

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Фізичний факультет

Кафедра загальної фізики

На правах рукопису

Фотоіндукована деградація в системі CuS-CdSe

Напрямок: 6.040203 – фізика

Кваліфікаційна робота бакалавра

Краська Дмитра Олександровича

Науковий керівник:

доктор фіз.-мат. наук, доцент

Оліх Олег Ярославович

Київ – 2019

АНОТАЦІЯ

Красько Дмитро Олександрович. Фотоіндукована деградація в системі CuS-CdSe

Кваліфікаційна робота бакалавра за напрямом: 6.040203 – фізика. – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра загальної фізики. – Київ, 2019.

Науковий керівник: доктор фізико-математичних наук, доцент кафедри загальної фізики **Оліх О. Я.**

Досліджено фотоелектричні властивості тонкоплівкової структури CuS-CdSe в температурному діапазоні 295-340 К. Показано доцільність використання дводіодної (із зустрічно ввімкненим діодами) еквівалентної схеми. Виявлено зміну механізму перенесення заряду при 310 К. Досліджено кінетику зміни напруги холостого ходу та струму короткого замикання при постійному освітленні. Показано, що у процесі фотоіндукованої деградації фотоелектричних властивостей можна виділити дві стадії, пов'язані з перетвореннями дефектної підсистеми.

Ключові слова: тонкоплівкові фотоперетворювачі, CdSe, CuS, еквівалентна схема, фотоіндукована деградація

SUMMARY

Krasko Dmytro Oleksandrovykh. Photo-induced degradation in CuS-CdSe

Qualifying work of the bachelor on a speciality: 6.040203 - Physics.- Taras Shevchenko National University of Kyiv, Department of General Physics. - Kyiv, 2019.

Research supervisor: Doctor in Physics and Mathematics, Professor of Department of General Physics O.Y.Olikh

Photoelectric properties of thin film structure CuS-CdSe were studied in temperature interval 295-340K. Possibility of using Reverse Double Diode Model was shown. The change in charge transfer mechanism was detected at 310 K.

Kinetics of VOC and ISC with constant illumination was studied. Two degradation stages of photoelectric properties were found that can be connected with changes of defect subsystems.

Keywords: thin films solar cells, equivalent circuit, CdSe, CuS photoinduced degradation.

Зміст

Вступ.....	5
1. Огляд літератури.....	8
1.1 Традиційні моделі сонячних елементів	8
1.2 Моделі для опису S-подібних характеристик сонячних елементів.....	12
2. Методика досліджень.....	20
2.1 Зразки.....	20
2.2 Експериментальна методика.....	20
3. Дослідження фотоелектричного перетворення в структурах $\text{CuS}_{1.8} - \text{CdSe}$.....	23
3.1 Модель вольт-амперної характеристики структури $\text{CuS}_{1.8} - \text{CdSe}$	23
3.2 Температурна залежність параметрів структури $\text{CuS}_{1.8} - \text{CdSe}$	27
3.3 Фотоіндукована деградація параметрів структури $\text{CuS}_{1.8} - \text{CdSe}$	35
Висновки.....	41
Список літератури.....	42

Вступ

Енергетика Землі базується на спалюванні газу, вугілля і використанні ядерної енергетики(Уран-235, Уран-233, Плутоній-239)[1]. Рано чи пізно горючі корисні копалини закінчатся, тому нам потрібно шукати і втілювати альтернативні джерела. Використання відновлюваних джерел енергії є перспективним шляхом вирішення проблеми енергозабезпечення. Оскільки ресурс Сонця не вичерпається, поки життя на Землі може існувати та кількість різноманітних матеріалів для застосування в сонячних батареях є великою, то сонячна енергетика є найбільш довгостроково вигідною.

Найпоширенішим елементом сонячних батарей є кремній. Вартість отримання чистого кремнію досить велика. Кремній, в якому на 10 кг продукту припадає не більше 1 грама домішок коштує стільки ж, скільки збагачений уран для електростанцій, хоча запаси останнього в 100 000 разів менше запасів кремнію.[2] У той же час, «хорошого» кремнію у світі добувають в 6 разів менше, ніж урану. Важливою перевагою сонячної енергетики є відсутність викидів газу, який утворюється при спалюванні палива, особливо токсичних відходів ядерної енергетики і ризику аварії з довготривалими наслідками. Термін служби кремнієвих батарей становить 30 років, хоча вони можуть працювати і довше. Медіанний темп деградації становить 0,5%/рік[3] За цей час елемент, на виготовлення якого пішов 1 кг сонячного кремнію, може дати стільки ж електроенергії, скільки її може бути отримано при використанні 100 т нафти на ТЕС або 1 кг збагаченого урану на АЕС. Оскільки покладів кремнію набагато більше, ніж урану, то в перспективі він дасть набагато більше енергії. З Рис. 1.1 видно, що потужність сонячної енергетики росте експоненційно з часом, що свідчить про зацікавленість в цій області і необхідність подальшої роботи в ній.

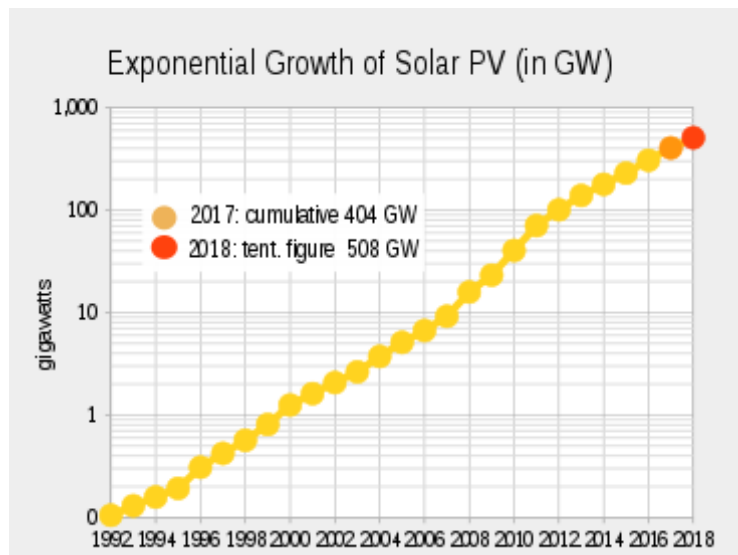


Рис. 1.1
Ріст сонячної енергетики з часом[4]

Тонкоплівкові сонячні батареї є окремим підкласом сонячних батарей. Їх прикладами є комбінації $n\text{-CdS}/p\text{-CuInSe}_2$ і $n\text{-CdS}/p\text{-CdTe}$. Основними перевагами є менша маса, відповідно, менша вартість виробництва, гнучкість і екологічність. При підвищенні температури деякі тонкоплівкові сонячні батареї збільшують свою ефективність, на відміну від традиційних кремнієвих. Оскільки в тонкоплівкових фотоперетворювачах часто комбінується кілька шарів різних речовин, то різні шари можуть покривати більшу частину світлового спектру і тому при наявності хмар, які в значній мірі поглинають світло у видимій частині ефективність перетворювача, скомбінованого з кількох тонких плівок буде вища, ніж у звичайного. Товщина має бути достатньою для поглинання значної частини ввійшовшого випромінювання. Гнучкість і мала маса дозволяють встановлення на більшому різноманітті поверхонь.

Об'єктом наших досліджень є фотоприймач $\text{Cu}_{1.8}\text{S-CdSe}$, у якому на полікристалічний шар селеніду кадмію шляхом напилення у вакуумі осаджено селенід міді. Фотоперетворювачі $\text{Cu}_{1.8}\text{S-A}_2\text{B}_6$ відносяться до найбільш чутливих сенсорів ультрафіолетового (УФ) випромінювання і

характеризуються високою квантовою ефективністю, що підтверджено багаточисленними дослідженнями. Проте питання змін фотоелектричних властивостей внаслідок тривалого освітлення в літературі практично не розглянуто і саме цьому, переважно, присвячена дана робота.

1. Огляд літератури

1.1. Традиційні моделі сонячних елементів

Одно-діодна модель

В ідеалізованому випадку залежність струму через р-п діод описується рівнянням Шоклі [5]

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{V}{n v_{th}} \right) - 1 \right] \quad (1)$$

де $v_{th} = k_B T / q$ – термічна напруга

n - фактор неідеальності діода

I_0 – струм насичення діода, $I_0 = J_s \cdot S$

$$J_s = J_{sn} + J_{sp} = \frac{e D_n n_p}{L_n} + \frac{e D_p p_n}{L_p} = e n_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n p_p} + \frac{D_p}{L_p n_n} \right) = e \left(\frac{n_p L_n}{\tau_n} + \frac{p_n L_p}{\tau_p} \right),$$

S -площа діода; L_p, L_n – дифузійна довжина дірок і електронів,

J_{sp}, J_{sn} – густина струму насичення для дірок і електронів

D_p, D_n – коефіцієнт дифузії для дірок і електронів

n_i - власна густина носіїв заряду в напівпровіднику

τ_p, τ_n – час життя дірок, електронів

З формули видно, що густина струму насичення J_s зменшується з ростом концентрації основних носіїв заряду n_n, p_p і збільшенням часу життя неосновних носіїв заряду τ_n і τ_p . Збільшення температури призводить до росту власної концентрації n_i , а значить і густини струму насичення J_s .

Проте для реальних пристроїв такий підхід є занадто спрощеним, необхідно враховувати, щонайменше, послідовний опір, викликаний опором об'єму напівпровідникового кристалу та контактів, та шунтуючий опір,

пов'язаний з наявністю альтернативних шляхів проходження струму. Еквівалентна схема наведена на Рис. 1.2.

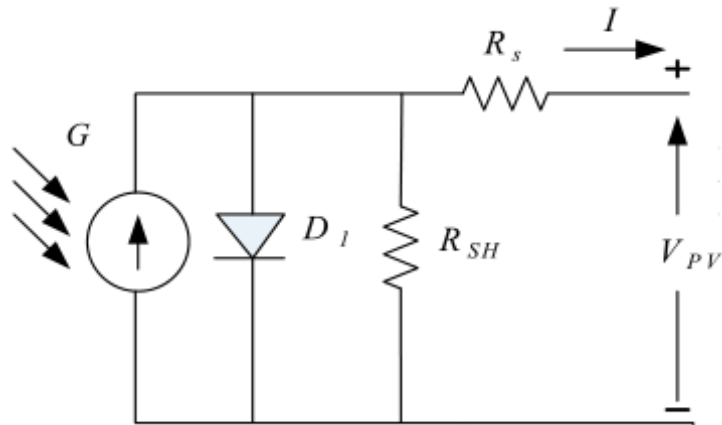


Рис. 1.2 Одно-діодна модель[6]

Врахування наявності послідовного опору призводить до модифікації формули (1):

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{V - IR_s}{nv_{th}} \right) - 1 \right]$$

Для полегшення розрахунків, бажано отримати рівняння з явною залежністю сили струму від напруги та параметрів, оскільки підрахунки займають менше часу. Для отримання апроксимованого явного виразу використовують розклад в ряд Тейлора[7], раціональні функції (апроксимація Паде[8]), степеневі функції[9, 10]. Хоча апроксимовані розв'язки мають певні похибки, отримані вирази є легшими і потребують менше часу для обрахунків. З іншого боку, для запису точного явного розв'язку використовують функцію Ламберта W. За означенням, для цієї функції справедливими є наступні співвідношення:

$$z = W(z)e^{W(z)},$$

$$\ln(z) - W_0(z) = \ln [W_0(z)]$$

Ефективні алгоритми обчислення функції існують в більшості сучасних математичних пакетів.[11, 12]

Явний розв'язок рівняння для струму і напруги виглядає так:

$$I = \frac{nv_{th}}{R_S} W_0 \left[\frac{I_0 R_S}{nv_{th}} \exp \left(\frac{V + I_0 R_S}{nv_{th}} \right) \right] - I_0 \quad (2)$$

$$V = nv_{th} \ln \left(\frac{I + I_0}{I_0} \right) + I R_S \quad (3)$$

За наявності шунта рівняння для вольт-амперної характеристики змінюється :

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{V - I R_S}{nv_{th}} \right) - 1 \right] + \frac{V - I R_S}{R_P} \quad (4)$$

Явний вираз для струму без освітлення виглядає так:

$$I = \frac{V}{R_S} + \frac{nv_{th}}{R_S} W_0 \left[\frac{I_0 R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \exp \left(\frac{V + I_0 R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \right) \right] - \frac{V + I_0 R_S}{R_S(R_S G_P + 1)} \quad (5a)$$

Або

$$I = \frac{V}{R_S} - \frac{nv_{th}}{R_S} \ln \left\{ \frac{nv_{th}(R_S G_P + 1)}{I_0 R_S} W_0 \left[\frac{I_0 R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \exp \left(\frac{V + I_0 R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \right) \right] \right\} \quad (5b)$$

