рівні з енергією активації $\sim 5 \times 10^{-3}$ еВ. При $N_d \geq 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ взаємодія домішкових центрів приводить до утворення домішкової зони, яка знаходиться на $(1-2) \times 10^{-3}$ еВ від валентної зони. Із збільшенням концентрації дірок та акцепторів домішкова зона наближається до валентної і при $N_a \approx (1-2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ зливається з нею.

Із введенням в CdSb домішки I і IV груп провідність матеріалу зростає, в основному, зі збільшення концентрації вільних носіїв заряду p (рис. 1.3) [20]. Однак зміна провідності з ростом концентрації легуючої домішки для різних домішок в CdSb помітно відрізняється. Значне збільшення σ при зростанні концентрації носіїв заряду спостерігається у випадку кристалів, що містять домішки Li, Ag, Au, Ge та Sn, і зовсім невелике у випадку кристалів, легованих Pb (залежності 4-6 рис. 1.3). Характерним в останньому випадку також є те, що з ростом p різко зменшується анізотропія електропровідності.

Вияснення характеру впливу кожної з домішок Pb, Sn, Ge на холлівську рухливість p -CdSb представлено в роботі [17]. Показник степеня a в $\mu_p \sim T^{-a}$ за абсолютною величиною для CdSb<Ge> і CdSb<Sn> з підвищенням концентрації домішки стає меншим, ніж для чистого антимоніду кадмію (рис. 1.4). Враховуючи порівняно добру „розчинність” Ge і Sn в CdSb, можна вважати, що тут поряд з розсіюванням на коливаннях ґратки з ростом концентрації домішки все більш стає помітним механізм розсіювання на іонізованих домішках. У випадку CdSb<Pb> при збільшенні концентрації домішки свинцю в залежності $\mu_p \sim T^{-a}$ помітних змін a в сторону зменшення не спостерігалось, хоча при цьому сама величина рухливості $\mu_p(T)$ різко падала. Відповідальним за зменшення значення рухливості є утворені в процесі росту монокристалів порушення кристалічної структури (виникнення високої густини різного виду дислокацій).

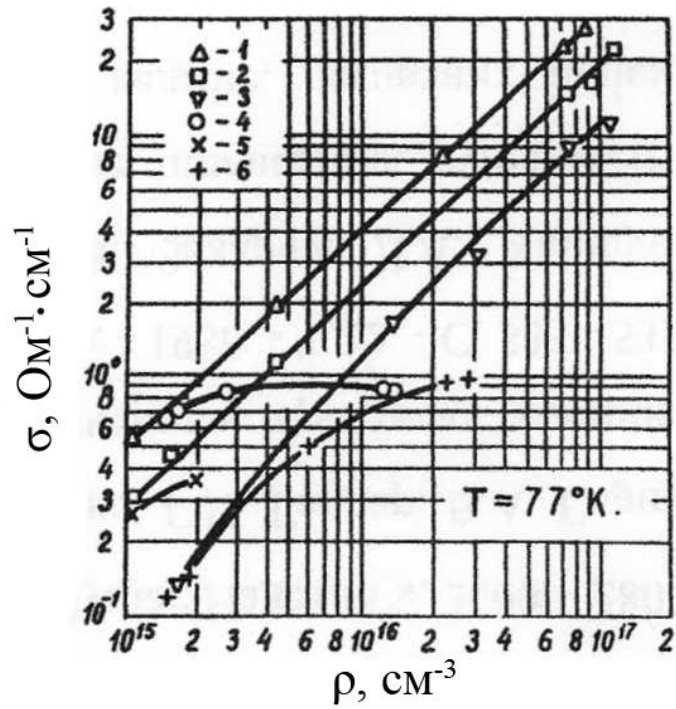


Рис. 1.3. Залежність електропровідності легованих зразків CdSb від концентрації дірок при температурі $T = 77\text{ K}$:
1-3 – CdSb<Ge>; 4-6 – CdSb<Pb>

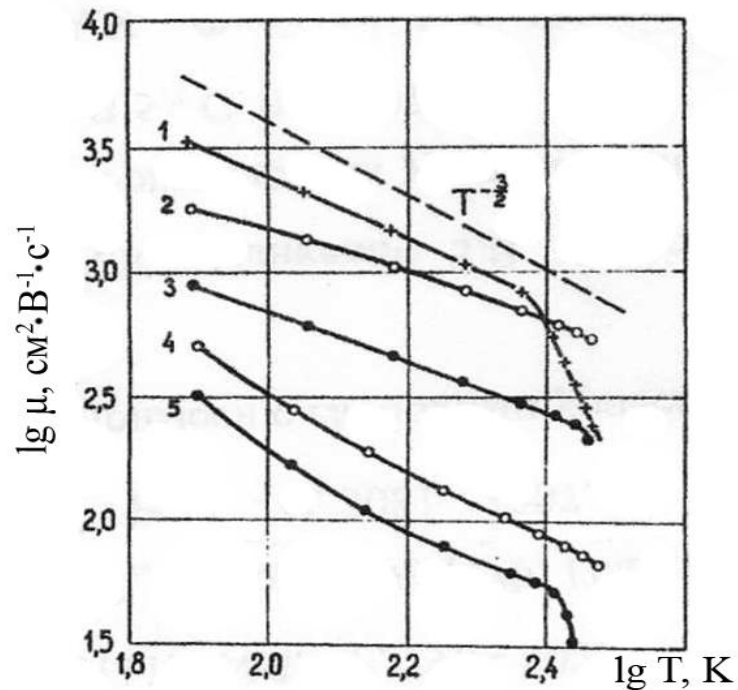


Рис. 1.4. Температурна залежність холлівської рухливості дірок в CdSb, легованому елементами IV групи:
1 – бездомішковий CdSb; 2 – CdSb+0,1 ат.%Ge;
3 – CdSb+0,1 ат.% Sn; 4, 5 – CdSb+0,1 ат.% Pb

Методом рентгенівської дифракційної топографії, який дозволяє виявляти дислокації, знаходити їх густину і орієнтацію відносно основних кристалографічних напрямків, знайдено [17] певні закономірності у виникненні структурних дефектів, зв'язаних з конкретним видом легуючих домішок і їх концентрації. Так, домішка свинцю, що знаходиться в розплаві в кількості 0,0001 ат%, вже приводила до утворення дислокацій з густиною $\sim 5 \times 10^3 \text{ см}^{-2}$ і більше. Подальше збільшення вмісту домішки Pb приводило до різкого зростання їх густини, яка значно перевищувала 10^6 см^{-2} (в деяких злитках). Маючи на два порядки більш високий коефіцієнт сегрегації, домішки Ge і Sn "заважали" утворенню лінійних дефектів і вміст лінійних дислокацій залишався меншим, ніж в бездомішквій CdSb (10^2 см^{-2}). Для кристалів легованих Pb, характерним є утворення дислокаційних сіток, в той же час як для легованих Ge дислокації переважно орієнтуються вздовж осей [010] і [001]. Переважна частина цих дислокацій носить змішаний характер, тобто має як гвинтову, так і краєву компоненти. Виявлені з допомогою методу рентгенівської дифракційної топографії особливості утворення дефектів в CdSb легованих Pb, Sn, Ge дали певні підстави робити висновки про роль дефектів в механізмі розсіювання носіїв заряду.

Переважає кількість домішок в антимоніді кадмію є „мількими”, а їх значення енергії іонізації лежить в тому ж інтервалі, що і для власних дефектів (табл. 1.1).

Таблиця 1.1

Вплив домішок на властивості антимоніду кадмію [16]

Група періодичної системи	Домішка	Тип провідності	Енергія іонізації, еВ
I	Ag	A	5×10^{-3}
	Cu	A	$1,4 \times 10^{-3}; 5 \times 10^{-3}$
	Li	A	10^{-3}
	Au	A	$5 \times 10^{-3}; \sim 0,26$
		Д	$\sim 10^{-3}$

Група періодичної системи	Домішка	Тип провідності	Енергія іонізації, eВ
II	Zn	A	
III	In	A	$2,7 \times 10^{-1}$
		Д	9×10^{-2}
	Ga	–	0,1
	Tl	A	–
	Pb	A	–
IV	Sn	A	$(2 \div 5) \times 10^{-3}$
	Ge	A	5×10^{-3}
VI	Te	Д	0,12
	Se	Д	$7,4 \times 10^{-3}$

1.3.2 Домішки елементів III і VI груп.

При дослідженні явищ переносу в антимоніді кадмію n-типу провідності при концентрації активних домішок менше 10^{17} см^{-3} [12, 18] спостерігали аномальні температурні залежності R_H , електропровідності σ і термо-ЕРС α , коли зі зниженням температури в області $160 \div 200 \text{ К}$ відбувається різкий спад електропровідності (до декількох порядків), а знаки коефіцієнту Холла і термо-ЕРС змінюються на протилежні (зразки n-типу провідності переходять в p-тип). З метою в'яснення причин виникнення аномальних залежностей $\sigma(T)$, $R_H(T)$ провели комплекс досліджень на зразках CdSb, легованих елементами III і VI груп в широких межах концентрацій та при різних методах обробки поверхні. Шліфування та полірування зразків при їх виготовленні в присутності води чи її парів, а також травлення ведуть до інверсії знаку R_H і α , а σ має різкий спад, що переходить на плато з пониженням температури. В такому випадку сильної різниці в поведінці зразків, легованих In і Te, а також Ga і Se не спостерігалось. Однак, коли зразки оброблялися без присутності води, то на температурних залежностях електропровідності і ефекту Холла для зразків CdSb<Te> і CdSb<In>, з являються суттєві відмінності. Енергетичний рівень

телуру в CdSb є глибоким з енергією активації $(0,12 \pm 0,01)$ eB [19], а рівень In – мілким з енергією активації значно меншою 0,09 eB. Детальне дослідження n-CdSb слабо легованих In і Te, показало, що під дією зовнішнього середовища, в якому проходить формування їх поверхні, в приповерхневій області досліджуваних зразків виникає шар р-типу провідності, який з об'ємом електронної провідності утворює р-n перехід. Зняття тонкого поверхневого шару n-CdSb збільшує електропровідність зразка. Хід кривих $\sigma(T)$ в низькотемпературній області приймає вигляд типовий для області „виснаження” мілкого домішкового рівня і „скачок” фактора анізотропії відсутній. З аналізу результатів можна зробити висновок, що полірування зразків у водяному середовищі збільшує ступінь впливу поверхні на їхні об'ємні властивості, і цей вплив тим більший, чим менший їх поперечний переріз. Приповерхневий шар граней (100) і (001) в р-CdSb<Te> дійсно збагачений дірками.

Анізотропія теплопровідності відрізняється від анізотропії електропровідності та термо-ЕРС, що слідує з досліджень нелегованих зразків р-CdSb. Якщо для електропровідності в домішковій області справедливе співвідношення $\sigma_{33} > \sigma_{11} > \sigma_{22}$, то для теплопровідності – $\chi_{33} \approx \chi_{22} > \chi_{11}$.

Дослідження впливу акцепторних (Ag, Au, Ge) та донорних (Al, In, Te) домішок на характер залежностей коефіцієнта термо-ЕРС від концентрації носіїв заряду для матеріалів р- і n-типу проведено в роботі [21]. На рис. 1.5 приведено залежності $|\alpha|$ від концентрації носіїв заряду в області виснаження домішок ($T = 200$ K). З рисунка видно, що у випадку р-CdSb залежність $|\alpha|$ від концентрації дірок (p) практично лінійна, а у випадку матеріалу n-типу на залежності $|\alpha| = f(n)$ є сходинка, що вказує на зростаючу роль в даному ефекті носіїв заряду (електронів) з великою масою густини станів (m_{nd}^*) при концентраціях електронів $n > 10^{17}$ см⁻³. Такий характер залежності $\alpha(p)$ і $\alpha(n)$ вказує на те, що у випадку матеріалу р-типу у провідності беруть участь, в основному, дірки однієї зони, тоді як у випадку матеріалу n-типу в

сильнолегованих зразках беруть участь в провідності носії заряду двох підзон зони провідності. Знайдені на підставі експериментальних даних значення ефективних мас і їх залежність від концентрації носіїв заряду дають можливість встановити причину значного відхилення даних, отриманих в роботах різних авторів [8, 18]. З аналізу вказаних робіт, найбільший збіг теоретично знайдених значень ефективних мас з їх експериментальними значеннями спостерігається в тому випадку, якщо експериментальна методика допускає проведення досліджень на зразках стехіометричного складу з концентрацією носіїв заряду, близькою до 10^{15} см^{-3} . Ефект збільшення значень ефективних мас густини станів і компонент тензора ефективних мас із зростанням концентрації носіїв заряду в легованих кристалах авторами [21] пов'язується з непараболічністю валентної зони CdSb.

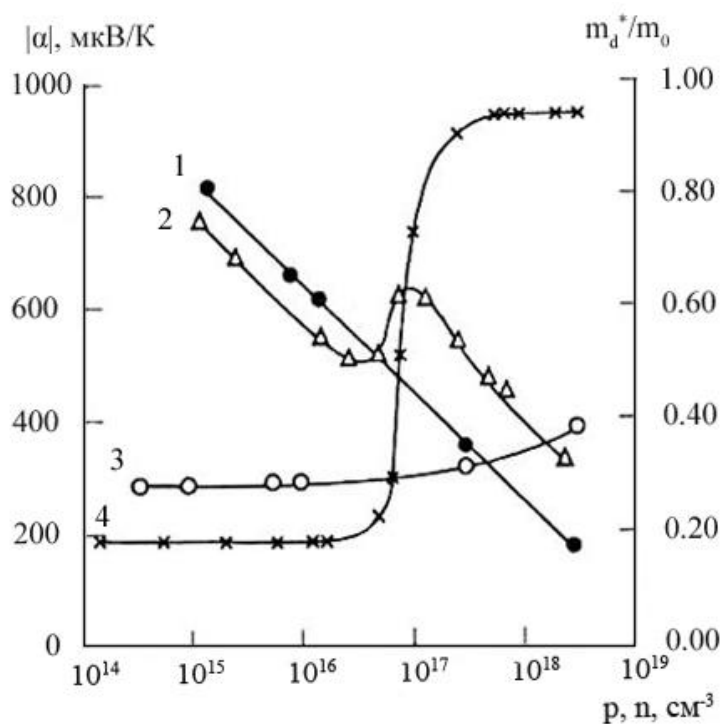


Рис. 1.5. Концентраційні залежності коефіцієнта термо-ЕРС

$$|\alpha| = f(p, n) \quad (1, 2) \text{ та ефективної маси густини станів}$$

$$m_d^*/m_0 = f(p, n) \quad (3, 4) \text{ в p- (1, 3) і n-CdSb (2, 4) при } T = 200 \text{ К}$$

Оптичні вимірювання, виконані на монокристалах CdSb показали, що величина оптичного поглинання досить мало змінюється в області від краю власного поглинання до 25 мкм. Довгохвильовий спад прозорості спостерігався при 32 мкм. Коефіцієнт відбивання на цій частині спектру майже сталий, коефіцієнт заломлення, обчислений з вимірів відбивання, при 11 мкм складає 4,05. Це відповідає діелектричній проникливості $\varepsilon = 16,4$. З оптичних вимірів поглинання було знайдено, що ширина забороненої зони при $T = 300$ К складає $E_g = 0,425$ еВ і залежить від досконалості кристалу. Визначені оптичні константи в області краю основного поглинання поляризованого світла, направлено вздовж трьох кристалографічних осей. Аналізуючи результати пропускання світла автори показали, що поглинання світла викликане непрямыми дозволеними невертикальними переходами, які, очевидно, проходять з участю фононів. Для всіх трьох поляризацій спостерігались три фонони з енергіями, що відповідали температурі 250, 730 і 1180 К. Анізотропія краю власного поглинання зумовлена різними значеннями матричних елементів, що визначають переходи для різних поляризацій.

Легування CdSb домішками III, VI груп може суттєво збільшити фоточутливість цього матеріалу. Визначені (номографічно) коефіцієнти поглинання α , з врахуванням багаторазових відбивань, для CdSb<Te> і <CdSb<In> з різними концентраціями домішок. Аналіз спектральних кривих підтвердив, що в CdSb<Te> мають місце непрямі переходи за участю декількох типів фононів, причому як ширина забороненої зони, так і енергії фононів, що приймають участь в непрямих переходах різні для різних кристалографічних напрямків [9]. Аналогічне анізотропне звуження забороненої зони, найбільше для напрямку [100], має місце і в CdSb<In> (з різним ступенем легування). Для CdSb<In> (при $n \leq 10^{17}$ см⁻³) спектральні криві поглинання для напрямків [010] і [001] в області непрямих переходів не відрізняються суттєво від кривих CdSb<Te> (з тим же n), однак для напрямку [100] з'являється, особливо

помітне при $T = 90$ К, додаткове поглинання з довгохвильової сторони від краю.

У роботі [19] показано, що легування CdSb телуrom привело до сильного зростання фоточутливості в області низьких температур. Охолоджені до 80 К фотоопори з n-CdSb, легованого телуrom, за чутливістю не поступаються перед відомими приймачами ІЧ-випромінювання на основі PbS і германію, легованого золотом і сурмою. Збільшення фотопровідності пояснюють тим, що розглядувані зміни у властивостях антимоніду кадмію зумовлені змінами характеру енергетичного спектру локальних центрів, що приводить до перерозподілу заряду між акцепторами і донорами. Охолодження кристалів CdSb+1%Te до азотних температур дозволяє виявити серію гострих максимумів фотопровідності в області 0,48-0,43 eV, зумовлених дискретними фоточутливими центрами, пов'язаними з переходами носіїв з центрів «пасток» поблизу валентної зони в зону провідності. Виникнення донорної смуги, яка складається з дискретних рівнів викликано утворенням хвостів густин станів поблизу дозволених зон, так як при концентрації введеного телуру в ґратку ймовірність виникнення сильних локальних взаємодій його з основними атомами вже достатньо висока.

Досліджена можливість застосування фотодіодів на основі CdSb<Te> як детекторів інфрачервоного випромінювання. Ними вперше був запропонований метод розплаву поверхневого шару напівпровідникового матеріалу імпульсом потужного лазерного випромінювання з наступною його реєстрацією для виготовлення р-n-переходів на монокристалах CdSb<Te>. При інтенсивному дослідженні фізичних основ процесу взаємодії лазерного випромінювання з напівпровідниками ця технологія може знайти свій розвиток і широке застосування для створення стійких і стабільних переходів. Вона істотно відрізняється від дифузійної, коли дифузійні процеси зумовлюють розмивання р-n-переходів і старіння приладів.

1.4. Радіаційні дефекти в кристалах CdSb

Особливістю власних дефектів ґратки монокристалів антимоніду кадмію є активна взаємодія їх з легуючими і неконтрольованими домішками [16]. Враховуючи, що технологія вирощування монокристалів антимоніду кадмію є ще не зовсім досконалою, то вже при невеликих дозах опромінення введені радіацією дефекти утворюватимуть з неконтрольованими домішками різні комплекси, що значно ускладнює одержання інформації про роль власних дефектів ґратки при визначенні фізичних властивостей даних напівпровідників. На даний час опубліковано порівняно дуже мало робіт по вивченню впливу опромінення на фізичні властивості антимонідів кадмію.

Опромінення p-CdSb γ -квантами ^{60}Co (інтегральна доза $0 \div 1,9 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$) веде до зменшення коефіцієнта Холла R_H і збільшення провідності кристалу ($\sigma = 0,299$ і $0,375 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ до і після опромінення відповідно, $T = 100 \text{ K}$) [22]. Зі збільшенням дози опромінення (до $1,9 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) провідність зменшується ($\sigma = 0,198 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $T = 100 \text{ K}$), а величина R_H зростає. Рухливість дірок при температурі $T = 100 \text{ K}$ зростає від $1640 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$ в неопроміненому матеріалі до $1930 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$ після опромінення (до $1,9 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$), подібно, як зростала рухливість зі збільшенням числа введених домішок. Збільшуючи дозу опромінення від $\approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до $\approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ зміна параметрів матеріалу відбувалась в зворотному порядку. Концентрація носіїв падала до величини $0,718 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, рухливість зменшувалась до $1520 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$, тобто ці параметри ставали меншими параметрів вихідного матеріалу. В неопроміненому матеріалі рухливість носіїв $\mu \sim T^{-1,40}$, після опромінення дозою 10^{16} см^{-2} – $\mu \sim T^{-1,40}$, а після опромінення дозою 10^{18} см^{-2} – $\mu \sim T^{-1,05}$. В матеріалі до опромінення розсіювання носіїв заряду відбувалося в основному на коливаннях ґратки, тоді як після опромінення дозою 10^{18} см^{-2} починало домінувати розсіювання на іонізованих домішках. У роботі [11] відмічався анізотропний характер зміни рухливості, який спостерігався з ростом

температури в CdSb ($1 < a < 1,4$ в залежності від кристалографічного напрямку). Температурна зміна рухливості, визначена авторами [22] після γ -опромінення антимоніду кадмію, показала, що на одному й тому ж кристалографічному напрямку a при γ -опроміненні кристалу змінюється від 1,05 до 1,4, що отримати в звичайних умовах в даному матеріалі неможливо. Анізотропія температурної залежності рухливості за даним кристалографічним напрямком „послаблюється” після опромінення.

У роботі [23] досліджувався вплив порівняно невеликих інтегральних потоків γ -квантів ^{60}Co (до 10^{18} см^{-2}) на п'єзоопір n-CdSb і швидких нейтронів (10^{15} см^{-2}) на явища переносу в антимоніді кадмію. Після γ -опромінення ^{60}Co ($\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$) коефіцієнти п'єзоопору стають залежними від прикладеної механічної напруги. Нелінійність залежності $\Delta\rho/\rho_0 = f(X)$ в області малих деформацій n-CdSb вказує на присутність глибоких рівнів в забороненій зоні. Аналіз залежності $n = f(10^3/T)$ показав, в результаті γ -опромінення ^{60}Co ($\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$) проявлявся глибокий рівень $E_C - 0,16 \text{ eV}$ радіаційних дефектів. Отримані дані [23] свідчать, що з допомогою опромінення можна в значних межах керувати тензочутливістю кристалів антимоніду кадмію.

При опроміненні більшими дозами γ -квантів ^{60}Co (до 10^{19} см^{-2}) [24] монокристалів CdSb р-типу провідності концентрація дірок при $T = 291 \text{ K}$ зменшується майже на порядок і досягає значення $7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а в області $T \approx 140 \text{ K}$ відбувається зміна знаку R_H незалежно від виду обробки поверхні зразка. Вища ніж при γ -опроміненні швидкість введення радіаційних дефектів швидкими реакторними нейтронами ($\Phi = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$), що призводить до утворення у р-CdSb глибоких донорів [24] з енергією іонізації (визначеною із залежності $n = f(10^3/T)$) рівною $E_C - 0,16 \text{ eV}$, які починають відпалюватися при температурі $80 \text{ }^\circ\text{C}$. Радіаційні дефекти в γ - і, особливо, нейтронно опромінених кристалах сильно впливають на край смуги власного поглинання, розмиваючи його, зменшують рухливість носіїв струму, особливо при низьких

температурах, знижують фоточутливість кристалів (рис. 1.6) і перерозподіляють максимуми фотопровідності, збільшуючи ймовірність фотопереходів в більш короткохвильовій частині оптичного спектру, яка відповідає області прямих переходів.

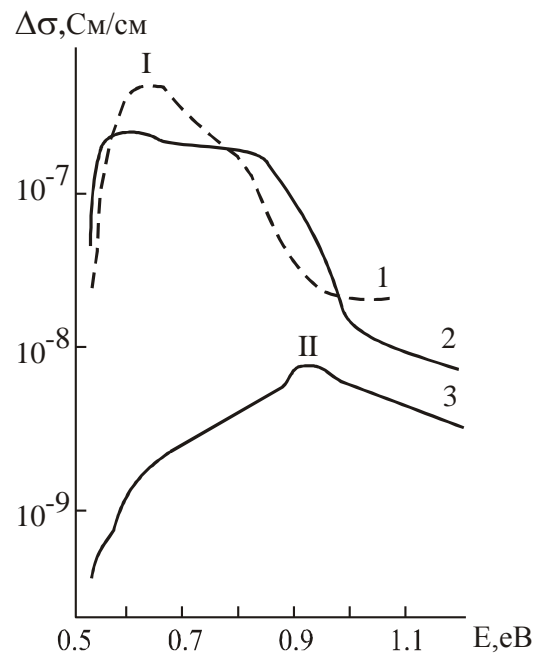


Рис. 1.6. Спектральний розподіл фотопровідності неопроміненого (1) і опроміненого CdSb при $T = 77$ К:

2 – γ -квантами ^{60}Co ($\Phi = 10^{19} \text{ см}^{-2}$);

3 – нейтронами ($\Phi = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$)

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ДОСЛІДЖЕННЯ КІНЕТИЧНИХ ЕФЕКТІВ В БАГАТОДОЛИННИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

2.1. Технологія одержання кристалів CdSb

Кристали CdSb вирощувались з розплаву очищеного порошку CdSb під тиском 180 ат. інертного газу в науково-дослідному Інституті монокристалів (м.Харків). Для покращення стехіометричного складу та зняття ростових напруг монокристали термохімічно оброблялись в парах сурми. Одержані таким способом кристали CdSb мають гексагональну ґратку.

Для досліджень використовувались леговані телуrom кристали CdSb<Te> вирощені таким самим методом. Легування здійснювалось додаванням порошку Te в порошок CdSb перед вирощуванням. Концентрація Te у вирощених кристалах становила 0,2 ат.%. Монокристали CdSb вирощені за методом Чохральського і легуванні телуrom до концентрації активної домішки $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Опромінення досліджуваних зразків проводилось від джерела ^{60}Co з інтенсивністю $6 \cdot 10^{12} \text{ } \gamma\text{-квант/см}^2$ різними дозами до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Можна вважати, що розподіл дефектів по всьому об'ємі кристалу був однорідним. Температура зразків при опроміненні становила 200-300К. Опромінення здійснювалось в ІЯД НАН України у вертикальному каналі атомного реактора ВВР-М. Температура опромінення не перевищувала 340 К. Повільні нейтрони вловлювались кадмієвим фільтром. В процесі розпаду U^{235} утворюються також γ -кванти. При інтегральній дозі нейтронів $\Phi=10^{18} \text{ см}^{-2}$ доза γ -квантів становила $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Середня енергія нейтронів дорівнювала 2 МеВ. Щоб зменшити радіоактивність до безпечного рівня, зразки витримувались в гарячих камерах 5-8 місяців.

2.2. Підготовка зразків до вимірювань

Для вивчення електрофізичних властивостей CdSb використовувались зразки у формі прямокутних паралелепіпедів з поверхнями паралельними (100), (010) і (001). Спочатку зразки для дослідження ефекту Холла виготовлялись у вигляді показаному на рис. 2.1а. Але в подальшому, виміри, проведені на зразках паралелепіпедної форми (рис. 2.2б) показали, що результати в обох випадках ідентичні. Це і дозволило нам використовувати зразки у формі паралелепіпедів, так як виготовлення їх значно простіше і завжди забезпечує хорошу плоскопаралельність бокових площин, а значить і однорідність перерізу.