де $G_P = 1/R_P$

А для напруги:

$$V = I R_S + nv_{th} \ln \left\{ \frac{nv_{th} G_P}{I_0} W_0 \left[\frac{I_0}{nv_{th} G_P} \exp \left(\frac{I + I_0}{nv_{th} G_P} \right) \right] \right\} \quad (6a)$$

$$V = I R_S + nv_{th} \ln \left\{ \frac{nv_{th} G_P}{I_0} W_0 \left[\frac{I_0}{nv_{th} G_P} \exp \left(\frac{I + I_0}{nv_{th} G_P} \right) \right] \right\} \quad (6b)$$

Якщо відкинути втрати на шунті ($G_P = 1/R_P \rightarrow 0$), то вирази (5) перейдуть в (2), але (6) безпосередньо не перейде в (3)

При появі освітлення вольт-амперна характеристика (ВАХ) описується рівнянням:

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{V - IR_S}{nv_{th}} \right) - 1 \right] + \frac{V - IR_S}{R_P} - I_{ph}$$

I_{ph} -фотострум, а його розв'язки мають вигляд

$$I = \frac{V}{R_S} + \frac{nv_{th}}{R_S} W_0 \left[\frac{I_0 R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \exp \left(\frac{V + (I_0 + I_{ph}) R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \right) \right] - \frac{V + (I_0 + I_{ph}) R_S}{R_S(R_S G_P + 1)}$$

$$I = \frac{V}{R_S} - \frac{nv_{th}}{R_S} \ln \left\{ \frac{nv_{th}(R_S G_P + 1)}{I_0 R_S} W_0 \left[\frac{I_0 R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \exp \left(\frac{V + (I_0 + I_{ph}) R_S}{nv_{th}(R_S G_P + 1)} \right) \right] \right\}$$

$$V = IR_S - nv_{th} W_0 \left[\frac{I_0}{nv_{th} G_P} \exp \left(\frac{I + I_0 + I_{ph}}{nv_{th} G_P} \right) \right] + \frac{I + I_0 + I_{ph}}{G_P}$$

$$V = IR_S + nv_{th} \ln \left\{ \frac{nv_{th} G_P}{I_0} W_0 \left[\frac{I_0}{nv_{th} G_P} \exp \left(\frac{I + I_0 + I_{ph}}{nv_{th} G_P} \right) \right] \right\}$$

Дво-діодна модель

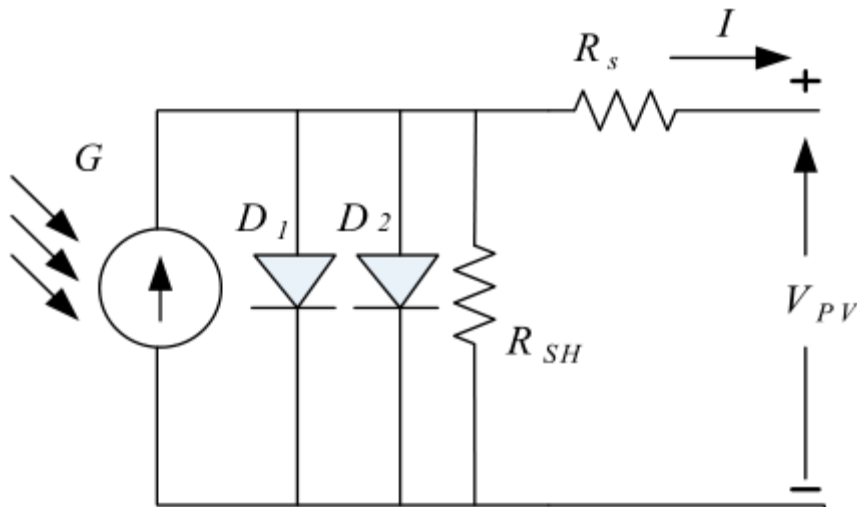


Рис.1.3

Дво-діодна модель[13]

Оскільки одно-діодна модель далеко не завжди здатна описати вольт-амперні характеристики реальних сонячних елементів, то широке застосування знайшла дво-діодна модель, еквівалентна схема якої приведена на Рис. 1.3

Модель характеризується наявністю двох діодів: ідеального, який представляє собою дифузійний струм (рекомбінація в базі, емітері та на їхніх поверхнях) та неідеальний рекомбінаційний діод (рекомбінація в області виснаження).[13]

$$I(V) = I_{01} \left(\exp \frac{V - R_S I(V)}{v_{th}} - 1 \right) + I_{02} \left(\exp \frac{V - R_S I(V)}{n_2 v_{th}} - 1 \right) + \frac{V - R_S I(V)}{R_{SH}} - I_{ph} \quad (10)$$

В статті [15] були отримані аналітичні вирази для сили струму і напруги одного елемента та паралельно/послідовно з'єднаних елементів.

$$I = \frac{R_{sh}(I_{ph} + I_{01} + I_{02}) - V}{R_S + R_{SH}} - \frac{v_{th}}{2R_S} W \left(\frac{R_S R_{SH}(I_{01} + I_{02})}{v_{th}(R_S + R_{SH})} e^{\left(\frac{R_{SH}(R_S I_{ph} + R_S I_{01} + R_S I_{02} + V)}{v_{th}(R_S + R_{SH})} \right)} \right) - \frac{n_2 v_{th}}{2R_S} W \left(\frac{R_S R_{SH}(I_{01} + I_{02})}{n_2 v_{th}(R_S + R_{SH})} e^{\left(\frac{R_{SH}(R_S I_{ph} + R_S I_{01} + R_S I_{02} + V)}{n_2 v_{th}(R_S + R_{SH})} \right)} \right),$$

$$V = R_{SH}(I_{01} + I_{02} + I_{ph} - I) - I R_S - \frac{v_{th}}{2} W \left(\frac{R_{SH}(I_{01} + I_{02})}{v_{th}} e^{\left(\frac{R_{SH}(I_{ph} + I_{01} + I_{02} - I)}{v_{th}} \right)} \right) - \frac{n_2 v_{th}}{2} W \left(\frac{R_{SH}(I_{01} + I_{02})}{n_2 v_{th}} e^{\left(\frac{R_{SH}(I_{ph} + I_{01} + I_{02} - I)}{n_2 v_{th}} \right)} \right)$$

1.2. Моделі для опису S-подібних характеристик сонячних елементів.

Деякі перспективні типи сонячних батарей можуть проявляти небажану S-подібну деформацію вольт-амперних характеристик (ВАХ) при їх освітленні. S-подібну поведінку найбільш видно в четвертому квадранті, де вона понижує фактор форми і таким чином погіршує ефективність пристрою. Для

опису подібної поведінки в літературі запропоновано цілий ряд моделей. Розглянемо деякі з них.

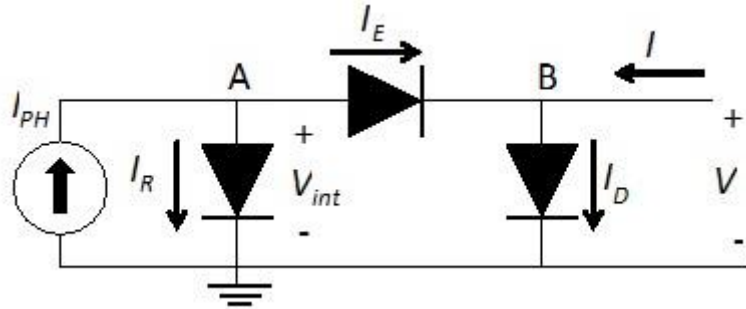


Рис 1.4 Модель Mazhari для опису I-V характеристик для випадку змінного фотоструму[16]

В своїй моделі, схема якої представлена на Рис. 1.4, В. Mazhari(2006)[16] запропонував, що фотострум не є сталим в четвертому квадранті. Модель використовується для опису ВАХ органічних сонячних елементів. Основною відмінністю органічних фотоперетворювачів є створення екситонів замість вільних носіїв у неорганічних. [17,18]. Екситони дифундують до найближчої границі між донорною і акцепторною областю і дисоціюють в поляронні пари. Поляронні пари потім рекомбінують, або дисоціюють в вільні носії. Три діоди моделюють втрату поляронів через рекомбінацію, носії заряду отримані дисоціацією поляронів і I-V характеристики пристрою у відсутності світла.

Використовуючи перший закон Кірхгофа в вузлах А і В:

$$I_E = I_{ph} - I_R$$

$$I = I_D - I_E$$

Підставляючи рівняння Шоклі для кожного діода, отримуємо трансцендентне рівняння:

$$I_{ph} = I_{D0} e^{\alpha_D V} - I_{D0} - I + I_{R0} \{ [I_{E0} + I_{D0} e^{\alpha_D V} - 1] - I \} \frac{e^{\alpha_E V}}{I_{E0}} \}^{\alpha_R / \alpha_E} \quad (7),$$

$\alpha_x^{-1} = n_x v_{th} = n_x k_B T / q$, замість x підставляємо D , E або R . Якщо відношення α_R / α_E є раціональним числом, то рівняння (7) може бути аналітично розв'язаним для певних випадків.

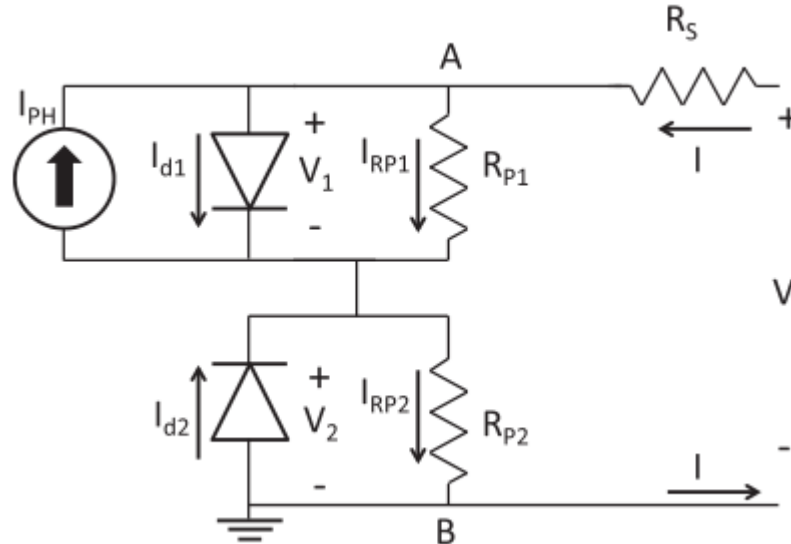


Рис.1.5 Модель Araujo de Castro et al(2010)[19]

для опису S-подібних характеристик

В роботах [19, 20] запропонована модель, в якій традиційна одно-діодна ділянка доповнюється ще одним діодом, увімкненим протилежно, та додатковим шунтуючим опором – див. Рис. 1.5.

$$V = IR_S + V_1 + V_2 \quad (8)$$

Використовуючи перше рівняння Кірхгофа для вузлів А і В, отримаємо:

$$I = I_{d1} + I_{RP1} - I_{PH} \quad (9)$$

$$I = I_{RP2} - I_{d2} \quad (10)$$

З іншого боку V_1 та V_2 пов'язані з I_{d1} I_{d2} такими співвідношеннями:

$$I_{d1} = I_{01} \left[\exp \left(\frac{V_1}{n_1 v_{th}} \right) - 1 \right] \quad (11)$$

$$I_{d2} = I_{02} \left[\exp \left(\frac{V_2}{n_2 v_{th}} \right) - 1 \right] \quad (12)$$

Підставляючи (11) в (9) та (12) в (10) і використовуючи закон Ома до R_{P1} і R_{P2} , отримуємо:

$$I = I_{01} \left[\exp \left(\frac{V_1}{n_1 v_{th}} \right) - 1 \right] + \frac{V_1}{R_{P1}} - I_{PH}$$

$$I = -I_{02} \left[\exp \left(\frac{-V_2}{n_2 v_{th}} \right) - 1 \right] + \frac{V_2}{R_{P2}}$$

Оскільки параметри V_1 та V_2 були розділені, то тепер їх можна виразити через функцію Ламберта.

$$V_1 = (I + I_{PH} + I_{01})R_{P1} - n_1 v_{th} W \left\{ \frac{1}{n_1 v_{th}} I_{01} R_{P1} \exp \left[\frac{1}{n_1 v_{th}} R_{P1} (I + I_{PH} + I_{01}) \right] \right\} \quad (13)$$

$$V_2 = (I - I_{02})R_{P2} + n_2 v_{th} W \left\{ \frac{1}{n_2 v_{th}} I_{02} R_{P2} \exp \left[\frac{-1}{n_2 v_{th}} R_{P2} (I - I_{02}) \right] \right\} \quad (14)$$

Підставляючи (13,14) в (8), отримаємо:

$$V = (I + I_{PH} + I_{01})R_{P1} - n_1 v_{th} W \left\{ \frac{1}{n_1 v_{th}} I_{01} R_{P1} \exp \left[\frac{1}{n_1 v_{th}} R_{P1} (I + I_{PH} + I_{01}) \right] \right\} + n_2 v_{th} W \left\{ \frac{1}{n_2 v_{th}} I_{02} R_{P2} \exp \left[\frac{-1}{n_2 v_{th}} R_{P2} (I - I_{02}) \right] \right\} + (I - I_{02})R_{P2} + IR_S \quad (15)$$