Шліфівка проводилася абразивними матеріалами високої твердості у декілька етапів з подальшим зменшенням розмірів зерна абразива. Вирізані у передбачених експериментом напрямках зразки шліфувались спочатку порошком М20, а для чистової доводки використовували порошок М5. Механічною поліровкою завершували механічну обробку зразка, при якій використовували абразивний порошок з самими малими розмірами зерен. Потім зразки промивали у дистильованій воді та етиловому спирті - лише після цього зразки були готові до нанесення контактів.

На зразки наносились контакти з матеріалу індій. Виготовлені таким способом електричні контакти були омичними в широкому інтервалі напруг і температур.

Після перевірки контактів на омичність, до них підпаювались чистим індієм тонкі мідні провідники. Потім кінці зразка жорстко фіксувались в латунних цапфах епоксидною смолою. При цьому співвісність цапф і зразка забезпечувалась монтажем під мікроскопом ИЗА-2 на монтажному столикові, будова якого показана на рис. 2.2

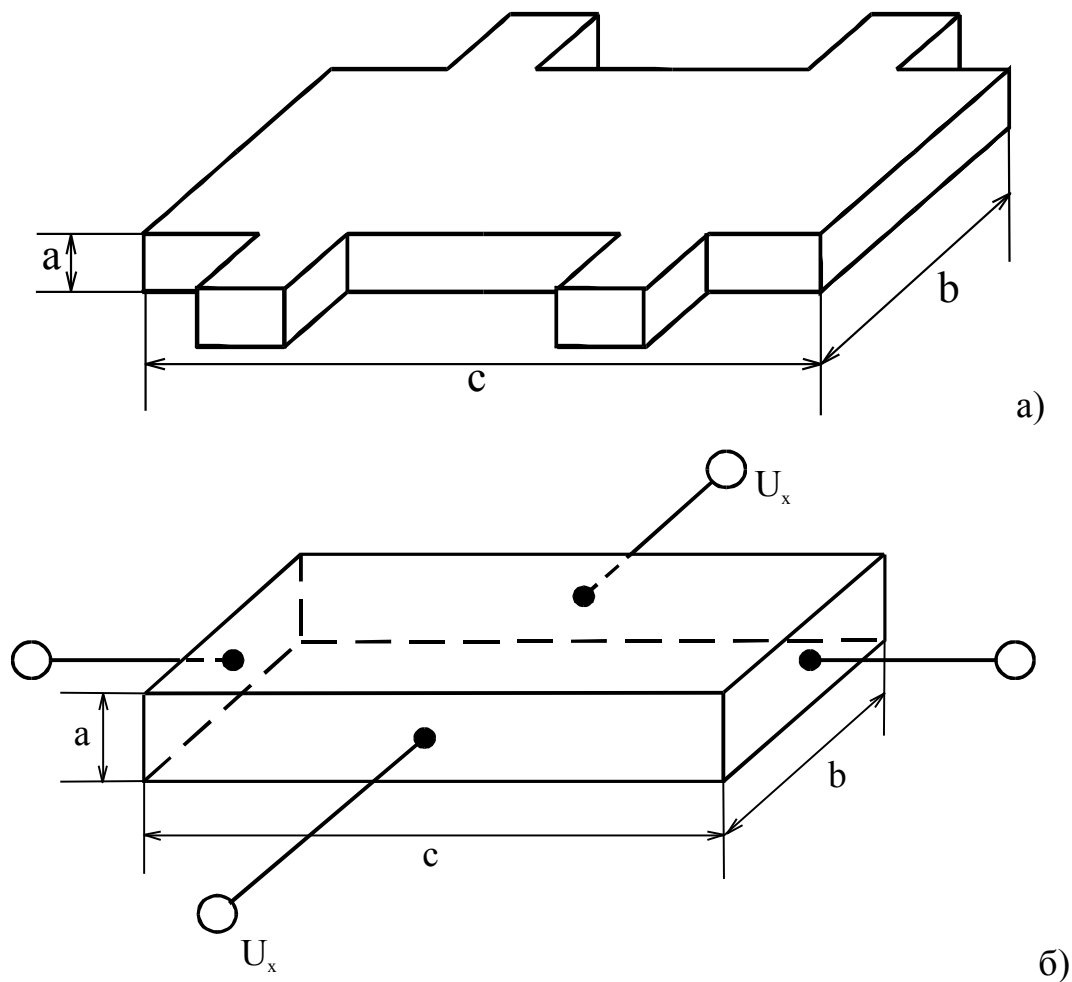


Рис. 2.1. Форма і розміри холлівських кристалів CdSb

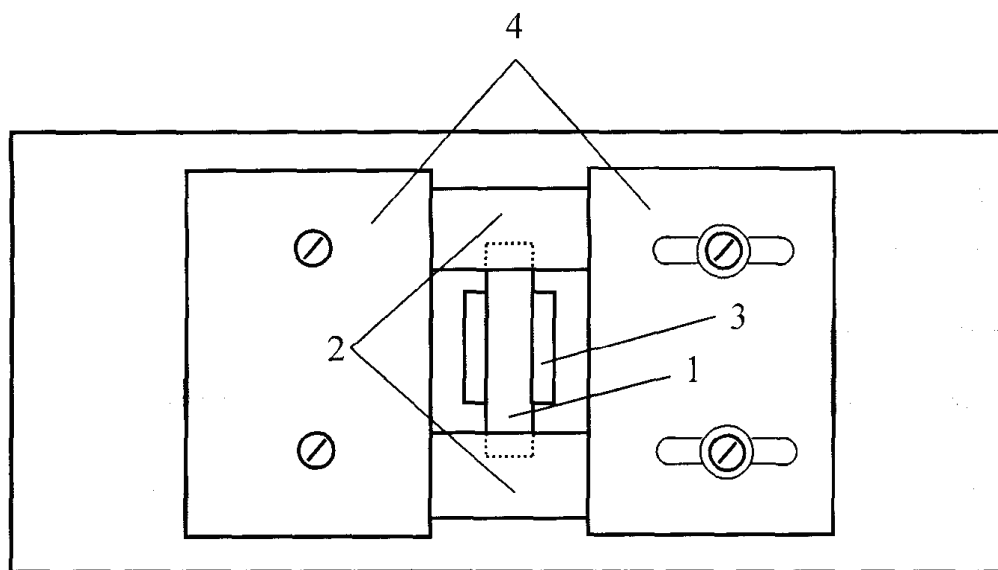


Рис. 2.2. Столик для монтажу зразків: 1- зразок, 2 – цапфи, 3 – підкладка для центрування зразка по висоті, 4 – шліфовані фіксуєчі пластини

Відстань між вимірювальними зондами на одній грані зразка становлять 3 мм. Струмові контакти наносились на торці зразка описаним вище методом. Після цього, перед вимірюваннями як струмові, так і холлівські контакти перевірялись на омичність.

Геометричні розміри зразків визначалися з допомогою мікроскопа з мікрометричним гвинтом ИЗА-2.

2.3. Вимірювання концентрації і рухливості носіїв заряду

Використовуючи ефект Холла, можна досить просто визначати тип провідності напівпровідника і його важливі параметри; концентрацію носіїв заряду і їхню рухливість. Температурні залежності останніх дозволяють знаходити ширину забороненої зони, енергію активації локальних рівнів, їхню концентрацію, визначати механізм розсіювання носіїв заряду.

Природним узагальненням отриманих у гідродинамічному наближенні виразів для \vec{E} і \vec{J} на випадок залежності часу релаксації електронів від енергії є введення в них фізичної магнітопровідності $\sigma(B)$ і холлівської рухливості $\mu_n(B)$. При цьому отримуємо:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_\Pi + \vec{E}_X, & \vec{E}_\Pi &= \frac{\vec{J}}{\sigma(B)}, & E_X &= \frac{\mu_{nX}}{\sigma(B)} \vec{J} B \\ \vec{J} &= \vec{J}_\Pi + \vec{J}_X + \vec{J}_1, & \vec{J}_\Pi &= \sigma \vec{E}, & \vec{J}_X &= -\sigma' \mu_{nX} \vec{E}, \\ \vec{J}_1 &= \sigma' \mu_{nX}^2 \vec{B} \left(\vec{B} \vec{E} \right), & \sigma' &= \sigma \frac{B}{1 + \mu_{nX}^2 B^2}. \end{aligned}$$

З порівняння цих виразів випливає, що облік залежності часу релаксації електронів від енергії у всіх формулах, отриманих на підставі, може бути проведений заміною в них σ на $\sigma(B)$ і комбінації величин μ_{nB} на $\mu_{nX}(B)$. Зокрема, одержуємо для довільного магнітного поля:

$$U_X = R_X \frac{IB}{c}, \quad U_l = \frac{1}{\sigma(B)} \frac{l}{bc} I, \quad R_X = -\frac{r_X}{en}$$

(інший вид коефіцієнта Холла $R_X = -\frac{r_X}{\sigma(B)}$, $\sigma(0) = \sigma = e\mu_n n$).

$$I_X = \mu_{nX} B \sigma' c U, \quad I_l = \sigma' \frac{lc}{a} U.$$

Для слабкого магнітного поля ($\mu_{nX} B \ll 1$)

$$I_X = \frac{a}{b} \mu_{nX} B I.$$

Початкові формули можна розглядати як феноменологічні вирази, що зв'язують густину струму з напруженістю електричних і магнітних полів у напівпровіднику з ізотропною провідністю. За допомогою цих формул вводяться дві величини: фізична магнітопровідність $\sigma(B)$ і холлівська рухливість $\mu_{nX}(B)$. Ці величини можна визначити з виміру ЕРС Холла U_X і спаду напруги U_l між двома точками в зразку. Таку ж можливість надає вимірювання струму Холла I_X і струму I_l .

Однак звичайно кінцевою метою холлівських вимірювань є визначення не магнітопровідності $\sigma(B)$ і холлівської рухливості $\mu_{nX}(B)$, а концентрації носіїв заряду n і їхньої рухливості провідності μ_n . Це можна зробити спираючись на мікротеорію, задачею якої є відшукування функціональних зв'язків μ_{nX} і μ_n , тобто величини r_X , а також зв'язків $\sigma(B)$ з μ_n і n . Вид цих зв'язків залежить від структури енергетичних зон напівпровідника, механізмів розсіювання носіїв заряду і, нарешті, величини магнітного поля.

Для сферичних ізоенергетичних поверхонь результати рішення названої задачі вже приведені для двох випадків: постійного часу релаксації і довільного магнітного поля і часу релаксації, що залежить від енергії, але в слабкому магнітному полі. У першому випадку: $r_X = 1$, а $\sigma(B) = \sigma(0) = e\mu_n n$

Енергетична структура зон провідності і валентної звичайно є більш складною. Так, у зоні провідності кремнію існує шість розташованих у

напрямах $\{100\}$ мінімумів енергії (долин). Ізоенергетичні поверхні являють собою еліпсоїди обертання. Подібна картина реалізується й у зоні провідності германію. Валентні зони цих напівпровідників вироджені й у них існують дірки двох типів – важкі і легкі.

Складна енергетична структура може привести, а може і не привести до анізотропії провідності, ефектів Холла і магнітоопору, або частини з них. Необхідно знати, яка з цих ситуацій реалізується, причому у випадку анізотропії протікання струму не може бути охарактеризовано введенням тільки двох величин: $\mu_{nX}(B)$ і $\sigma(B)$ і приведені вище формули для ЕРС і струму Холла незастосовні. У випадку ізотропії вони застосовні, але для знаходження μ_n і n потрібно знати зв'язок цих величин з $\mu_{nX}(B)$ і $\sigma(B)$.

Виходячи тільки із симетрії кристалу, можна показати, що при слабкому магнітному полі провідність і ефект Холла в кубічному кристалі ізотропні і незалежно від орієнтації зразка і магнітного поля щодо кристалографічних осей справедливі формули. Тому холлівські вимірювання з наступною обробкою результатів по формулах можна проводити для будь-якої орієнтації зразка щодо кристалографічних осей і магнітного поля. Нагадаємо, що до кубічних кристалів відносяться: кремній, германій, арсенід галію, що мають широке застосування в техніці.

Зовсім інше ситуація реалізується для кубічного кристала і поля, яке не можна вважати слабким, а також кристалів більш низької симетрії і поля довільної величини.

Для багатодолинних напівпровідників з кубічними ґратками й енергетичними поверхнями у виді еліпсоїда обертання, що реалізується в зоні провідності германію і кремнію, при слабкому магнітному полі.

$$r_X = r'_X \frac{3K(K+2)}{(2K+1)^2},$$

де K – відношення повздовжньої і поперечної ефективних мас, що входять у рівняння ізоенергетичних поверхонь. При розсіюванні на деформаційному акустичному потенціалі в германію $r_X = 0,93$; у кремнію $r_X = 1,03$.

З записаних вище формул для напівпровідника електронної провідності легко одержати формули у випадку напівпровідника діркової провідності. Для цього в них потрібно n замінити на p , а e на $-e$. Після цього у формули замість характерної безрозмірної комбінації $\mu_{nX}(B)$ увійде $\mu_{pX}(B)$, а коефіцієнт Холла буде задаватися виразом:

$$R_X = \frac{r_{pX}}{ep},$$

де μ_{pX} – холлівська рухливість; r_{pX} – Холл-фактор; p – концентрація дірок.

Знаки ЕРС і струму Холла в дірковому напівпровіднику протилежні таким в електронному. Це дозволяє за знаком цих величин визначати тип провідності напівпровідника. Іншу просту можливість визначення типу провідності представляє вимірювання термо-ЕРС.

У напівпровіднику, наприклад у германію і кремнію, можуть існувати носії заряду одного знаку, але з різними рухливостями. Валентні зони цих напівпровідників вироджені, у них є важкі і легкі дірки. Найпростіший облік наявності дірок двох типів складається в незалежному записі густини струму дірок кожного типу, а потім їхньому додаванні. Мала кількість високорухливих легких дірок слабо позначається на провідності, сильніше на ефекті Холла і дуже сильно на ефекті магнітоопору.

Відзначимо, що в біполярних напівпровідниках ефект Холла може супроводжуватися істотною зміною концентрації електронно-діркових пар. Неврахування цієї обставини може привести до помилок в інтерпретації експериментальних результатів.

2.4. Дослідження електричних і гальваномагнітних властивостей антимоніду кадмію

Для дослідження концентрації носіїв заряду і холлівської рухливості кристалів CdSb<Te> використовували холлівську установку, типова схема якої

зображена на рис. 2.3. Вимірювання проводились в інтервалі температур 78-300 К. В установці використовували магніт, який дозволяв отримувати постійне магнітне поле з індукцією до $B = 0,9$ Тл. Живлення такого магніту здійснювали випрямлячем постійного струму, з стабілізацією поданої на випрямляч напруги. Для контролю струму живлення електромагніту використовували аналоговий амперметр. Напругу на зразку вимірювали універсальним вольтметром В7-16. холлівську напругу U_x реєстрували цифровим вольтметром В7-21А.

Через стабілізатор струму (СС) з генератора струму (ГС) контрольований міліамперметром струм за допомогою перемикача Π_2 підводився до першого або другого зразка, вирізаного з того ж кристала досліджуваного матеріалу (рис. 2.3). Можливість пропускання струму в прямому та зворотньому напрямі забезпечувалась перемиканням Π_1 . При цьому вимірювана холлівська різниця потенціалів знімалась з відповідних бокових зондів перемикачем Π_3 і подавалася на універсальний вимірювальний прилад (УВП), в якості якого використовувався цифровий комп'ютерний вольтметр.

Вимірювання холлівської напруги дозволяло визначити тип провідності напівпровідника і його важливі параметри: концентрацію носіїв заряду і їх рухливість. З аналізу температурної залежності останніх знаходили термічну ширину забороненої зони, енергії іонізації локальних рівнів, їх концентрацію, а також визначали механізми розсіювання вільних носіїв заряду.

Обчислення та розрахунки результатів вимірювання концентрації носіїв заряду, їх рухливості і провідності напівпровідника проводились за добре апробованою методикою.

Як відомо, для довільного магнітного поля:

$$U_H = R_H \frac{IB}{a}, \quad U_\sigma = \frac{1}{\sigma(B)} \cdot \frac{c}{ba} I, \quad R_H = \frac{1}{en},$$

де U_H та U_σ – спади напруг між відповідними контактами;

R_H – коефіцієнт Холла;

a , b – товщина та ширина зразка, відповідно;

c – відстань між боковими контактами;

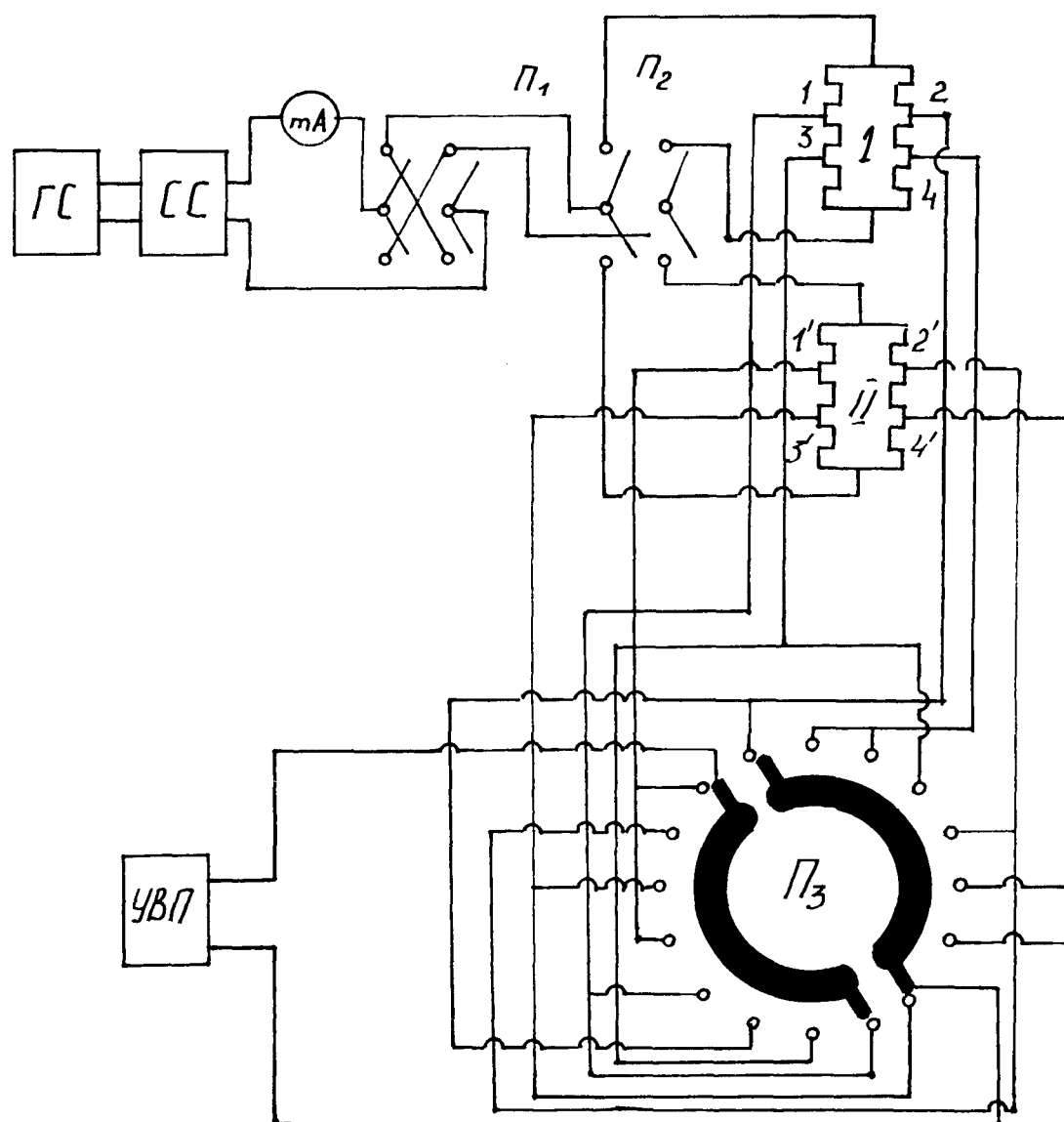


Рис. 2.3. Електрична схема холлівської установки. ГС – генератор струму, СС – стабілізатор струму, УВП – універсальній вимірювальній прилад

I – сила струму;

B – індукція магнітного поля;

n – концентрація носіїв заряду.

Холл-фактор приймався рівний одиниці. Використовуючи формули (2.1-2.3) можна показати, що:

$$n = \frac{IB}{eU_H a}.$$

З (2.2) знаходимо $\sigma(B)$:

$$\sigma(B) = \frac{cI}{baU_\sigma}.$$

Врахувавши інший вигляд для коефіцієнта Холла $R_H = \frac{\mu_{nH}}{\sigma(B)}$ одержимо вираз для визначення рухливості:

$$\mu_{nH} = \frac{1}{en} \sigma(B).$$

Ці вирази застосовувалися для підрахунків результатів вимірювання концентрації носіїв заряду (n), їх рухливості (μ) і провідності напівпровідника (σ).

Вимірювальна установка дозволяла також проводити автоматичний запис залежності U_x від температури. Для цього використовувався двохкоординатний самописець «XY-recorder» ПДА1, на «Y» – клеми якого подавалася напруга досліджуваного сигналу, а на «X» – клеми подавався сигнал від термопари. Такий запис полегшував і прискорював виміри, а в деяких випадках він давав можливість зафіксувати і дослідити швидкоплинні ефекти.

Оскільки при подібних вимірах під дією температури значення концентрації і рухливості носіїв заряду могло змінюватися на декілька порядків, то зразки живилися від стабілізатора струму Б5-47 (Б5-49, Б5-50), який забезпечував стабілізацію струму незалежно від опору зразка. Значення струму встановлювали 2-4 мА.

РОЗДІЛ 3

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ Й ОБҐРУНТУВАННЯ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕННЯ

3.1. Вплив γ -опромінення на електричні властивості кристалів *n*- CdSb<Te>

Особливістю власних дефектів решітки кристалів CdSb є активна взаємодія їх з легуючими і неконтрольованими домішками [16]. Оскільки технологія вирощування даного типу напівпровідників є недосконалою, то при невеликих дозах опромінення наведені радіацією дефекти утворюватимуть з неконтрольованими домішками різні комплекси, що значно ускладнює одержання інформації про роль власних дефектів решітки при визначенні фізичних властивостей напівпровідників CdSb. При великих дозах опромінення концентрація радіаційних дефектів перевищуватиме концентрацію неконтрольованих домішок і роль власних радіаційних дефектів у визначенні фізичних властивостей напівпровідника стає домінуючою.

Поява радіаційних дефектів в CdSb змінює його електричні властивості. Вивчення природи радіаційних пошкоджень в антимоніді кадмію є самостійною великою задачею. Перетворення первинних радіаційних дефектів у більш складні порушення починаються тільки з їх деякої концентрації і обумовлено кількістю існуючих дефектів, швидкістю утворенням нових і температурою, при якій відбувається опромінення кристалу [22].

Проводились дослідження радіаційних дефектів у легованих телуrom кристалах антимоніду кадмію до та після значних доз опромінення γ -квантами ^{60}Co на основі вивчення температурних залежностей електропровідності, коефіцієнта Холла. Електричне поле прикладалося вздовж кристалографічного напрямку [010] (умови $\vec{j} \parallel [010]$). Перед вимірюваннями кристали полірувались мікронною алмазною пастою і травились в травнику – суміші концентрованих H_2O_2 , $\text{HF}(70\%)$, HCl і гліцерину (10:3:1:6). Це здійснювалось для зняття

приповерхневого шару, який в багатьох випадках міг впливати на результати об'ємних досліджень [25].

За рахунок мілких акцепторів з енергіями 3,65 і 6,2 меВ, зв'язаних з вакансіями кадмію (V_{Cd}) [16], нелеговані кристали CdSb мають p -тип провідності. Для таких кристалів спостерігаються незначні зміни питомої електропровідності $\sigma = f(1000/T)$ у всьому інтервалі температур $T = (78 \div 300)$ К [22, 24, 26].

Донорні домішки, зокрема телур, активно взаємодіє з V_{Cd} . Леговані телуrom кристали CdSb<Te> при $T = 300$ К мали n -тип провідності і значення питомої електропровідності $\sigma \approx 2,63 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ (крива 1 рис. 3.1). При зниженні температури до $T = 78$ К значення σ зменшилося майже на чотири порядки, до $3,3 \times 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$. Опромінення γ -квантами ^{60}Co дозами 10^{18} см^{-2} призводить до зростання, як при кімнатній так і азотних температурах, до зростання питомої електропровідності $\sigma \approx 8,44$ і $7 \times 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, відповідно (крива 2 рис. 3.1). Температурний хід кривих 1 і 2 рис. 3.1 $\sigma = f(1000/T)$ суттєво відрізняється від аналогічної залежності для p -CdSb, що не містить телур. Таке зростання σ на декілька порядків із ростом температури можливе із появою у n -CdSb<Te> додаткових носіїв у зоні провідності E_C , які внаслідок температурного збудження переходять з дефектних рівнів забороненої зони.

Для знаходження положення енергетичних рівнів дефектів, було побудовано в напівлогарифмічному масштабі температурні залежності коефіцієнта Холла $R_H = f(1000/T)$ (рис. 3.2). Експоненціальний характер залежності 1 (рис. 3.2) показав, що при легуванні телуrom утворюються дефекти донорного типу з енергією іонізації рівною $E_C - 0,12$ еВ (визначеною як $\Delta E \propto \Delta \ln R_H / \Delta(1/T)$ із цієї залежності). Після опромінення γ -квантами ^{60}Co дозами 10^{18} см^{-2} n -CdSb<Te> хід $R_H = f(1000/T)$ змінюється і на температурній залежності проявляється глибокий рівень $E_C - 0,16$ еВ радіаційних дефектів (крива 2 рис. 3.2).