Використовуючи (15) і рівність: $\ln(z) - W_0(z) = \ln[W_0(z)]$, отримуємо рівняння для напруги:

$$V = IR_S + v_{th} \ln \left\{ \frac{\left[\frac{n_1}{I_{01} R_{P1}} W_0 \left\{ \frac{I_{01} R_{P1}}{n_1 v_{th}} \exp \left[\frac{R_{P1}}{n_1 v_{th}} (I + I_{01} + I_{ph}) \right] \right\} \right]^{n_1}}{\left[\frac{n_2}{I_{02} R_{P2}} W_0 \left\{ \frac{I_{02} R_{P2}}{n_2 v_{th}} \exp \left[\frac{R_{P2}}{n_2 v_{th}} (I - I_{02}) \right] \right\} \right]^{n_2}} \right\}$$

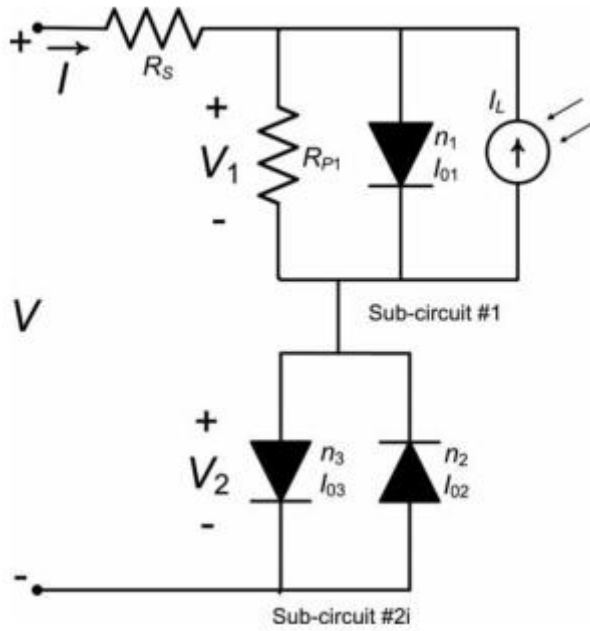


Рис. 1.6 Модель García-Sánchez et al(2013)[21]

Для опису I-V характеристик для напруг вище V_{OC}

Ще одна модель запропонована в роботі [21]. В цій моделі шунтуючий опір замінили діодом для знаходження I-V характеристик в першому квадранті. (див Рис. 1.6)

$$I = -I_{02} \left[\exp \left(\frac{-V_2}{n_2 v_{th}} \right) - 1 \right] + I_{03} \left[\exp \left(\frac{V_2}{n_3 v_{th}} \right) - 1 \right] \quad (16)$$

$$V = IR_S + V_1 + V_2$$

Параметр V_2 може бути знайденим з рівняння (16), хоча розв'язок не завжди буде явним. Розв'язок на основі функції Ламберта існує в деяких часткових випадках: фактора неідеальності є однаковими або один є вдвічі більшим іншого[21].

$$V = V_1 + V_2$$

$$I = -I_{02} \left[\exp \left(\frac{-V_2}{n_2 v_{th}} \right) - 1 \right] + I_{03} \left[\exp \left(\frac{V_2}{n_3 v_{th}} \right) - 1 \right] + \frac{V_2}{R_{P2}}$$

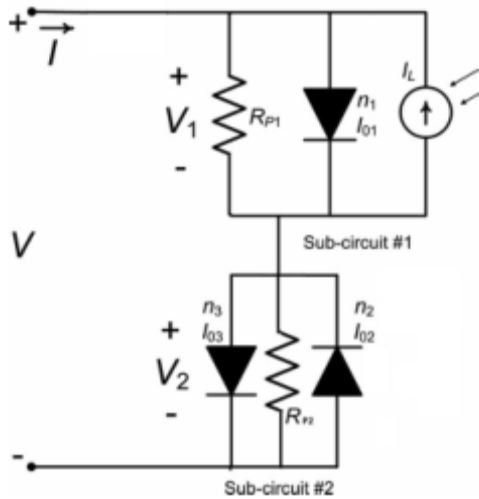


Рис.1.7 Коло з відновленим шунтуючим опором R_{P2} і ліквідованим послідовним опором[22]

В 2016 F. Araujo de Castro [22] запропонував відновити шунт R_{P2} , який є ключовим елементом для моделювання транспортних явищ в об'ємі напівпровідника

$$V = V_1 + V_2$$

$$I = -I_{02} \left[\exp \left(\frac{-V_2}{n_2 v_{th}} \right) - 1 \right] + I_{03} \left[\exp \left(\frac{V_2}{n_3 v_{th}} \right) - 1 \right] + \frac{V_2}{R_{P2}}$$

Розв'язок для V_2 не є явним для загального випадку і отримується апроксимацією або численними методами.

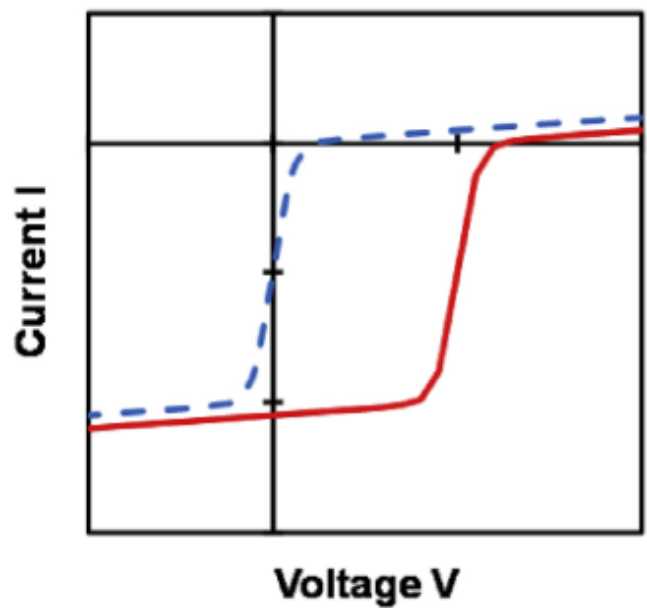
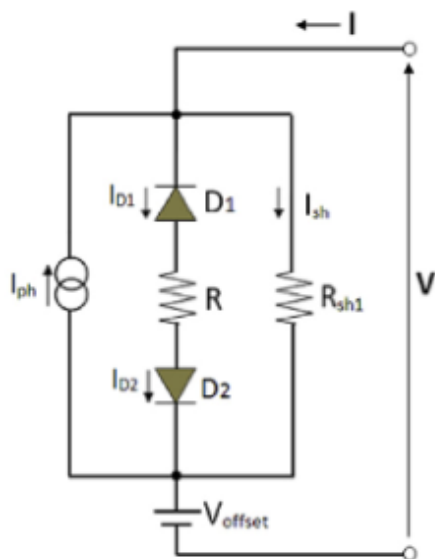


Рис.1.8. Електричне коло з додатковими джерелами напруги і струму та відповідна ВАХ, що має S-подібну залежність і зміщена по обох осях[23]

У роботі [23] запропонована модель, в якій традиційна одно-діодна ділянка доповнюється ще одним діодом, увімкненим протилежно для отримання S-подібної залежності струму від напруги. При введенні схему додаткових джерел струму і напруги залежність зміщується по обох осях для симулювання експериментальних даних. Для подальшого відображення ВАХ реальної органічної сонячної батареї елементи кола з Рис. 1.7 доповнюються додатковим діодом, шунтом і резистором. Крім того, резистор R може бути ліквідований без втрати загальності отриманих характеристик. Фінальне електричне коло і відповідна I-V характеристика зображена на Рис. 1.8.

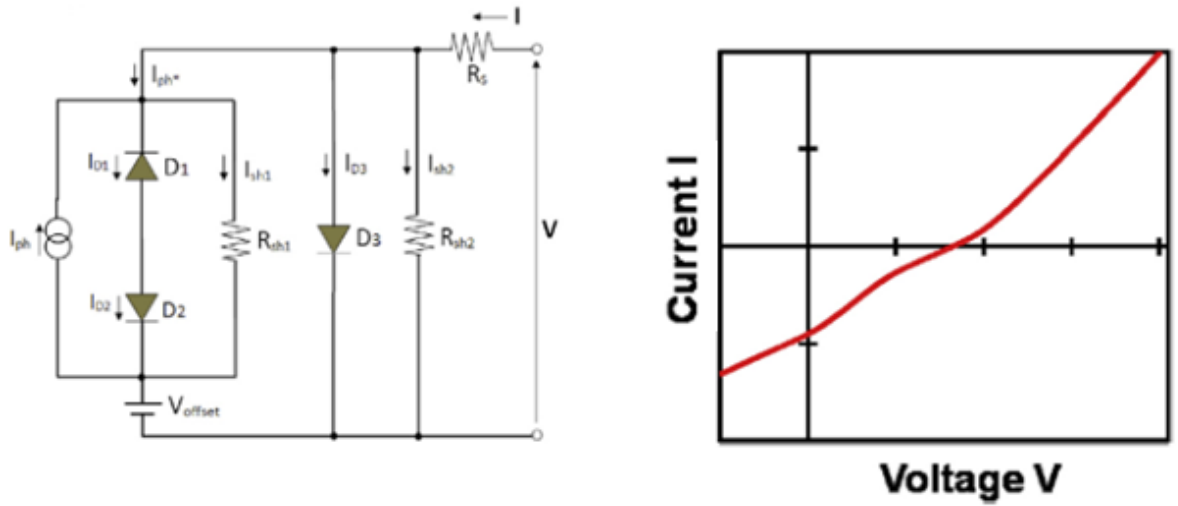


Рис. 1.9 Фінальне електричне коло, яке містить модифіковане джерело струму з діодом D_3 , послідовним опором R_S і шунтуючим опором R_{sh2} , його BAX [23]

$$I = -I_{ph} + \frac{V - IR_S - V_{offset}}{R_{SH1}} + \frac{I_{01}I_{02}[\exp\left(\frac{(V - IR_S - V_{offset})}{v_{th}}\right) - 1]}{I_{01} \exp\left(\frac{(V - IR_S - V_{offset})}{v_{th}}\right) + I_{02}} + I_{03} \left[\exp\left(\frac{(V - IR_S)}{nv_{th}}\right) - 1 \right] + \frac{V - IR_S}{R_{SH2}}$$

Модифіковане джерело струму краще представляє фотострум неідеальних органічних фотоперетворювачів і проявляє спостережувані I-V характеристики, коли OPV використовується в певних умовах освітлення.

$$I_{ph*} = -I_{ph} + \frac{V - IR_S - V_{offset}}{R_{SH1}} + \frac{I_{01}I_{02}[\exp\left(\frac{(V - IR_S - V_{offset})}{v_{th}}\right) - 1]}{I_{01} \exp\left(\frac{(V - IR_S - V_{offset})}{v_{th}}\right) + I_{02}}$$

I_{ph*} - фотострум з поправками

2. Методика досліджень

2.1 Зразки

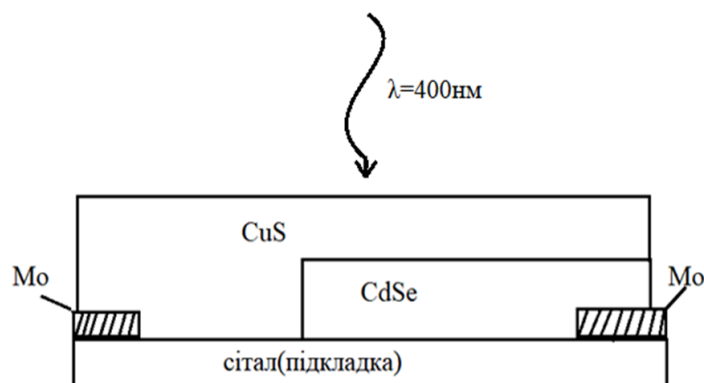


Рис. 2.1 Схема структури $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ -CdSe, яка використовувалась у дослідженнях

Об'єктом досліджень був фотоприймач $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ -CdSe, схема якого зображена на Рис. 2.1. При його виготовленні на полікристалічну підкладку селеніду кадмію у вакуумі осаджувався шар сульфід міді $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$. Товщини шарів CdSe та $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ складають, відповідно, 7 мкм та 15 нм. Концентрація дірок в $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ дорівнює $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, концентрація електронів в CdSe - 10^{15} см^{-3} . Така асиметрія провідності призводить до того, що тягнуче електричне поле практично повністю зосереджено в фоточутливій складовій CdSe.

Для створення омичного контакту використовувався молибден. Товщина плівки Мо складає 0.1-0.2 мкм, поверхневий опір – 1 Ом/см^2 .

2.2 Експериментальна методика.

В роботі проводилося вимірювання ВАХ досліджуваних структур як при освітленні, так і в темряві в температурному діапазоні 295-340 К. Блок схема експериментальної установки представлена на Рис. 2.2.