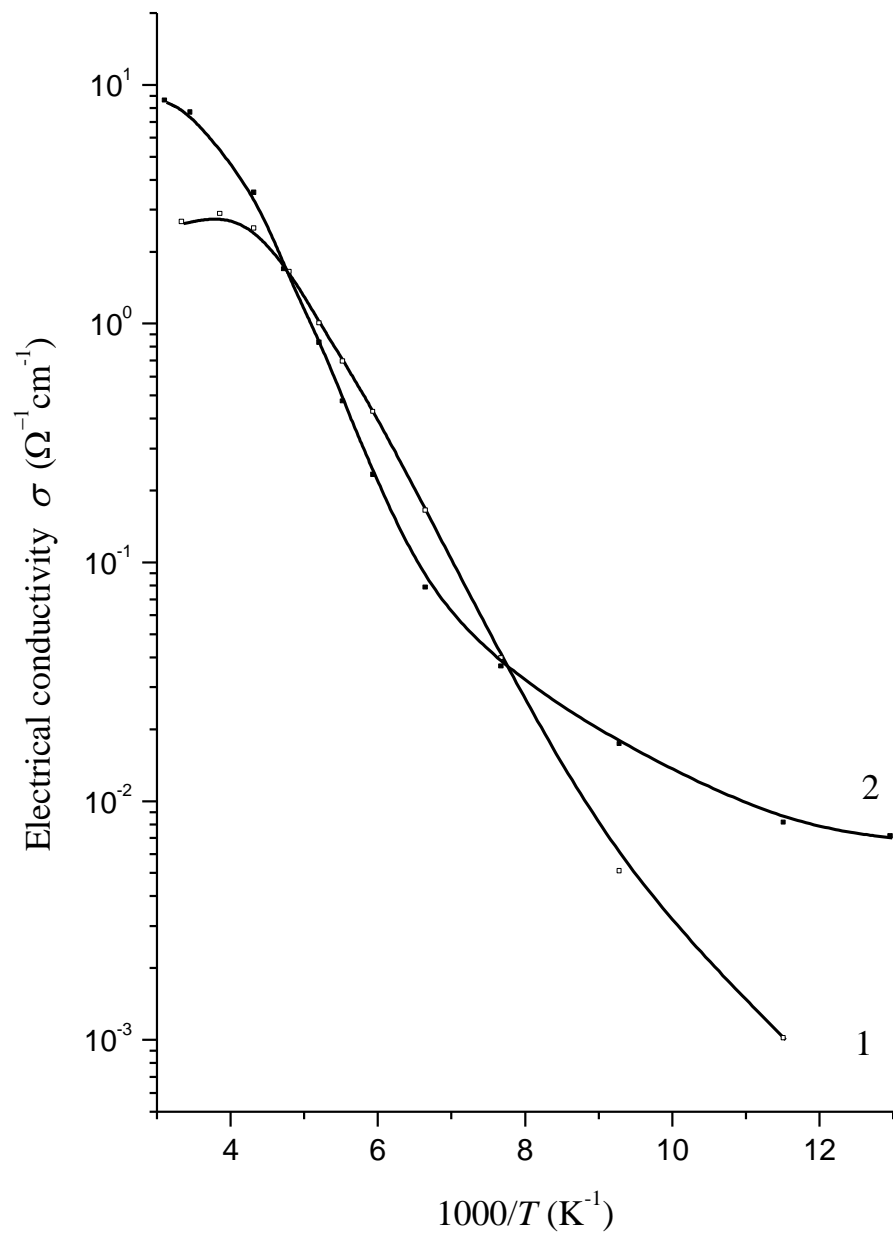


Рис. 3.1. Температурні залежності питомої електропровідності $\sigma = f(1000/T)$ у кристалах $n\text{-CdSb}\langle\text{Te}\rangle$:

1 – неопромінену з $E_C = 0,12$ eВ;
 2 – γ -опромінену ($\Phi = 10^{18}$ см⁻²) з $E_C = 0,16$ eВ

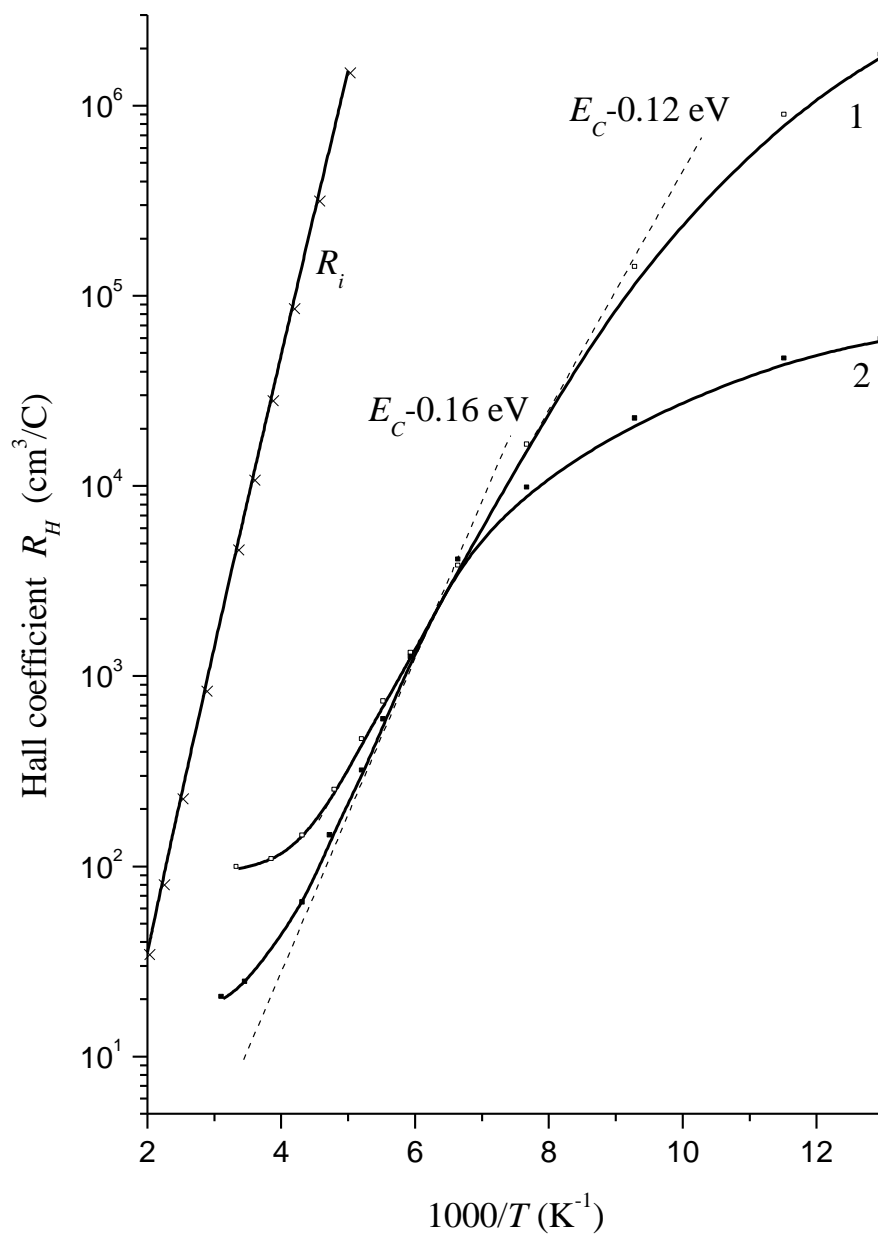


Рис. 3.2. Температурні залежності коефіцієнта Холла

$$R_H = f(1000/T) \text{ у кристалах } n\text{-CdSb}\langle\text{Te}\rangle:$$

1 – неопромінену з $E_C = 0,12 \text{ eV}$;

2 – γ -опромінену ($\Phi = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) з $E_C = 0,16 \text{ eV}$

Введення донорів з $E_C - 0,16$ еВ спостерігали автори [24], але при нейтронному опроміненні p -CdSb дозою 2×10^{18} см⁻². Тому можна вважати, що за донори з енергетичними рівнями $E_C - 0,16$ еВ, що вводяться незалежно від виду опромінення і типу легуючих домішок, відповідальні власні дефекти решітки. Такими дефектами можуть бути міжвузлові атоми кадмію (Cd_i), вакансії сурми (V_{Sb}) або комплекси з неконтрольованих домішок і вакансій. Атоми Cd дуже рухомі [16] і при невеликому збільшенні температури (до 100⁰ С), що має місце при опроміненні, виходять на поверхню та інші стоки, утворюючи скупчення чи рекомбінують із V_{Cd} .

Крім змін концентрації носіїв струму після легування Te і γ -опромінення, спостерігається зменшення їх рухливості μ , що свідчить про появу додаткових механізмів розсіяння носіїв. Температурні залежності холлівської рухливості носіїв струму $\mu_H = f(T)$ в логарифмічному масштабі ($\mu \propto T^{-\lambda}$) в неопромінених і опромінених CdSb-кристалах наведені на рис. 3.3.

У неопроміненому n -CdSb<Te> (крива 1) при $T = 180 \div 300$ К $\mu_n \propto T^{-1,28}$, тоді як після γ -опромінення ($\Phi = 10^{18}$ см⁻²) (крива 2) $\mu_n \propto T^{-0,79}$. Характер зміни $\mu_H = f(T)$ свідчить, про важливу роль розсіяння носіїв струму на іонізованих домішках після опромінення.

Рухливість електронів в легованих та опромінених кристалах n -CdSb в області високих і тим більше низьких температур визначається розсіюванням їх на компенсованих (заряджених) акцепторах та іонізованих донорах, концентрація яких після опромінення сильно зростає. При цьому рухливість електронів залежить від концентрації розсіюючих заряджених центрів N і може бути виражена формулою:

$$\mu_n \propto \frac{1}{N} T^{-\frac{3}{2}}. \quad (3.1)$$

У частково компенсованому напівпровіднику n -типу провідності (при $n > p$) практично всі акцептори заповнені електронами ($N_a^- = N_a$). Тому, як слідує з

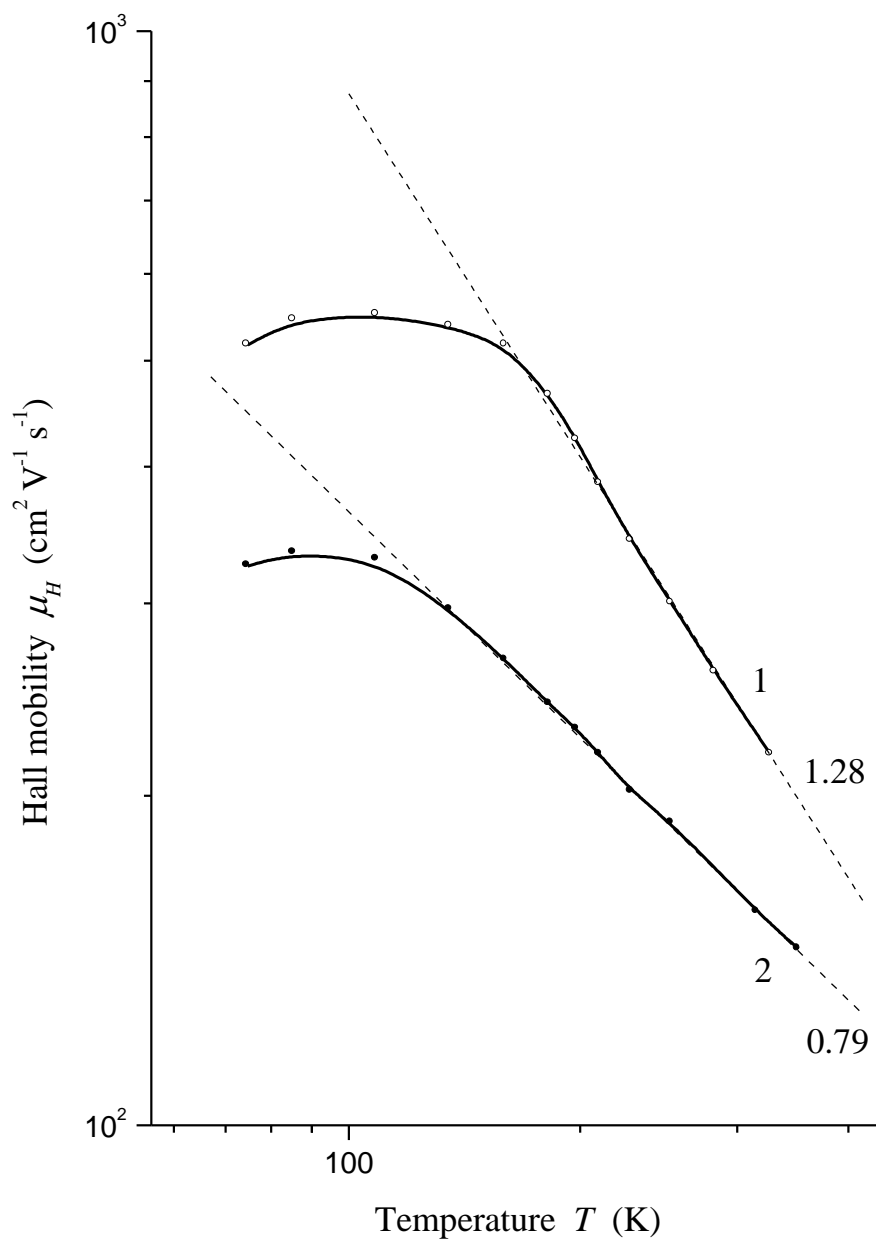


Рис. 3.3. Температурні залежності холлівської рухливості носіїв струму $\mu_H = f(T)$ у кристалах $n\text{-CdSb}\langle\text{Te}\rangle$:

1 – неопроміненому з $E_C - 0,12$ eВ;

2 – γ -опроміненому ($\Phi = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) з $E_C - 0,16$ eВ

умови електронейтральності (в області температур, в якій донори іонізовані), концентрація усіх розсіюючих центрів визначатиметься:

$$N = N_d^+ + N_a^- = 2N_a + n. \quad (3.2)$$

Підставляючи (3.2) в (3.1), одержано:

$$\mu_n \propto \frac{1}{2N_a + n} T^{-\frac{3}{2}}. \quad (3.3)$$

Використовуючи формулу (3.3), можна пояснити збільшення рухливості електронів в легованих і опромінених зразках зі зниженням температури. При зниженні температури концентрація електронів зменшується за експоненціальним законом (рис. 3.2), що і зумовлює збільшення рухливості електронів. Невелику зміну μ_n в інтервалі 200÷78 К (рис. 3.3), очевидно, можна пояснити домінуючим розсіюванням електронів на полях механічних напруг створених радіаційними дефектами. При такому виді розсіювання μ_n мало залежить від температури.

Поява радіаційних дефектів у n -CdSb<Te> змінює його електричні властивості. Після γ -опромінення спостерігається збільшення концентрації електронів. Перетворення первинних радіаційних дефектів у більш складні порушення починаються тільки з їх деякої концентрації і обумовлено кількістю існуючих дефектів, швидкістю утворенням нових і температурою, при якій відбувається опромінення кристалу.

3.2. Визначення рівня Фермі у кристалах n -CdSb<Te> з глибокими енергетичними рівнями

У теорії зонної структури, яка використовується у фізиці твердого тіла для аналізу енергетичних рівнів у твердому тілі, рівень Фермі можна вважати гіпотетичним енергетичним рівнем електрона, таки м, що в термодинамічній рівновазі цей енергетичний рівень мав би 50 % ймовірність бути зайнятим у

будь-який момент часу. Положення рівня Фермі по відношенню до зонних енергетичних рівнів є вирішальним фактором у визначенні електричних властивостей.

Рівень Фермі в основному використовується у фізиці твердого тіла при вивченні електронів у напівпровідниках, і його точне використання необхідно для опису зонних діаграм у пристроях, що містять різні матеріали з різними рівнями легування. У галузі фізики та техніки напівпровідників енергія Фермі часто використовується для позначення рівня Фермі [27, 28].

Легування напівпровідників призводить до появи домішкових рівнів, що може значно змінювати положення рівня Фермі. При низьких температурах у напівпровідниках з донорною домішкою і відповідним їй рівнем, рівень Фермі знаходиться посередині між рівнем донорної домішки і дном зони провідності. Зміна температури напівпровідника спричиняє зміщення рівня Фермі щодо його початкового положення.

Введення дефектів у кристалічну ґратку змінюють важливі характеристики зонної структури напівпровідників, а тому вивчення проблем штучного створення матеріалів з прогнозованими характеристиками є важливим при конструюванні різного роду напівпровідникових пристроїв.

У напівпровідниках енергія Фермі визначається умовою розподілу електронів по рівнях енергії валентної зони E_V , зони провідності E_C і дискретних рівнях локалізованих станів. Такий розподіл електронів по станах описується рівнянням електронейтральності:

$$n + n_d - p - p_a = N_d - N_a = N_d', \quad (3.4)$$

де n – концентрація електронів в зоні провідності; p – концентрація дірок у валентній зоні; $n_d = N_d - N_d^+ = N_d - p_d$ і $p_a = N_a - N_a^- = N_a - n_a$ – концентрації електронів на донорному і дірок, що знаходяться на акцепторному рівнях.

Для визначення положення рівня Фермі, необхідно виразити величини n , n_d , p , p_a через E_F . Розв'язок такого рівняння дозволить визначити положення

рівня Фермі в загальному випадку. Коли ж концентрації донорної N_d і акцепторної N_a домішки значно відрізняються, то напівпровідник поводить себе як напівпровідник з одним типом домішки.

У роботі [29] було зроблено оцінку температурної залежності положення рівня Фермі для кристалів n -CdSb<Te> з наявними глибокими енергетичними рівнями $E_C - 0,12$ еВ і $E_C - 0,16$ еВ. Для таких напівпровідникових кристалів n -типу провідності, що містить донорну домішку ($N_d \gg N_a$) з енергетичним рівнем E_d ($N_d \neq 0, N_a = 0$), рівняння електронейтральності (3.4) приймає вид:

$$n + n_d - p = N_d, \quad \text{або} \quad n = p + N_d^+. \quad (3.5)$$

При низьких температурах електрони в зоні провідності E_C з'являються тільки за рахунок іонізації атомів домішки. Тоді в формулі (3.5) можна знехтувати p концентрацією дірок у валентній зоні:

$$n + n_d = N_d, \quad \text{або} \quad n = p_d. \quad (3.6)$$

Виразивши у формулі (3.6) величини n і p_d через E_F , одержано рівняння для знаходження рівня Фермі, коли основну роль відіграє іонізація домішки ($p \ll N_d^+$ і $n = N_d^+$)

$$E_F = E_d + kT \ln \left[\frac{1}{4} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_C} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right)} - 1 \right) \right]. \quad (3.7)$$

Розглядаючи у формулі (3.7) граничні випадки низьких температур, коли виконується

$$\frac{8N_d}{N_C} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right) \gg 1$$

і у випадку зростання температури ($N_C \gg 8N_d$)

$$\frac{8N_d}{N_C} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right) \ll 1,$$

положення рівня Фермі від 0 К до температури насичення T_n визначається:

$$E_F = \frac{E_C + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_d}{2N_C}\right) \quad (3.8)$$

$$i \quad E_F = E_C + kT \ln \left(\frac{N_d}{N_C} \right). \quad (3.9)$$

При рості температури $T \geq T_n$ збільшується концентрація дірок і може стати порівняна з концентрацією електронів. У цьому випадку рівняння (3.5) має вигляд:

$$n = p + N_d$$

і є справедливим, коли домішка повністю іонізована. Рівень Фермі в області від T_n і вище ($N_a^- = N_a$ і $n \geq N_a$) описується:

$$E_F = E_C + kT \ln \left[\frac{N_d}{2N_C} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}} \right) \right]. \quad (3.10)$$

Аналізуючи граничні умови у виразі (3.10),

$$\frac{4n_i^2}{N_d^2} \ll 1 \quad i \quad \frac{4n_i^2}{N_d^2} \gg 1,$$

положення рівня Фермі визначається аналогічно як у (3.9):

$$E_F = E_C + kT \ln \left(\frac{N_d}{N_C} \right),$$

що відповідає області виснаження домішки ($n = N_d$, $p = \frac{n_i^2}{N_d}$), та як у випадку

власного напівпровідника ($n = p = n_i$):

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_V}{N_C} \right). \quad (3.11)$$

Для n -CdSb<Te> в досліджуваному діапазоні температур спостерігається прояв глибоких рівнів (рис. 3.4а і 3.5а), що ускладнює розрахунок $E_F(T)$. Вважаючи, що концентрація донорів у n -CdSb<Te> неопромінену має значення $N_d \approx 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.4а), а для γ -опроміненого – $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 3.5а), розраховано значення $E_F(T)$ при граничних умовах (криві 1-3 рис. 3.4б і 3.5б) за формулами (3.8) для залежності 1; (3.9) – 2; (3.11) – 3.

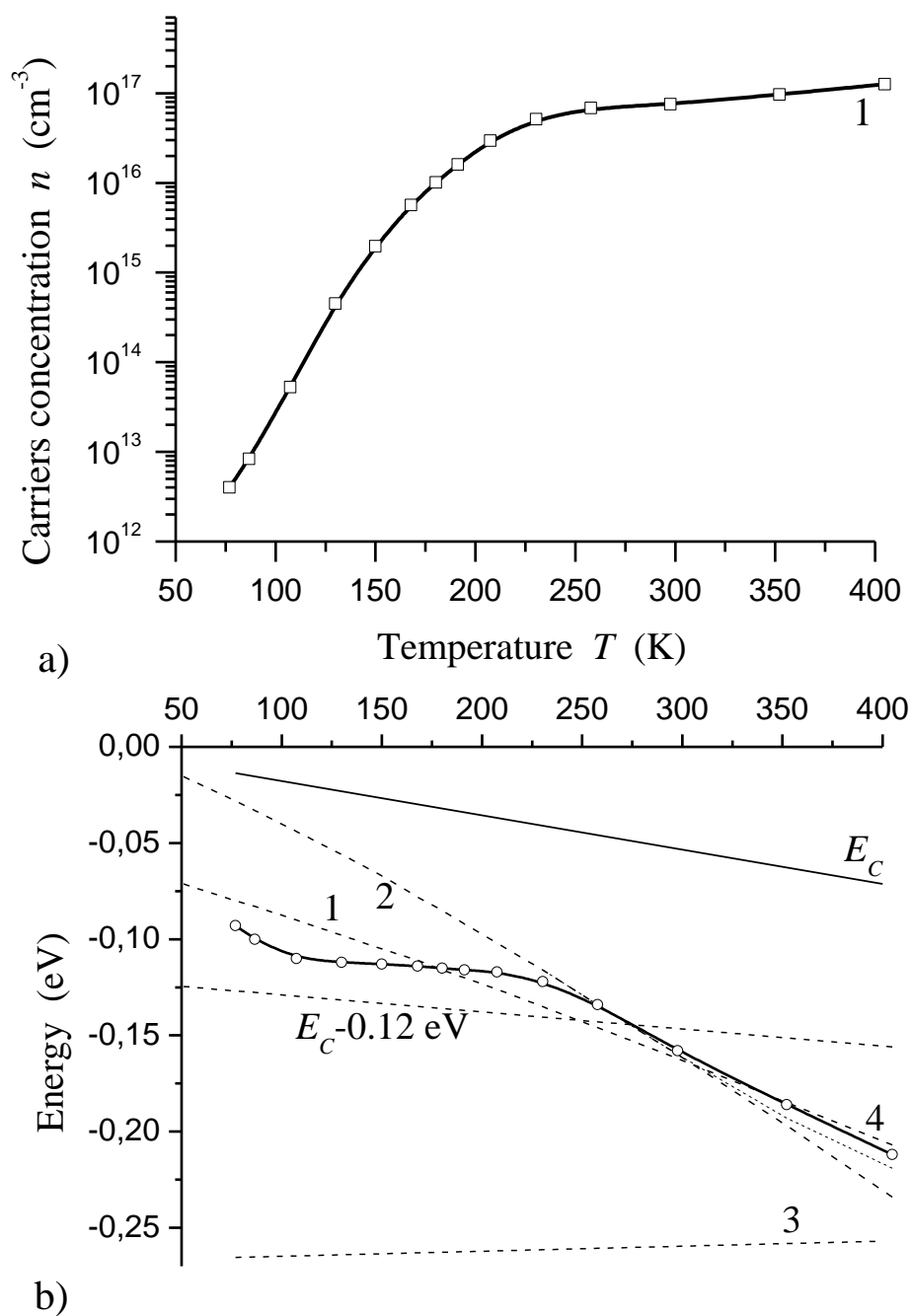


Рис. 3.4. Температурні залежності в неопроміненному n -CdSb<Te> (а) концентрації носіїв струму $n = f(T)$ і (б) рівня

Фермі $E_F = f(T)$:

1-3 – граничні умови;

4 – положення E_F

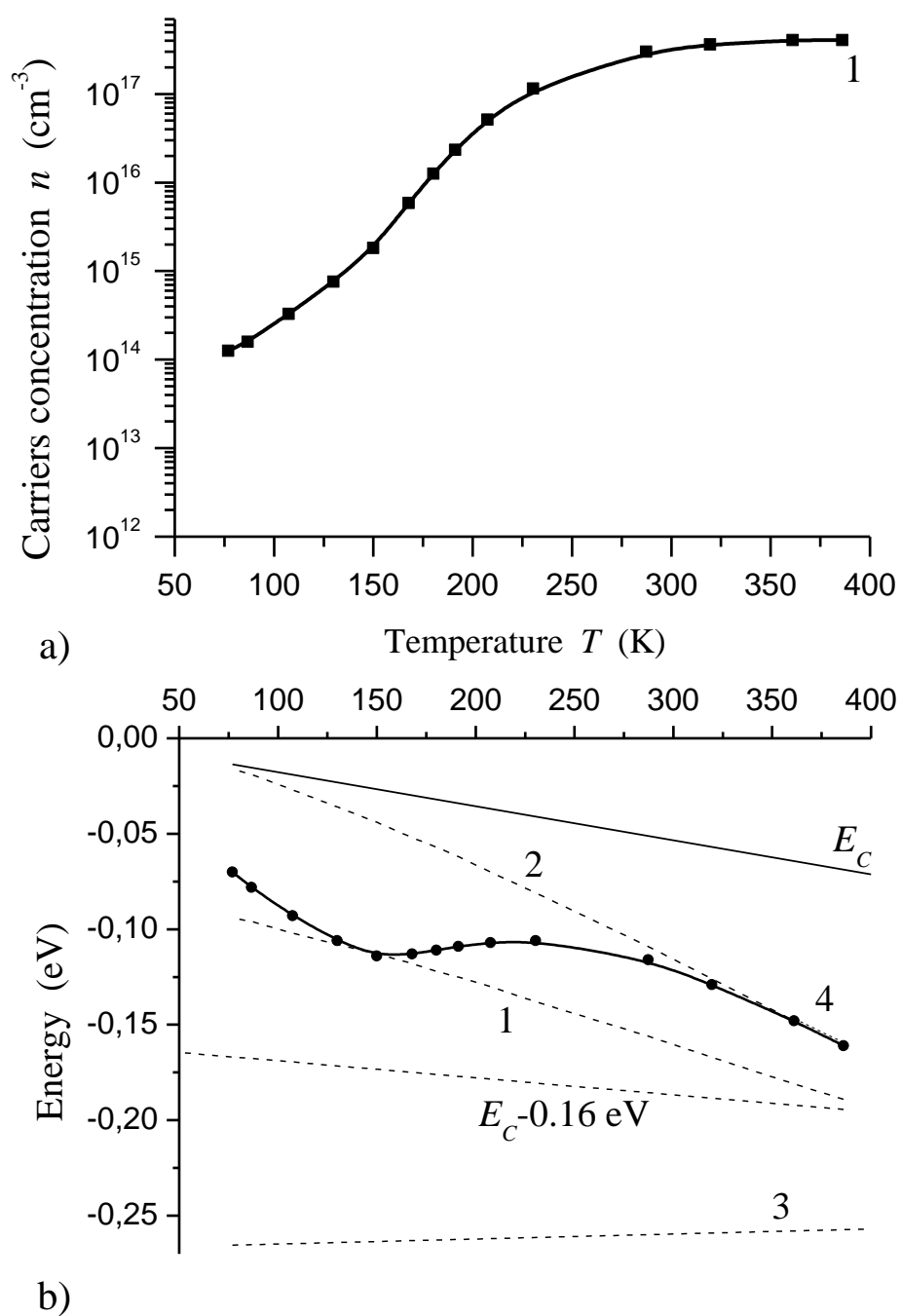


Рис. 3.5. Температурні залежності в γ -опромінену ($\Phi = 10^{18}$ см⁻²) n -CdSb<Te> (а) концентрації носіїв струму

$$n = f(T) \text{ і (б) рівня Фермі } E_F = f(T):$$

1-3 – граничні умови;

4 – положення E_F

Ефективні густини станів в зоні провідності і у валентній зоні відповідно дорівнюють:

$$N_C = 2,510 \cdot 10^{19} M \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} = 4,472 \cdot 10^{18} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ см}^{-3},$$

$$N_V = 2,510 \cdot 10^{19} M \left(\frac{m_p^*}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} = 8,216 \cdot 10^{18} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ см}^{-3},$$

де $M = 2$ – число екстремумів зон; $m_n^* \approx 0,2 m_0$ і $m_p^* \approx 0,3 m_0$ – ефективні маси густини станів відповідно електронів та дірок [21].