Температура зразка контролювалася за допомогою цифрового датчика HTU21D. Зміна температури зразка забезпечувалась системою, яка складалася з елемента Пельт'є та керованого джерела струму D30-06. Термостабілізація досягалася шляхом використання програмно реалізованого пропорційно-інтегрально-диференційного (ПІД) контролера, вхідним сигналом якого були покази термодатчика, а вихідний сигнал служив керуючим для джерела струму. Система дозволяла стабілізувати задану температуру зразка з точністю $\pm 0,04^{\circ}\text{C}$.

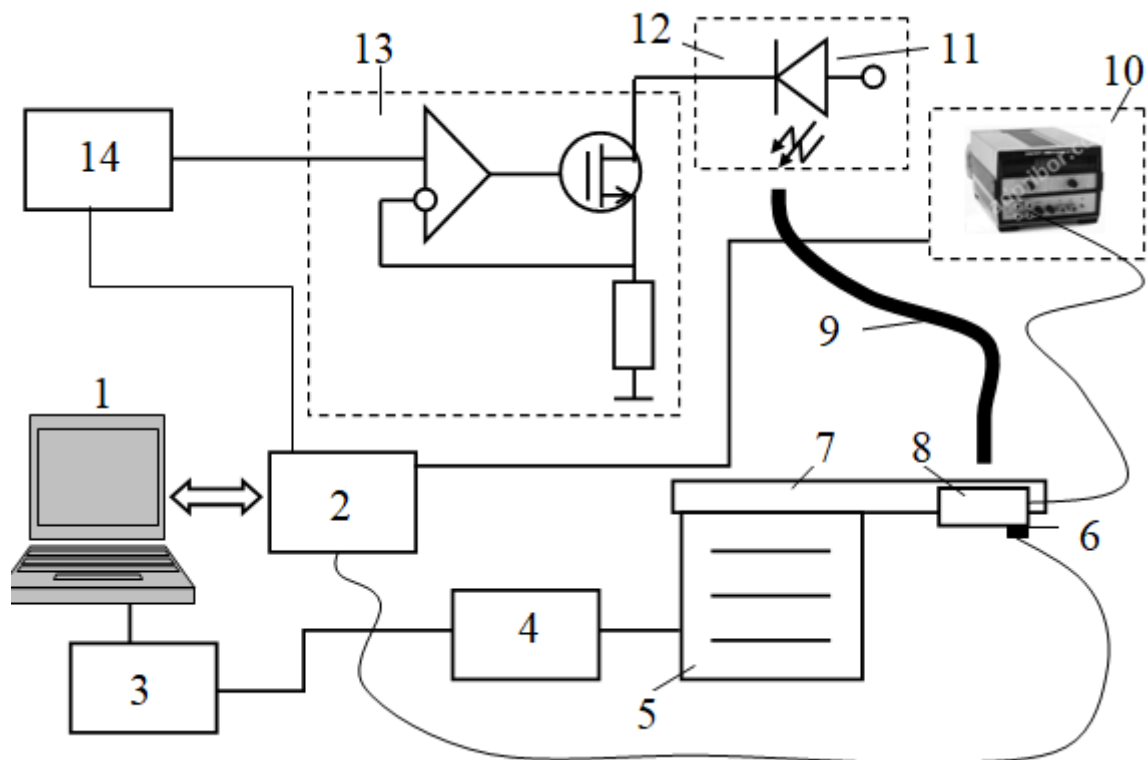


Рис. 2.2 – Схема дослідної установки. 1 – персональний комп'ютер; 2 – мікроконтролер (ATmega2560); 3 – ПІД контролер; 4 - джерело струму D30-06; 5 – елемент Пельт'є; 6 - датчик температури (HTU21D); 7 – теплопровід; 8 – досліджуваний фотоелектроперетворювач; 9 – світловід; 10 – блок вимірювання ВАР; 11 – LED (PM2B-1LLE); 12 – термостат (W1209); 13 – блок стабілізації струму живлення; 14 – АЦП.

Освітлення зразка проводилося зі боку $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ – див. Рис. 2.1. Джерелом світла слугував світлодіод PM2L-1LLE-SD-U, який випромінює електромагнітні хвилі з довжиною 400 ± 10 нм. Відомо, що інтенсивність випромінювання світло діоду суттєво залежить як від його температури, так і від сили струму. Таким чином, задля стабілізації інтенсивності опромінення зразка необхідно було вирішити задачі забезпечення як сталості струму, так і температури.

Перша задача вирішувалась за допомогою схеми, зображеної на Рис. 2.2. Струмо-контролюючим елементом у колі живлення LED слугував польовий транзистор, опір якого контролювався величиною напруги на затворі, джерелом якої слугував ЦАП ET1255. Наявність операційного підсилювача та резистора забезпечувала негативний зворотній зв'язок та стійкість системи до випадкових змін зовнішніх параметрів. Схема дозволяє встановлювати необхідне значення струму через LED з точністю та стабільністю в межах 0,01%.

В дослідженнях через LED проходив струм з силою 200 мА.

Сталість температури LED забезпечувалась за допомогою термостату W1209. Зразок та світловипромінюючий елемент були температурно розв'язані: світло з LED потрапляло у світлопровід (оптоволоконний, діаметром 1 см) і лише з нього – на зразок.

Робота окремих вузлів експериментальної установки контролювалась та узгоджувалась з використанням мікроконтролера ARDUINO MEGA2560.

3. Дослідження фотоелектричного перетворення в структурах $\text{CuS}_{1.8}$ – CdSe

3.1 Модель вольт-амперної характеристики структури $\text{CuS}_{1.8}$ – CdSe .

Як вже було сказано в попередньому розділі, в роботі проводилося дослідження вольт-амперних характеристик структур $\text{CuS}_{1.8}$ – CdSe в температурному діапазоні 295-340 К як у темряві, так і при монохроматичному освітленні. Типові ВАХ наведено на Рис. 3.1. Як видно з наведених даних, при освітленні спостерігається S-подібна форма ВАХ, а крім того при $V > V_{oc}$ значення струму при освітленні суттєво переважає величину темного струму при однаковому зміщенні. Це свідчить про те, що 1) традиційні одна- (дво-) діодні моделі не застосовні до опису світлових ВАХ досліджуваних структур; 2) при освітленні частково змінюється механізм перенесення заряду.

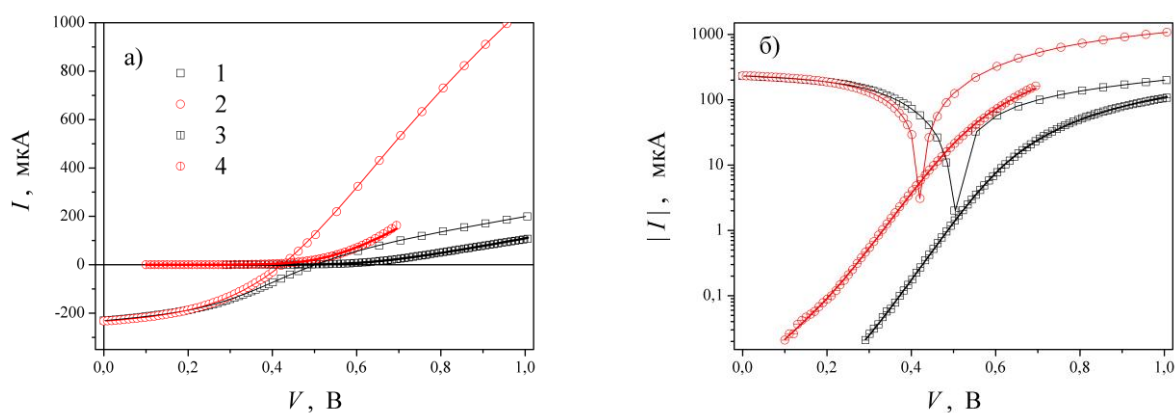


Рис. 3.1. Вольт-амперні характеристики структур $\text{CuS}_{1.8}$ – CdSe у лінійному (а) та напівлогарифмічному (б) масштабах у темряві (криві 3 та 4) і при освітленні (1, 2). T , К: 295 (1,3), 340 (2,4). Точки – експеримент, лінії апроксимація за формулами (3.7-3.11).

Як було показано в розділі 1, в літературі відомо декілька моделей для опису S-подібних ВАХ. В нашому випадку як вихідний варіант використаємо

модель, запропоновану в роботі [19], еквівалентна схема якої представлена на Рис. 3.2.

Використовуючи правила Кірхгофа, зв'язок між прикладеною напругою V та відповідним струмом I може бути записаний у вигляді [19]

$$V = IR_S + V_1 + V_2 \quad (3.1)$$

$$I = I_{SH,1} + I_{D,1} - I_{PH} \quad (3.2)$$

$$I = I_{SH,2} - I_{D,2} \quad (3.3)$$

де I_{PH} – величина фотоструму, а струми через діоди записуються у вигляді

$$I_{D,1} = I_{0,1}[\exp\left(\frac{V_1}{n_1 v_{th}}\right) - 1] \quad (3.4)$$

$$I_{D,2} = I_{0,2}[\exp\left(\frac{-V_2}{n_2 v_{th}}\right) - 1] \quad (3.5)$$

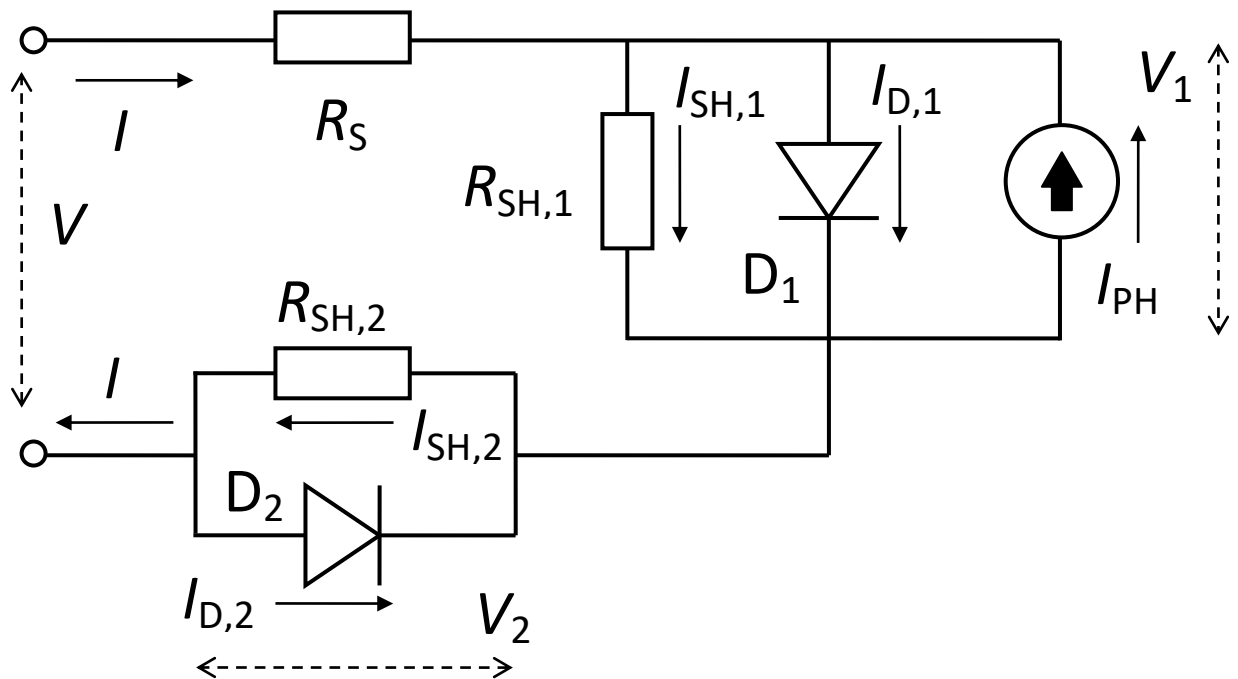


Рис. 3.2 Еквівалентна схема освітленого фотоперетворювача, запропонована в [18].