Для діапазону температур близьких до власної ($T \approx 300$ К), оцінено можливий вклад власної провідності. Для цього розраховано температурну залежність концентрації власних носіїв струму:

$$n_i = n = p = (N_C N_V)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

з урахуванням температурної зміни ширини забороненої зони $E_g(T) = 0,535 - 3,56 \cdot 10^{-4} T$ еВ [30].

Розраховані залежності $E_F(T)$ (криві 4 рис. 3.4б) для неопромінених кристалів CdSb<Te> n -типу провідності можна умовно поділити на три температурні діапазони: область низьких температур, область виснаження домішки та область високих температур. Для першого температурного діапазону ($T < 230$ К) середня енергія теплових коливань решітки значно менша за ширину забороненої зони E_g , внаслідок чого ці коливання не можуть забезпечити суттєвого збудження електронів валентної зони E_V та їх перехід у зону провідності E_C . Однак цієї енергії достатньо для збудження та переходу в зону провідності носіїв заряду з глибоких енергетичних рівнів. Тому в діапазоні низьких температур відбувається збудження практично лише домішкових носіїв заряду з $E_C - 0,12$ еВ.

З підвищенням температури концентрація носіїв струму в зоні провідності збільшується, а на глибоких рівнях зменшується – вони

виснажуються. При повному виснаженні домішки ($T \approx 250$ K) концентрація носіїв в зоні провідності стає практично рівною концентрації донорної домішки. При подальшому підвищенні температури ($T > 300$ K) починається більш інтенсивне збудження власних носіїв, в результаті чого рівень Фермі наближається до середини забороненої зони.

Дещо інший хід залежності $E_F(T)$ (крива 4 рис. 3.5б) одержано для γ -опроміненого ($\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$) $n\text{-CdSb}\langle\text{Te}\rangle$. У даному випадку спостерігається лише дві чітко виражені області. У першій (при відносно низьких температурах), як для $n\text{-CdSb}\langle\text{Te}\rangle$ до опромінення, відбувається збудження носіїв заряду з глибокого рівня, а у другій (при $T > 230$ K) починається його виснаження. Наявність зсуву температури переходу від першої до другої області для опромінених кристалів в порівнянні з неопроміненими в область вищих температур пояснюється іонізацією глибокого рівня $E_C - 0,16$ eV при вищих температурах, а ніж для рівня $E_C - 0,12$ eV.

3.3. Інноваційні напівпровідникові технології в автотранспорті

Розвиток технологій безпосередньо пов'язаний із станом та розвитком науки, а саме актуальністю проблем, зацікавленістю науковців до їх вирішення і наявність матеріально-технічної бази для реалізації досліджень. У наукометричній базі Scopus відображено понад 12 тис. наукових публікацій пов'язаних з технологіями в автомобільному транспорті. Більше половини з усіх публікацій припадає на країни у яких на високому рівні розвинена автомобільна промисловість і, які є однозначними лідерами по впровадженню інноваційних технологій в автомобільні вузли та системи. Серед передових країн (рис. 3.6): США, Китай, Індія, Великобританія тощо. Тоді як внесок українських науковців становить усього 30 публікацій.

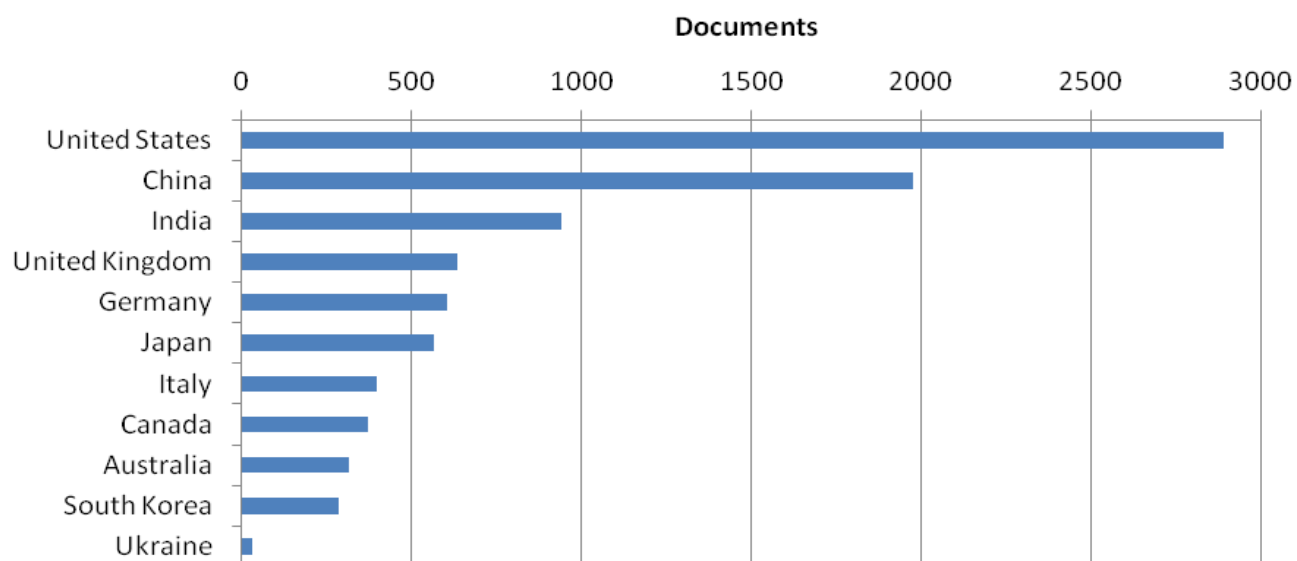


Рис. 3.6. Діаграма країн із найбільшою кількістю публікацій та України

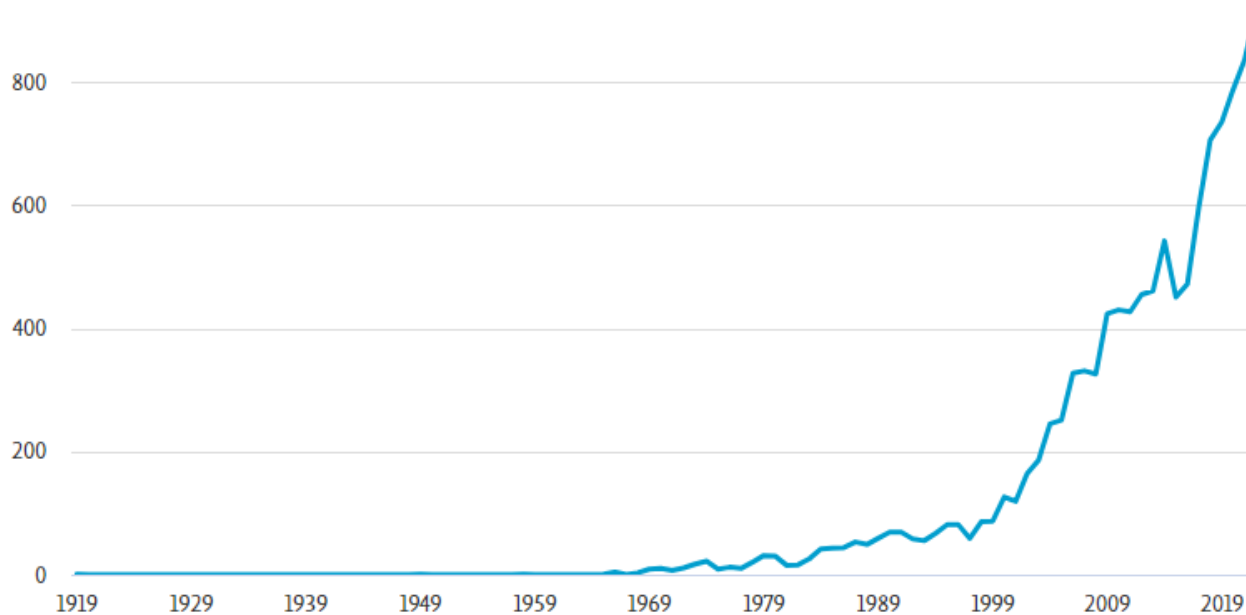


Рис. 3.7. Публікації за роками

Щорічна кількість публікацій (рис. 3.7) суттєво залежить від впровадження у виробництво інноваційних результатів наукових досліджень. Кількісне зростання публікацій у період 1965-2000 рр., пов'язане з стрімким розвитком напівпровідникової електроніки, а значне збільшення у 2000-их рр. із впровадженням цифрових технологій і широким використанням компонентів на їх основі у різних електронних системах автомобілів [31].

Поява і розвиток напівпровідникових матеріалів призвело до суттєвого прогресу та інновацій у електронних системах автомобільного транспорту. Починаючи з 1959 р. розпочато широке впровадження наукових результатів в області напівпровідникової електроніки і їх використання стрімко зростає щороку. Найбільш актуальні і вагомі результати цих доробок відображено в понад як 1 200 працях (1959-2024 рр.) [32] у найцитованіших роботах наукометричної бази даних Scopus.

У такому розвиненому бізнесі, як ринок ламп, нові функції ламп, такі як зменшення споживання ртуті, можуть призвести до конкурентної переваги і нових програм досліджень люмінофору. Нові багатообіцяючі розробки, такі як електролюмінесцентні повноколірні дисплеї або синій (лазерний) діод, викликали потреби та численні дослідницькі зусилля в лабораторіях по всьому світу. Пряме перетворення електроенергії на світло кидає виклик поточним концепціям і може врешті змінити спосіб освітлення приміщень, фар автомобілів чи світлофорів, а також спосіб відображення відеоінформації. Глибоке розуміння взаємодії світла та матерії разом із передовою хімією матеріалів є ключем до покращених і нових продуктів освітлення та дисплеїв [33] (1 174 цитувань).

Розвиток методів обробки сигналів разом із прогресом у технології напівпровідників міліметрового діапазону (mm-wave) відіграє ключову роль в автомобільних радарних системах. Розроблено різні методи обробки сигналів, щоб забезпечити кращу роздільну здатність і продуктивність оцінки в усіх параметрах вимірювання: дальності, кутах азимута місця та швидкості цілей, що оточують транспортні засоби. У статті [34] (597 цитувань) узагальнено різні

аспекти техніки обробки сигналів автомобільних радарів, включаючи дизайн сигналу, можливі архітектури радарів, алгоритми оцінки, компроміс між складністю і роздільною здатністю реалізації та адаптивну обробку для складних середовищ, а також унікальні проблеми, пов'язані з автомобільними радарями, наприклад виявлення пішоходів.

Окрім графену все більше уваги дослідників зараз звертається до «інших 2D-матеріалів», таких як MoS_2 , і NbSe_2 . Більшість досліджень цих матеріалів зосереджено на їх трибологічному застосуванні: MoS_2 найбільш відомий сьогодні як високоефективне сухе мастило для застосувань у надвисокому вакуумі та в автомобільних двигунах. У звіті [35] (390 цитувань) авторами описано останні досягнення в галузі одношарових пристроїв на основі MoS_2 і пов'язаних із ним напівпровідників TMD (Transition Metal Dichalcogenide), які можуть мати електричні властивості на тому ж рівні, що й інші, більш відомі напівпровідникові матеріали. Це дозволило швидко просунутися в цій галузі та супроводжувалося демонстраціями основних цифрових схем і транзисторів, що працюють у технологічно релевантному гігагерцевому діапазоні частот, показуючи, що рухливість матеріалів MoS_2 і TMD є достатньо високою, щоб забезпечити роботу пристрою на таких високих частотах. Усі результати [35] показують, що MoS_2 і TMD є перспективними матеріалами для електронних та оптоелектронних застосувань.

Напівгейслери були б важливими термоелектричними матеріалами через їх високу температурну стабільність і велику кількість, якби їхню безрозмірну термоелектричну добротність (ZT) можна було зробити досить високою. За допомогою нанокompозитного підходу з використанням кульового млину та гарячого пресування авторами [36] (357 цитувань) досягнуто піку ZT 0,8 при 700°C , що приблизно на 60 % вище, ніж найкраще зареєстроване значення 0,5, і може бути достатньо для розгляду при рекуперації відпрацьованого тепла у вихлопних системах автомобіля. Поліпшення відбувається за рахунок одночасного збільшення коефіцієнта Зеебека і значного зниження

теплопровідності завдяки наноструктурам. Подальше покращення ЗТ очікується, коли середні розміри зерен будуть меншими за 100 нм.