де $I_{0,i}$ та n_i – струми насичення та фактори неідеальності i -го діоду. В роботі [20] запропоновано аналітичне співвідношення між V та I з використанням функції Ламберта:

$$V = (I_{0,1} + I_{ph} + I)R_{SH,1} - n_1 v_{th} W \left(\frac{R_{SH,1} I_{0,1}}{n_1 v_{th}} e^{\left(\frac{R_{SH,1} (I_{ph} + I_{0,1} + I)}{n_1 v_{th}} \right)} \right) + n_2 v_{th} W \left(\frac{R_{SH,2} I_{0,2}}{n_2 v_{th}} e^{\left(-\frac{R_{SH,2} (I - I_{0,2})}{n_2 v_{th}} \right)} \right) + (I - I_{0,2})R_{SH,2} + IR_S \quad (3.6)$$

Загалом, вираз (3.6) може бути використаний для апроксимації експериментальних ВАХ, проте, як вказано в роботі [25], при пошуку мінімуму відповідної функції можливе арифметичне переповнення, пов'язане з необхідністю знаходження експоненти з великим значенням показника. Тому в [25] запропоновано при розрахунках замість (3.6) використовувати наступних вираз

$$V = IR_S + n_1 v_{th} g(x_1) - n_2 v_{th} g(x_2) - n_1 v_{th} \ln \left(\frac{R_{SH,1} I_{0,1}}{n_1 v_{th}} \right) + n_2 v_{th} \ln \left(\frac{R_{SH,2} I_{0,2}}{n_2 v_{th}} \right), \quad (3.7)$$

де

$$x_1 = \ln \left[\frac{I_{0,1} R_{SH,1}}{n_1 v_{th}} \right] + \frac{R_{SH,1} (I + I_{PH} + I_{0,1})}{n_1 v_{th}}, \quad (3.8)$$

$$x_2 = \ln \left[\frac{I_{0,2} R_{SH,2}}{n_2 v_{th}} \right] + \frac{R_{SH,2} (I - I_{0,2})}{n_2 v_{th}}, \quad (3.9)$$

а функція $g(x) = \log(W(\exp(x)))$ може бути обчислена за допомогою методу наближень:

$$g_{n+1}(x) = g_n(x) - \frac{2(g_n + \exp(g_n) - x)(1 + \exp(g_n))}{2(1 + \exp(g_n))^2 - (g_n + \exp(g_n) - x)\exp(g_n)}, \quad (3.10)$$

Причому

$$g_0(x) = \begin{cases} x, & x \leq -e \\ -e + \frac{1+e}{2e}(x+e), & -e < x < e \\ \log(x), & x \geq e \end{cases} \quad (3.11)$$

Саме вирази (3.7-3.11) були використані в нашій роботі для апроксимації експериментально отриманих ВАХ структур $\text{CuS}_{1.8}\text{-CdSe}$. При цьому використовувався метод диференційної еволюції [26], а величини $I_{0,1}$, $I_{0,2}$, n_1 , n_2 , $R_{\text{SH},1}$, $R_{\text{SH},2}$, R_S та I_{PH} використовувались як шукані параметри. Апроксимуючі криві також наведені на Рис.3.1: видно, що вони добре описують виміряні залежності.

При апроксимації освітлених ВАХ виявилось, що величина послідовного опору $R_s < 10^{-9}$ Ом, тобто наявністю цього елемента у еквівалентній схемі досліджуваного фотоперетворювача можна знехтувати. Зауважимо, що саме така модифікація еквівалентної схеми освітленого сонячного елемента запропонована і в роботі [22], де показано, що при апроксимації реальних фотоперетворювачів сума $R_{\text{SH},2}$ та R_S з точністю до 0.003%.

Апроксимація темнових ВАХ показала, що в цьому випадку прямує до нуля (є меншою 10^{-25} А) величина I_{02} , тобто можна знехтувати наявністю зустрічно-ввімкненого діода.

Відповідні отримані еквівалентні схеми освітленого та неосвітленого фотоперетворювача $\text{CuS}_{1.8}\text{-CdSe}$ представлені на Рис.3.3. Зауважимо, що для темного випадку схема співпадає із загальноприйнятою одно-діодною моделлю.

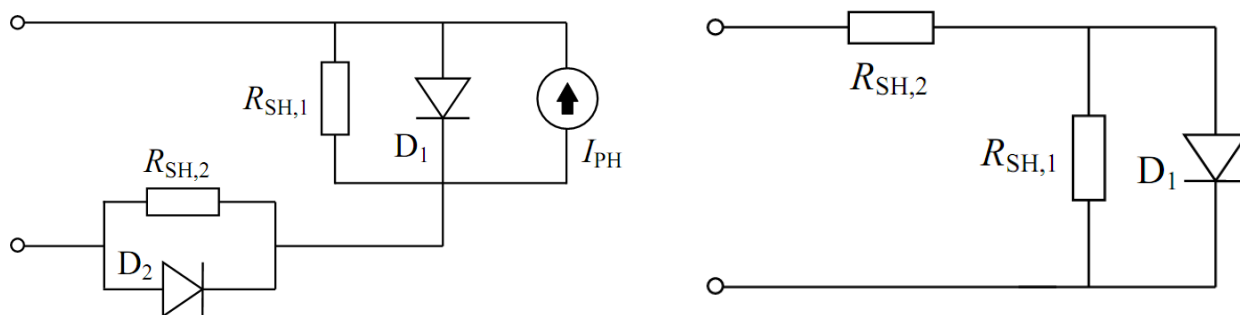


Рис.3.3. Еквівалентні схеми освітленого (ліворуч) та неосвітленого (праворуч) фотоперетворювача $\text{CuS}_{1.8}\text{-CdSe}$.

З іншого боку, наявність S-подібної форми (поява зустрічно увімкненого діода у еквівалентній схемі) у літературі пов'язується з процесами накопичення заряду (або поляризації) на внутрішніх інтерфейсах, що спричинює додаткові рекомбінаційні втрати. В нашому випадку подібні процеси спостерігаються лише при освітленні, за умови наявності надлишкових фото генерованих носіїв заряду.

3.2 Температурна залежність параметрів структури $\text{CuS}_{1.8}\text{-CdSe}$.

На рисунках 3.4 та 3.5 приведені отримані температурні залежності параметрів прямого діода D1. Зауважимо, що з літератури [27, 28] відомо, що в подібних структурах очікується перенесення заряду за рахунок тунелювання електронів з рівнів, розташованих в області просторового заряду, у валентну зону p- $\text{CuS}_{1.8}$, тобто тунельно-рекомбінаційний струм, а отже струм через D1 має описуватись виразом

$$I_{D,1} = I_{0,1} [\exp(A_1 V_1) - 1], \quad (3.12)$$

де величина тунельного коефіцієнта A_1 не залежить від температури, а температурна залежність струму насичення має описуватись виразом [28, 29]:

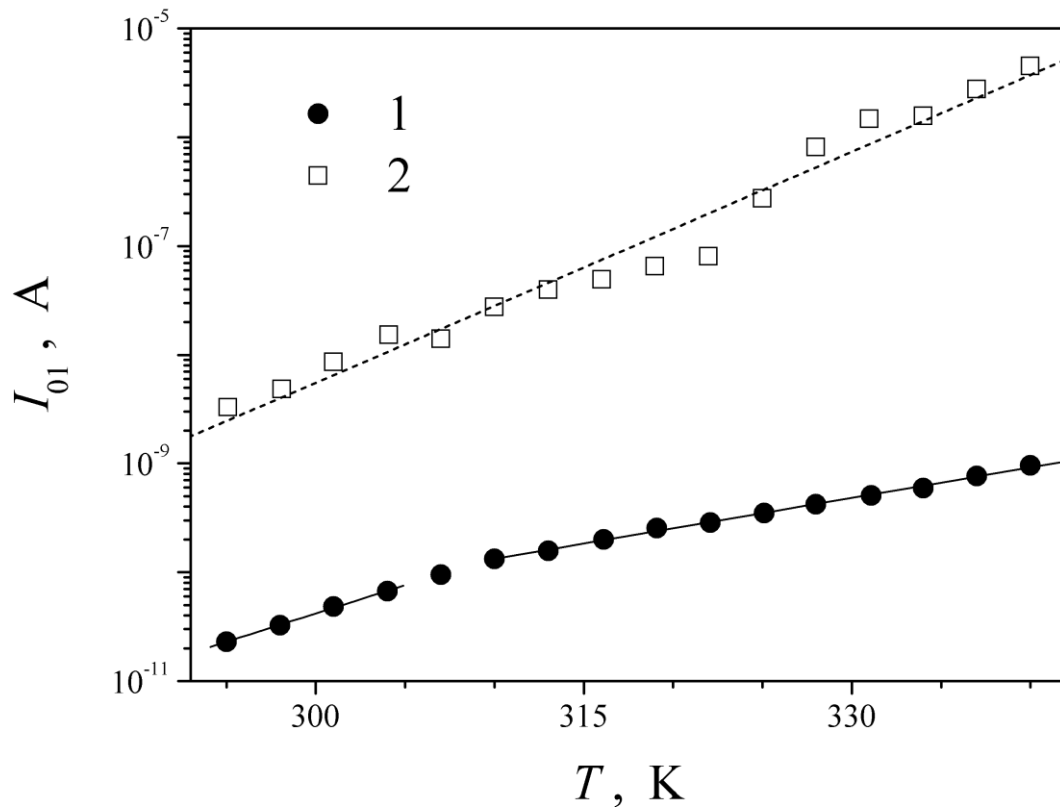


Рис.3.4 Температурні залежності струму насичення діоду D1. Крива 1 – в темряві, крива 2 – при освітленні.

$$I_{0,1} = I_{00,1} \exp(\beta T). \quad (3.13)$$

На рисунку 3.5 також представлена температурна залежність $A_1 = q/n_1 k T$.

Для струму насичення очікувана залежність спостерігається, проте у темряві при температурі близько 310 К спостерігається злам – див. рис.3.4. Величини $I_{00,1}$ та β у темряві складають 10^{-26} А та $0,12 \text{ K}^{-1}$ (при $T < 310 \text{ K}$) і $2,9 \cdot 10^{-19}$ А та $0,065 \text{ K}^{-1}$ (при $T > 310 \text{ K}$), при освітленні - $3,6 \cdot 10^{-30}$ А та $0,16 \text{ K}^{-1}$

відповідно. Згідно з [29], величина β визначається температурною залежністю висоти бар'єра в р-п структурі, а отже за наявності значного числа нерівноважних фото-носіїв вона змінюється. Зауважимо, що отримані величини β близькі до наведених у літературі [28] для подібних структур.

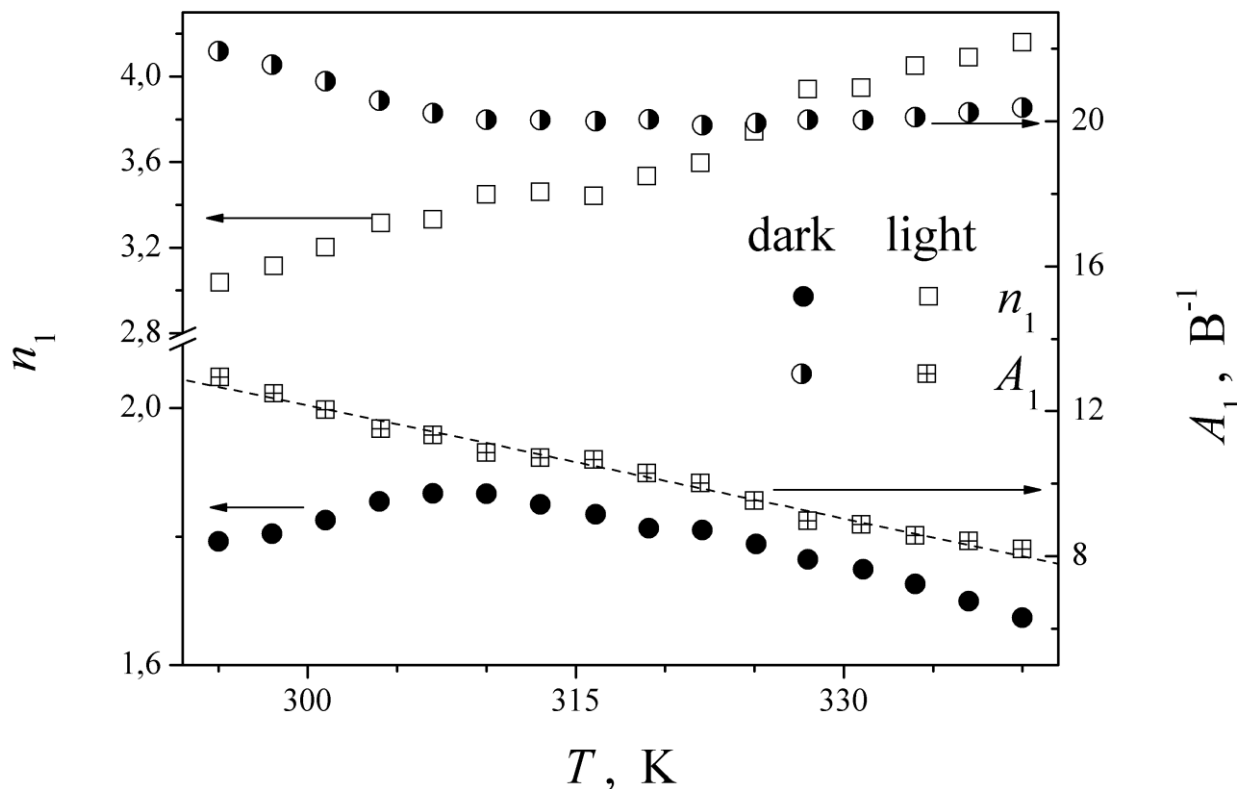


Рис.3.5 Температурні залежності фактору неідеальності (ліва шкала) та тунельного коефіцієнту (права шкала) діоду D1 при освітленні та в темряві.

Щодо тунельного коефіцієнта A_1 , то він залишається постійним лише при $T > 310$ для неосвітленої структури – див. Рис.3.5. На нашу думку, це свідчить про те, що тунелювання відбувається лише за відсутності освітленні при високих температурах. В той же час наявність зламу на температурних залежностях при близько 310 K свідчить про зміну механізму перенесення заряду. Зауважимо, що при освітленні характер зміни фактору неідеальності

співпадає зі спостереженням в темряві при низьких температурах. Таким чином, зміни механізму електропереносу може бути пов'язана з тим, що висота бар'єру на границі розділу визначається не в останню чергу зарядом пасток, розташованих в області інтерфейсу. Їх заповнення при зниженні температури або(та) внаслідок наявності великої кількості фото генерованих носіїв викликає зниження висоти бар'єру та відповідне підсилення термоемісійних процесів і послаблення тунельних.

На рис.3.6 представлені температурні залежності шунтуючого опору, які також свідчать про 1) наявність зламу при температурі близько 310 K; 2) при освітленні та при низьких температурах процеси зміни шунтуючого опору відбуваються подібним чином і величина $R_{SH,1}$ є термоактивованою:

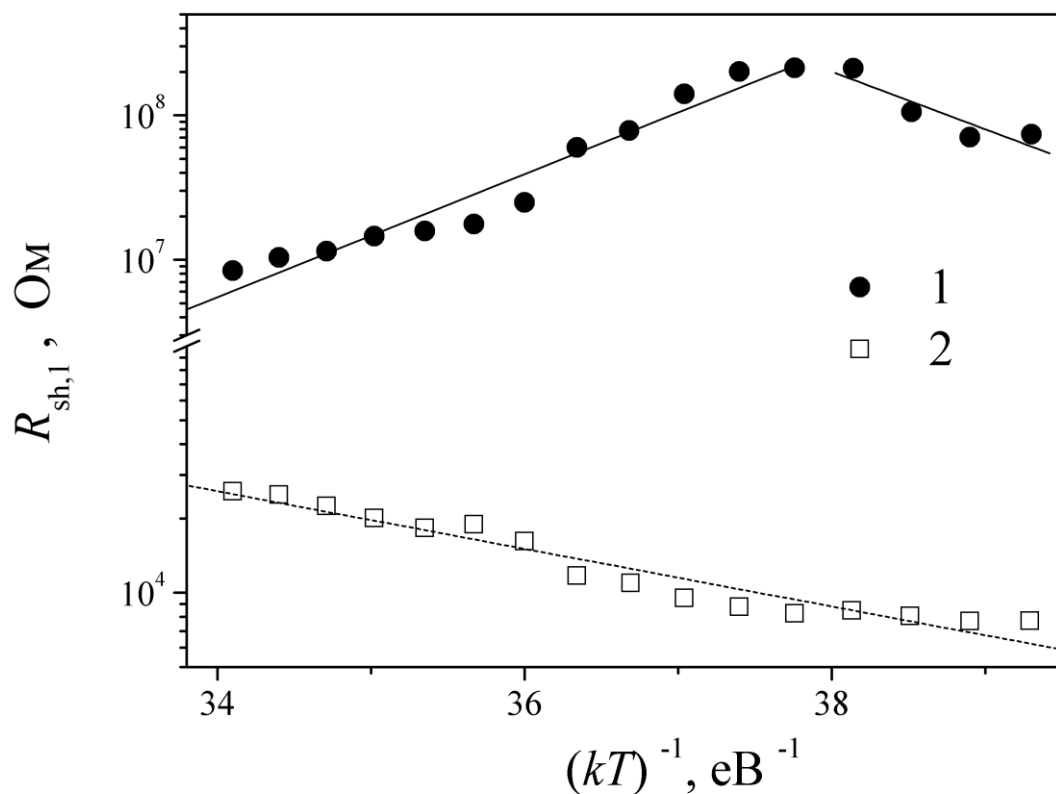


Рис.3.6 Температурні залежності величини шунтуючого опору $R_{SH,1}$. Крива 1 – в темряві, крива 2 – при освітленні.

$$R_{SH,1} = R_{SH0} \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right). \quad (3.14)$$

Енергія активації E_R дорівнює 0,92 еВ в темряві при $T < 310$ К та 0,27 еВ при освітленні. Крім того, видно, що при освітленні величина шунтуючого опору цілком очікувано суттєво зменшується.

Температурна залежність другого шунтуючого опору також свідчить про наявність певних процесів зміни перенесення заряду при $T = 310$ К у темряві – див. Рис.3.7. Зауважимо, що а) зі зниженням температури опір зростає; б) практично не залежить від освітлення. Це свідчить про те, що він не пов'язаний з вільними носіями заряду в об'ємі напівпровідника.

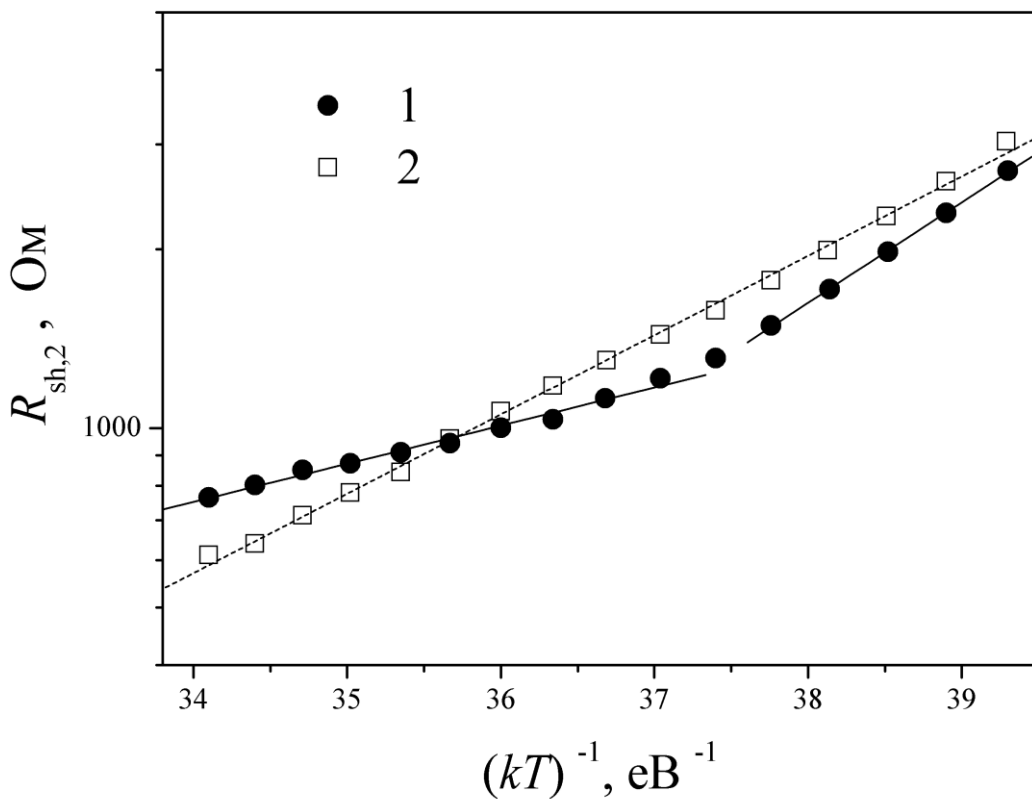


Рис.3.7 Температурні залежності величини шунтуючого опору $R_{SH,2}$. Крива 1 – в темряві, крива 2 – при освітленні.

Отримані температурні залежності параметрів діоду D2, який необхідно враховувати лише при освітленні, наведені на Рис.3.8 та 3.9. Видно, що струм насичення є термоактивованим, характерна енергія складає 0,48 еВ. Це, а також, той факт, що тунельний коефіцієнт $A_2 = q/n_2 kT = 1/n_2 v_{th}$ не залишається сталим (див. Рис.3.9) є доказом, що зустрічно-увімкнений діод не є тунельним.

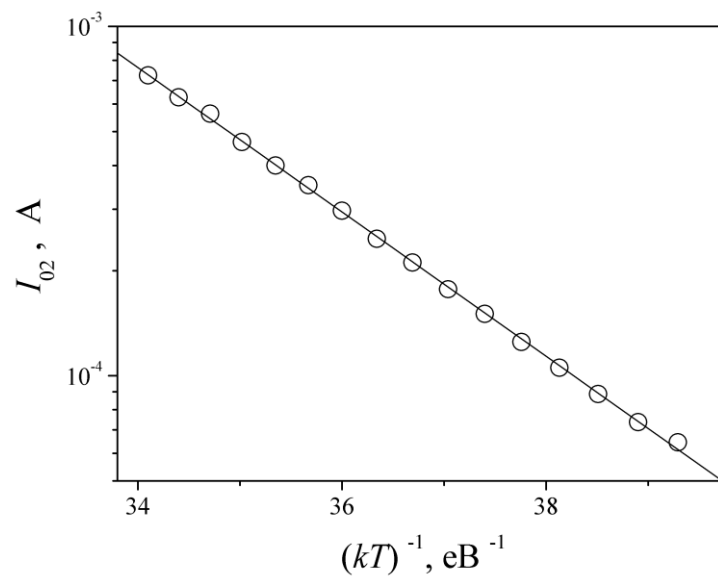


Рис.3.8 Температурна залежність струму насичення діоду D2.

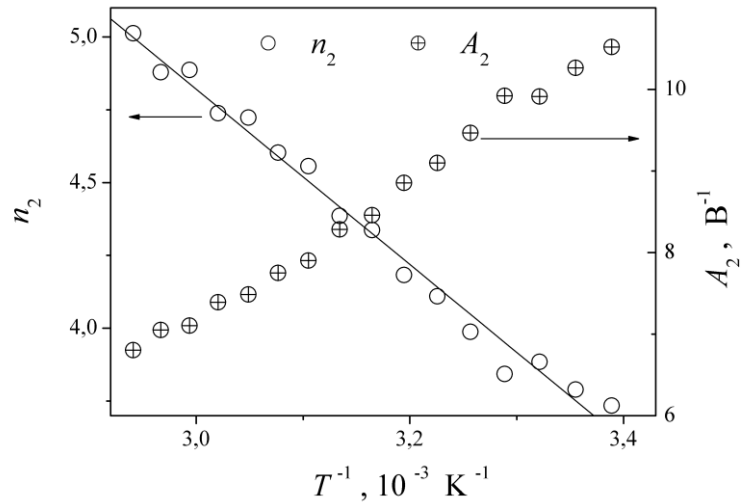
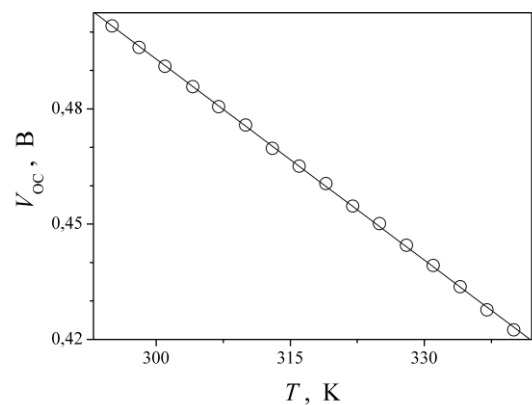
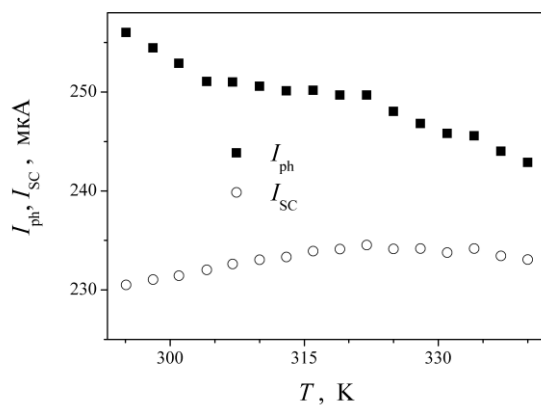


Рис.3.9 Залежності фактору неідеальності (ліва шкала) та тунельного коефіцієнту (права шкала) діоду D2 від оберненої температури.

З іншого боку, фактор неідеальності зростає при зростанні температури, тоді як для більшості випадків термоемісійного перенесення заряду через діодну структуру спостерігається протилежна залежність. Таким чином, фізичний механізм, який викликає появу D2 на еквівалентній схемі потребує подальших досліджень.



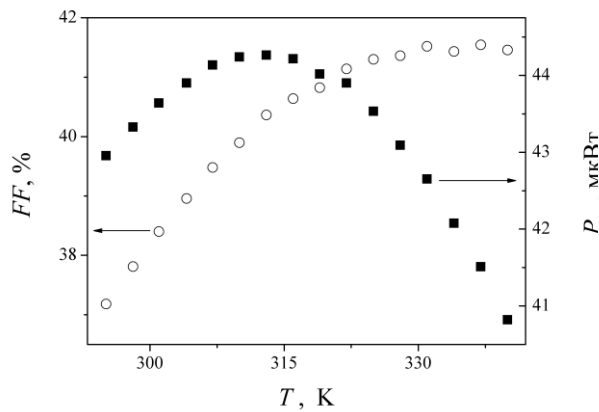


Рис.3.10. Температурні залежності фотоструму, струму короткого замикання (а), напруги холостого ходу (б), фактору форми та максимальної вихідної потужності (в) структури $\text{CuS}_{1.8}\text{-CdSe}$ при монохроматичному освітленні.