Для вирішення проблем безпеки в системах автономного водіння нещодавно розроблено набір методів тестування для автоматичної генерації штучних сцен водіння, щоб збагатити набір тестів, наприклад, генерувати нові вхідні зображення, перетворені з вихідних. Однак цих методів недостатньо через два обмеження: по-перше, багатьом таким синтетичним зображенням часто бракує різноманітності сцен водіння, і, отже, це ставить під загрозу результативність і надійність. По-друге, для систем, заснованих на машинному навчанні, невідповідність між навчанням і областю застосування може різко погіршити точність системи, так що необхідно перевіряти вхідні дані для підвищення надійності системи. Авторами [37] (338 цитувань) впроваджено DeepRoad, щоб протестувати три добре відомі системи автономного водіння на основі DNN (Deep Neural Networks) у змаганні з безпілотними автомобілями Udacity. Експериментальні результати демонструють, що DeepRoad може виявляти тисячі неузгоджених дій цих систем і ефективно перевіряти вхідні зображення, щоб також потенційно підвищити надійність системи.

ВИСНОВКИ

1. Введення радіаційних дефектів в кристалічну ґратку антимоніду кадмію змінює його електрофізичні властивості і дає можливість керувати ними. Особливістю власних дефектів решітки кристалів CdSb є активна взаємодія їх з легуючими і неконтрольованими домішками.

2. За побудованими в напівлогарифмічному масштабі температурними залежностями коефіцієнта Холла $R_H = f(1000/T)$, визначено як $\Delta E \propto \Delta \ln R_H / \Delta(1/T)$, енергії іонізації 0,12 і 0,16 еВ утворених дефектів у n -CdSb<Te>;

3. Видалення електронів із зони провідності зумовлене утворенням радіаційних дефектів з глибоким рівнем в забороненій зоні кристала. За донори з енергетичними рівнями $E_C - 0,16$ еВ, що вводяться незалежно від виду опромінення і типу легуючих домішок, відповідальні власні дефекти решітки.

4. Аналіз оцінки $E_F(T)$ показує, що для n -CdSb температура насичення (виснаження) T_n і температура переходу від виснаження домішки до власної провідності суттєво залежить від типу і кількості домішок. Для коректної оцінки положення рівня Фермі необхідним є детальний аналіз процесів утворення вільних носіїв струму, впливу неосновних носіїв струму, врахування іонізацію основної речовини.

5. Аналіз досліджень напівпровідникових технологій в автотранспорті дає можливість зрозуміти, які сучасні виклики стоять перед науковцями і які можливі шляхи їх подолання. Дана тематика є актуальною і потребує подальших комплексних наукових досліджень, як у фундаментальному так і прикладному аспектах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Хансен М., Андерко К. Структура двойных сплавов. М. : Металлургиздат, 1962. С. 464–467.
2. Almin K. E. The Crystal Structure of CdSb and ZnSb. *Acta Chem. Scand.* 1948. Vol. 2. P. 400–407.
3. Маник О. М. Багатофакторний підхід у теоретичному матеріалознавстві. Чернівці : Прут, 1999. 432 с.
4. Anatyshuk L. I., Manik O. N. A Combined Approach for Thermoelectric Material Parameters Calculation. 1. Methods of Simulation in Physics-chemical Systems. *J. of Thermoelectricity.* 1994. № 1. P. 56–62.
5. Manik O. N. Comprehensive Approach to Calculating Thermoelectric Material Parameters. 2. Chemical Bond. Molecular Models. *J. of Thermoelectricity.* 1994. № 1. P. 63–72.
6. Anatyshuk L. I., Manik O. N. Comprehensive Approach to Calculating the Thermoelectric Material Parameters. 3. Chemical Bond and the Zone Structure in Thermoelectric Materials Crystals. *J. of Thermoelectricity.* 1994. № 2. P. 36–49.
7. Manik O. N., Yeremenko O. I. Solid Solutions of Cadmium and Zinc Antimonides. Chemical Bond (Review). *Phys. Chem. Solid State.* 2008. Vol. 9, № 3. P. 454–465.
8. Tovstyuk K. D., Bercha D. M., Pankevich Z. V., Rarenko I. M. Piezoresistance of Cadmium Antimonide. *Phys. Status Solidi (b).* 1966. Vol. 13, № 1. P. 207–214.
9. Берча Д. М., Борец А. Н., Гертович Т. С. [и др.]. Край поглощения в области непрямых переходов и зонная структура CdSb. *Физика твердого тела.* 1970. Т. 12, № 8. С. 2397–2406.
10. Kawasaki T., Tanaka T. Galvanomagnetic Effects in Cadmium Antimonide. *J. Phys. Soc. Japan.* 1966. Vol. 21, № 12. P. 2475–2485.
11. Гусев С. М. Анизотропия электрических свойств CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1963. Т. 8. С. 883–888.

12. Андроник И. К., Арушанов З. К. Электрические свойства кристаллов CdSb, легированных индием и медью. *Физика и техника полупроводников*. 1968. Т. 2, № 6. С. 869–873.
13. Зарубін Л. І., Іскра В. Д., Неміш І. Ю. Про анізотропію коефіцієнта Холла в р-CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1967. Т. 12, № 11. С. 1918–1921.
14. Андроник И. К., Арушанов Э. К., Емельяненко О. В., Наследов Д. Н. Электрические свойства легированных кристаллов CdSb при низких температурах. *Физика и техника полупроводников*. 1968. Т. 2, № 9. С. 1248–1252.
15. Justi E., Lautr G. Uber dee Storstellen und Eigenhalbleitung Intermetallischer Verbindungen. *Z. Naturforschg.* 1952. Vol. 7a. P. 191–200.
16. Лазарев В. Б., Шевченко В. Я., Гринберг Я. Х., Соболев В. В. Полупроводниковые соединения группы $A^{II}B^V$. М. : Наука, 1978. 256 с.
17. Раренко И. М., Семизоров А. Ф., Мельничук И. В. [и др.] Электрические свойства CdSb, легированного элементами IV группы. *Физика и техника полупроводников*. 1974. Т. 8, № 7. С. 1395–1397.
18. Гусев С. М., Ракин Г. В. Термоэлектрические свойства CdSb, легированного элементами I, III, IV, VI групп. *Физика твердого тела*. 1962. Т. 4, № 3. С. 2328–2337.
19. Зарубин Л. И., Миселюк Е. Г., Раренко И. М. Об энергетическом положении донорного уровня теллура в CdSb. *Физика и техника полупроводников*. 1967. Т. 1, № 10. С. 1587–1589.
20. Раренко И. М., Семизоров А. Ф., Слынько В. В. [и др.]. Анизотропия кинетических и магнитных свойств CdSb, легированного Ge. *Изв. АН СССР. Неорганические материалы*. 1977. Т. 13, № 5. С. 743–746.
21. Семизоров А. Ф. Об анизотропии термо ЭДС CdSb. *Термоэлектричество*. 2004. № 2. С. 25–29.
22. Ракин Г. В., Устьянов В. И. Электрические свойства антимонида кадмия, облученного γ -квантами. *Радиационная физика неметаллических кристаллов* : труды совещания. К. : Наук. думка, 1967. С. 265–269.

23. Доскоч В. П., Панкевич З. В., Семизоров А. Ф., Тимощук В. С. Влияние γ -облучения на эффект пьезосопротивления антимионида кадмия, легированного индием. *Радиационные эффекты в полупроводниковых соединениях*. К. : ИЯИ АН УССР, 1976. С. 42–43.

24. Федосов С. А., Давидюк Г. Е., Божко В. В. [и др.]. Влияние радиационных дефектов на некоторые электрические и оптические свойства монокристаллов антимионида кадмия. *Неорганические материалы*. 1996. Т. 32, № 11. С. 1333–1337.

25. Гертович Т. С., Никулина В. Г., Семизоров А. Ф. [и др.]. Влияние адсорбции на электрические свойства CdSb. *Физическая электроника*. 1973. № 6. С. 52–58.

26. Федосов С. А., Замуруева О. В., Захарчук Д. А., Сахнюк В. Є., Панасюк Л. І. Рівень Фермі в кристалах антимионіду кадмію при наявності радіаційних дефектів. *Наукові нотатки*. 2022. № 73. С. 143–148.

27. Chattopadhyay D., Rakshit P.C. *Electronics (Fundamentals and Applications)*. 7ed. New Delhi : New Age International, 2006.

28. Balkanski M., Wallis R.F. *Semiconductor Physics and Applications*. New York : OUP Oxford. 2000.

29. Федосов В., Замуруева О. Визначення рівня Фермі у кристалах n -CdSb<Te> з глибокими енергетичними рівнями. *Актуальні проблеми розвитку природничих та гуманітарних наук* : VII Міжнар. наук.-практ. конф. молодих учених, студ. та асп., 10 лист. 2023 р., м. Луцьк, Україна : зб. матеріалів. Луцьк, 2023. С. 159–160.

30. Abraham A. Photoelectric Effect in CdSb. *Czech. J. Phys.* 1965. Vol. 15, № 2. P. 138–140.

31. Трофімчук А., Федосов С. Передові інноваційні технології в автомобільному транспорті. *Інноваційні технології в транспорті та механічній інженерії* : III студ. наук.-техн. конф., 16 лист. 2023 р., м. Луцьк, Україна : тези доп. Луцьк : ЛНТУ, 2023. С. 73–76.

32. Федосов В., Трофімчук А., Замуруєва О. Напівпровідникові матеріали в автомобілях. *Інноваційні технології в транспорті та механічній інженерії* : III студ. наук.-техн. конф., 16 лист. 2023 р., м. Луцьк, Україна : тези доп. Луцьк : ЛНТУ, 2023. С. 71–73.

33. Jüstel T., Nikol H., Ronda C. New developments in the field of luminescent materials for lighting and displays. *Angewandte Chemie - International Edition*. 1998. Vol. 37, № 22. P. 3084–3103.

34. Patole S.M., Torlak M., Wang D., Ali M. Automotive Radars: A review of signal processing techniques. *IEEE Signal Processing Magazine*. 2017. Vol. 34, № 2. P. 22–35, 7870764.

35. Lembke D., Bertolazzi S., Kis A. Single-layer MoS₂ electronics. *Accounts of Chemical Research*. 2015. Vol. 48, № 1. P. 100–110.

36. Yan X., Joshi G., Liu W., et al. Enhanced thermoelectric figure of merit of p-type half-heuslers. *Nano Letters*. 2011. Vol. 11, № 2. P. 556–560.

37. Zhang M., Zhang Y., Zhang L., Liu C., Khurshid S. Deeproad: GaN-based metamorphic testing and input validation framework for autonomous driving systems. *33rd ACM/IEEE International Conference on Automated Software Engineering (ASE 2018)* : Proceedings. 2018. P. 132–142.

АНОТАЦІЯ

Федосов В. С. Рівень Фермі в кристалах n -CdSb з глибокими енергетичними рівнями. – Рукопис.

Робота на здобуття освітнього ступеня «Магістр» за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія». – Волинський національний університет імені Лесі Українки, Міністерство освіти і науки України, Луцьк, 2023.

Проведено дослідження впливу радіаційних дефектів у легованих телуром кристалах антимоніду кадмію до та після високих доз опромінення γ -квантами ^{60}Co на основі вимірів та аналізу температурних залежностей електропровідності, ефекту Холла в діапазоні температур (78 ÷ 295) К. Виявлено, що γ -опромінення великими дозами призводить до значних змін електрофізичних властивостей.

За результатами температурних залежностей концентрації носіїв струму досліджено зміни положення рівня Фермі у кристалах n -CdSb, легованих домішками Te, до і після опромінення γ -квантами ^{60}Co . Розглянуто особливості положення рівня Фермі від температури в області домішкової та власної провідності.

Проаналізовано публікації авторитетних світових науковців пов'язані з інноваційними напівпровідниковими технологіями для автомобільного транспорту. Це створює розуміння формування підтримки та розвитку цього напрямку у світі і в Україні, визначення перспектив нових досліджень.

Ключові слова: антимонід кадмію, легування, домішки, концентрація носіїв, рівень Фермі, гамма-опромінення, радіаційні дефекти.

ABSTRACT

Fedosov V. S. Fermi level in n -CdSb crystals with deep energy levels. – Manuscript.

Thesis for the degree of Master in speciality 104 «Physics and Astronomy». – Lesya Ukrainka Volyn National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Lutsk, 2023.

The effect of radiation defects in tellurium-doped cadmium antimonide crystals of before and after high doses of ^{60}Co γ -quanta irradiation was studied on the basis of measurements and analysis of temperature dependences of electrical conductivity, Hall effect in the temperature range (78 ÷ 295) K. Gamma-irradiation with high doses leads to significant changes in electrophysical properties.

Changes in the position of the Fermi level in n -CdSb crystals doped with Te impurities before and after irradiation with ^{60}Co γ -quanta are studied based on the results of the temperature dependences of the current carrier concentration. The features of the position of the Fermi level as a function of temperature in the region of impurity and intrinsic conductivity are considered.

The publications of authoritative world scientists related to innovative semiconductor technologies for motor vehicles were analyzed. This creates an understanding of the formation of support and development of this direction in the world and in Ukraine, and determining the prospects for new research.

Key words: cadmium antimonide, doping, impurities, carrier concentration, Fermi level, gamma radiation, radiation defects.