На Рис. 3.10 представлені температурні залежності параметрів фотоелектричного перетворення. Найбільш прості, монотонно-спадні, залежності спостерігаються для величини фотоструму та напруги холостого ходу. У [10] вважається, що у випадку тонко плівкових фотоелектричних перетворювачів з гетеропереходом температурна залежність напруги холостого ходу має описуватися виразом:

$$V_{oc} = \frac{E_a}{q} - \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{00,1}}{I_{PH}}, \quad (3.15)$$

де E_a – активаційна енергія рекомбінаційних процесів, $I_{00,1}$ – температурно незалежний множник у струмі насичення. Враховуючи, що температурна залежність фотоструму достатня слабка, залежність $V_{oc}(T)$ може бути апроксимована лінійною залежністю (див. Рис.3.10,б), величина вільного коефіцієнту якої показала, що $E_a = 1,02$ еВ.

Водночас, як видно з запропонованої моделі (рис.3.3), величини струму короткого замикання, максимальної вихідної потужності та фактору форми залежать від не лише від фотоструму, а від $I_{0,2}$, n_2 , $R_{SH,1}$, $R_{SH,2}$, для яких, в свою чергу, спостерігаються досить складні температурні залежності (рис.3.6 – 3.9). Як наслідок, залежності $I_{SC}(T)$, $P_m(T)$ та $FF(T)$ не лінійні, а в перших двох випадках навіть немонотонні.

3.3 Фотоіндукована деградація параметрів структури $\text{CuS}_{1.8}\text{--CdSe}$.

Проведені дослідження показали, що при постійному освітленні фотоелектричні властивості структур $\text{CuS}_{1.8}\text{--CdSe}$ змінюються. Так, на Рис.3.11 наведено типовий характер змін струму короткого замикання та напруги холостого ходу при постійному освітленні протягом ~ 2 год. Видно, що внаслідок збудження нерівноважних носіїв заряду I_{SC} зменшується, а V_{oc} – зростає. Характерний час змін – декілька десятків секунд, крім того на деградаційній залежності струму короткого замикання спостерігається короткочасова компонента.

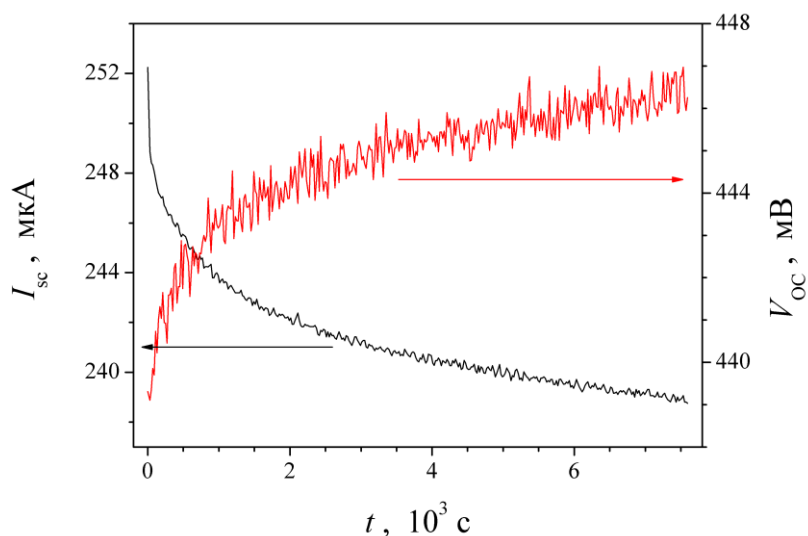


Рис.3.11 Часові залежності струму короткого замикання (ліва шкала) та напруги холостого ходу (права шкала) структури $\text{CuS}_{1.8}\text{--CdSe}$ при монохроматичному ($\lambda=400$ нм) освітленні. $T = 330$ К.

При зміні температури, при якій відбувається освітлення, загальний характер залежностей не змінювався, проте варіювалися характерні часи та

амплітуди змін. Так, на Рис.3.12 наведено результати вимірювання деградації струму короткого замикання при різних температурах.

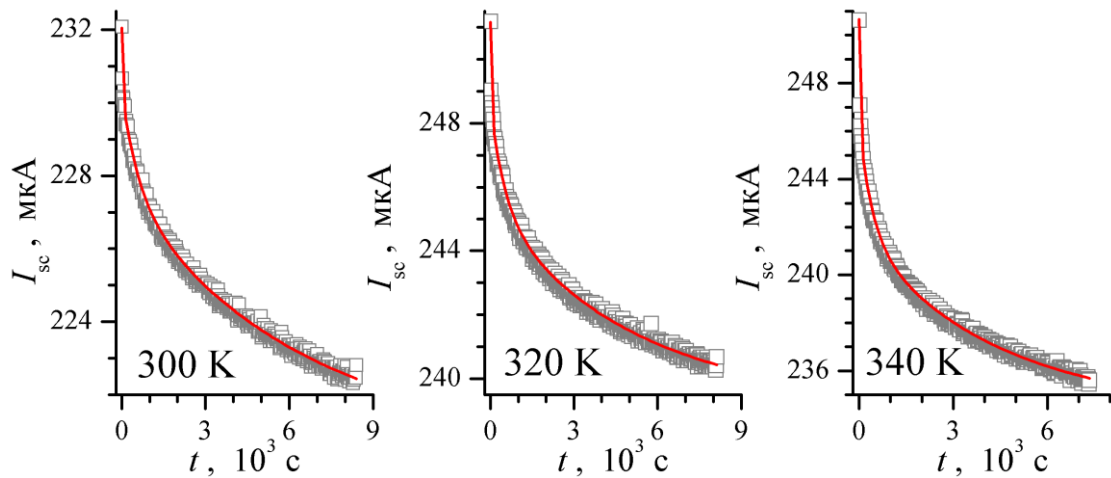


Рис.3.12 Часові залежності деградації струму короткого замикання структури $\text{CuS}_{1.8}\text{--CdSe}$ при монохроматичному ($\lambda=400$ нм) освітленні при різних температурах. Точки – експеримент, лінії – апроксимація за формулою (3.16).

Проведений аналіз показав, що залежність $I_{sc}(T)$ добре апроксимується виразом:

$$I_{sc}(t) = I_{sc,0} + I_{sc,1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sc,1}}\right) + I_{sc,2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sc,2}}\right) + I_{sc,3} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sc,3}}\right), \quad (3.16)$$

тобто можна виділити три стадії деградаційного процесу, кожна з яких характеризується власним часом деградації. Перша стадія – швидка, її характерний час $\tau_{sc,1}$ не перевищує час між послідовними вимірами ВАХ (20 с) і не залежить від часу. Два інші часи зі зростанням температури зменшуються – див. рис. 3.13.

Як показали проведені апроксимації, незалежна від освітлення компонента струму короткого замикання $I_{sc,0}$ практично не змінюється також і з температурою, її величина складає близько 240 мкА. Так само не залежить

від температури $I_{SC,3}$; її значення 6,5 мкА. Амплітуди двох інших стадій з підвищенням температури зростають - див. рис. 3.14.

На наш погляд, величина характерних часів другої та третьої стадій деградації струму короткого замикання свідчить, що вони (стадії) не пов'язані з процесами у системі вільних носіїв заряду і можуть бути викликані перебудовою дефектної підсистеми. Пришвидшення та інтенсифікація цих процесів при підвищенні температури є характерними ознаками термоактиваційних процесів на кшталт дифузії.

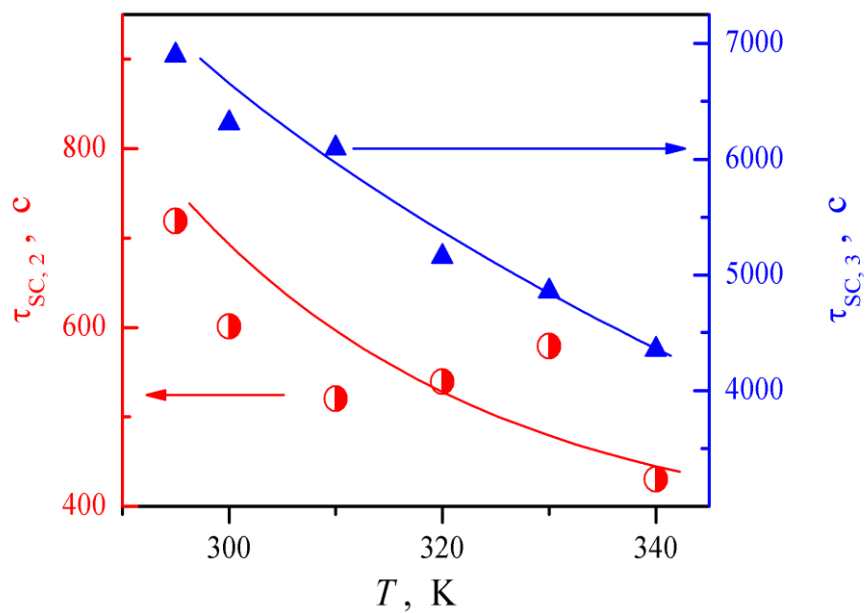


Рис.3.13 Температурні залежності характерних часів деградації струму короткого замикання.

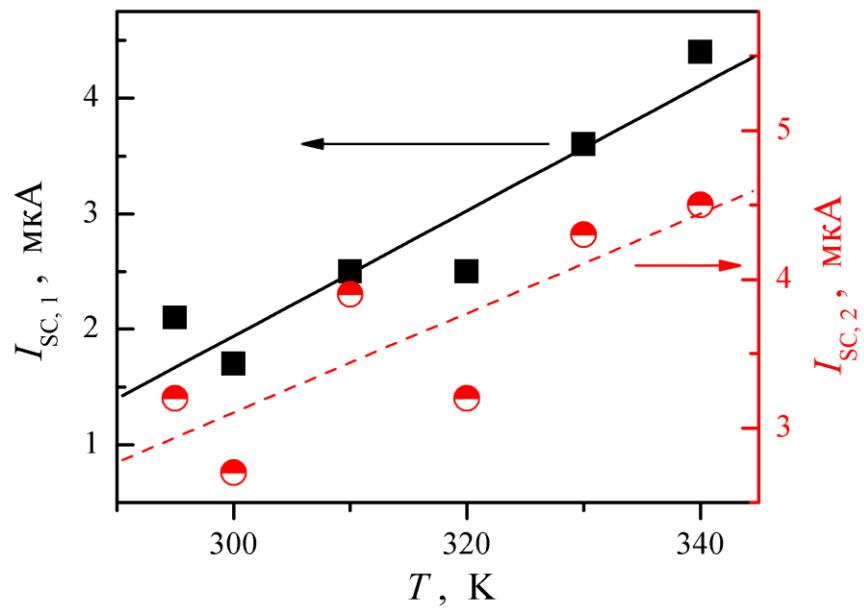


Рис.3.14 Температурні залежності амплітуд різних стадій деградації струму короткого замикання.

Перехідні процеси у величині напруги холостого ходу представлені на Рис.3.15. У даному випадку для апроксимації доцільно використовувати наступний вираз

$$V_{oc}(t) = V_{oc,0} + V_{oc,1} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{oc,1}}\right) \right] + V_{oc,2} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{oc,2}}\right) \right], \quad (3.17)$$

Тобто можна говорити о двох стадіях фотоіндукованих змін.

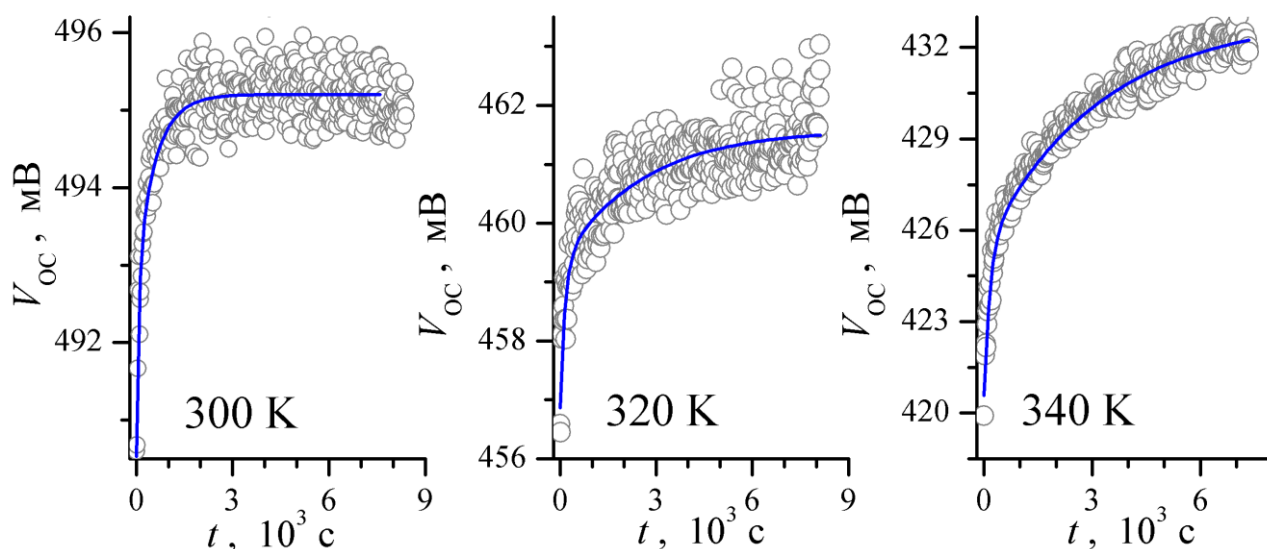


Рис.3.15 Часові залежності зміни напруги холостого ходу структури $\text{CuS}_{1.8}\text{-CdSe}$ при монохроматичному ($\lambda=400$ нм) освітленні при різних температурах. Точки – експеримент, лінії – апроксимація за формулою (3.17).

Як видно з Рис.3.16, значення $\tau_{\text{OC},1}$ та $\tau_{\text{OC},2}$ за порядком величини збігаються з $\tau_{\text{SC},2}$ та $\tau_{\text{SC},3}$, відповідно, проте мають іншу температурну залежність.

Складова напруги холостого ходу $V_{\text{OC},0}$, незалежна від освітлення, практично лінійно спадає з температурою (Рис.3.17), що відповідає загальному характеру зміни V_{OC} , представленому на Рис.3.10. Так як у дослідженому температурному діапазоні зміни $V_{\text{OC},0}$ достатньо суттєві, доцільно розглядати відношення амплітуд фотоіндукованих стадій до $V_{\text{OC},0}$ – самі такі залежності представлено на Рис.3.17. Вони показують, що з підвищенням температури процеси фото індукованого зростання напруги холостого ходу у відносному масштабі інтенсифікуються.

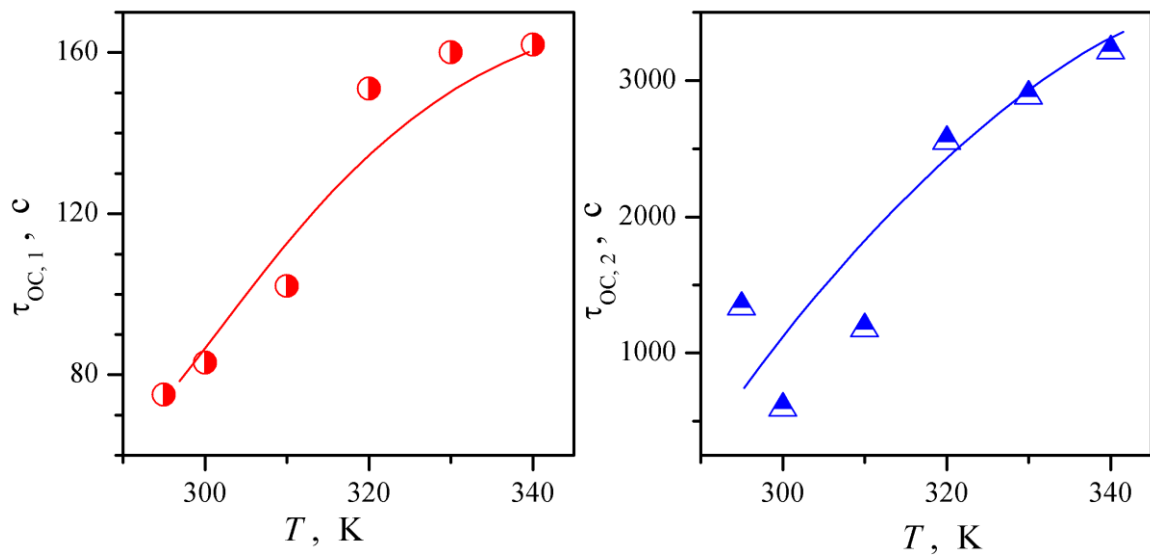


Рис.3.16 Температурні залежності характерних часів зміни напруги холостого ходу.

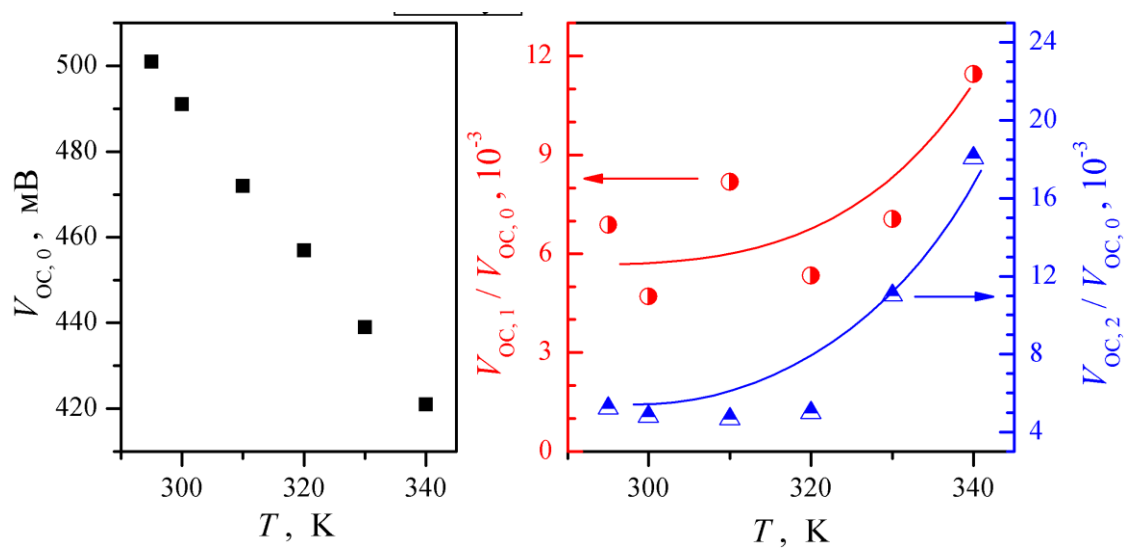


Рис.3.17 Температурні залежності амплітуд різних стадій зміни напруги холостого ходу.

Висновки

1. На основі проведених вимірювань вольт-амперних характеристик структур $\text{CuS}_{1.8}\text{--CdSe}$, показано доцільність використання дводіодної моделі (із зустрічно ввімкненим діодами) при освітленні структури та одnodіодної в темряві.

2. Виявлено, що при температурі близько 310 K відбувається зміна темного механізму провідності в структурах $\text{CuS}_{1.8}\text{--CdSe}$; характер перенесення заряду при освітленні збігається з темновим механізмом при $T < 310 \text{ K}$.

3. Показано, що у фотоіндукованому процесі зміни величини струму короткого замикання можна виділити три стадії, дві з яких достатньо повільні і можуть бути пов'язані з процесами перебудови дефектної підсистеми, про що свідчать температурні залежності характерних часів та амплітуд. Фотоіндуковане зростання напруги холостого ходу складається з двох стадій.

Список літератури

- [1] https://en.wikipedia.org/wiki/Nuclear_fuel
- [2] <https://sciencenotes.org/abundance-of-elements-in-earths-crust-periodic-table-and-list/>
- [3] <https://www.nrel.gov/docs/fy12osti/51664.pdf>
- [4] https://en.wikipedia.org/wiki/Growth_of_photovoltaics
- [5] Шалимова К. В. Физика полупроводников: Учебник. 4-е изд., стер. — СПб.: Издательство «Лань», 2010. — 400с.:
- [6] Exact analytical solution for current flow through diode with series resistance./ T.C. Banwell, A. Jayakumar// Electronics Letters. — 2000. — №36. — С. 291— 292
- [7] A new explicit I–V model of a solar cell based on Taylor’s series expansion./ Shu-xian Lun, Cun-jiao Du, Ting-ting Guo, Shuo Wang та інші // Solar Energy. — 2013. — №94. — С. 221— 232
- [8] An explicit approximate I–V characteristic model of a solar cell based on padé approximants/ Shu-xian Lun, Cun-jiao Du, Ting-ting Guo, Shuo Wang та інші // Solar Energy. — 2013. — №92. — С. 147— 159
- [9] The power law J–V model of an illuminated solar cell/ Shreepad Karmalkar, Saleem Haneefa// Solar Energy Materials and Solar Cells. — 2011. — №95. — С. 1076— 1084
- [10] An explicit J–V model of a solar cell using equivalent rational function form for simple estimation of maximum power point voltage. /Abhik Kumar Das// Solar Energy. — 2013. — №98. — С. 400—403
- [11] Lambert W-Function (4.13), NIST Digital Library of Mathematical Functions. <http://dlmf.nist.gov/4.13>

- [12] Some applications of the Lambert W function to physics. / Sree Ram Valluri, David J. Jeffrey, Robert M. Corless// Canadian Journal of Physics. — 2000. — №78. — C. 823— 831
- [13] Modelling of Organic Photovoltaic Cells Based on an Improved Reverse Double Diode Model. / Dhanup S. Pillai, Bidyutprava Sahoo, Prasanth Ram Jothi Kumar, Antonino Laudani // Energy Procedia. — 2017. — №117. — C. 1054— 1061
- [14] Understanding the current-voltage characteristics of industrial crystalline silicon solar cells by considering inhomogeneous current distributions. / O. Breitenstein// Opto-Electronics Review. — 2013. — №21. — C. 1-75
- [15] . A new explicit double-diode modeling method based on Lambert W-function for photovoltaic arrays/ Shu-xian Lun, Gui-hong Yang, Ting-ting Guo, Shuo Wang // Solar Energy. — 2015. — №116. — C. 69— 82
- [16] An improved solar cell circuit model for organic solar cells. / B Mazhari // Solar Energy Materials and Solar Cells. — 2006. — №90. — C. 1021— 1033
- [17] Barker (2003). Modeling the current-voltage characteristics of bilayer polymer photovoltaic devices. / J.A. Barker, C. M. Ramsdale, N. C. Greenham// Physical Review B. — 2003. — №67. — C. 1—9
- [18] Excitonic Solar Cells: The Physics and Chemistry of Organic-Based Photovoltaics. / Brian A. Gregg // ACS Symposium Series. — 2003. — №844. — C. 243— 257
- [19] Origin of the Kink in Current-Density Versus Voltage Curves and Efficiency Enhancement of Polymer-C₆₀ Heterojunction Solar Cells. / Fernando Araujo de Castro, Jakob Heier, Frank Nüesch, and Roland Hany// IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. — 2010. — №16. — C. 1690— 1699

- [20] Exact analytical solution of a two diode circuit model for organic solar cells showing S-shape using Lambert W-functions. / Beatriz Romero, Gonzalo Del Pozo, Belen Arredondo// Solar Energy. — 2012. — №86. — C. 3026— 3029
- [21] Lumped Parameter Modeling of Organic Solar Cells' S-Shaped I-V Characteristics. / Francisco Javier García-Sánchez, D. Lugo Muñoz, Juan Muci, Adelmo Ortiz-Conde// IEEE Journal of Photovoltaics. — 2013. — №3. — C. 330— 335
- [22] An in-depth analysis of the modelling of organic solar cells using multiple-diode circuits. / Fernando Araujo de Castro, Antonino Laudani, Francesco Riganti Fulginei, Alessandro Salvini// Solar Energy. — 2016. — №135. — C. 590— 597
- [23] A building-block approach to the development of an equivalent circuit model for organic photovoltaic cells. / Elisa Sesa, Ben Vaughan, Krishna Feron, Chhinder Bilen// Organic Electronics. — 2018. — №58. — C. 207— 215
- [24] A Schottky-diode model of the nonlinear insulation resistance effects in SPRTs—Part 1: Theory. / David Rodney White, M. Arai, A. Bittar, Kazuaki Yamazawa// International Journal of Thermophysics. — 2007. — №36. — C. 1843— 1854
- [25]. On Calculating the Current-Voltage Characteristic of Multi-Diode Models for Organic Solar Cells/ Ken Roberts, S. R. Valluri// arXiv. — 2015. — №1601.02679v1. — C. 1— 21
- [26] Parameter determination of Schottky-barrier diode model using differential evolution. / Kaier Wang , Meiyang Ye// Solid-State Electronics . — 2009. — №53. — C. 234— 240
- [27] Новая структура поверхностно-барьерного сенсора ультрафиолетового излучения на основе CdS/ С.Ю. Павелец, Ю.Н. Бобренко, А.В.

Комащенко, Т.Е. Шенгелия // Физика и техника полупроводников. — 2001. — №35. — С. 626— 628

- [28] Особенности прохождения тока в гетеропереходах вырожденный полупроводник-полупроводник / С.Ю. Павелец, Т.М. Сванидзе, В.П. Тарасенко // УФЖ. — 1983. — №23. — С. 581— 585
- [29] Electrical and photoelectrical properties of photosensitive heterojunctions n-TiO₂/p-CdTe/ V. V. Brus, M.I. Ilashchuk, Z. D. Kovalyuk, Pavlo D. Maryanchuk// Semiconductor Science and Technology. — 2011. — №26. — С. 1— 6
- [30] Analysis of heterointerface recombination by Zn_{1-x} Mg_xO for window layer of Cu(In,Ga)Se₂ solar cells. / Kiyoteru Tanaka, Takashi Minemoto, Hideyuki Takakura // Solar Energy. — 2009. — №83. — С. 477— 479