

Ю.М. Барабаш<sup>1</sup>, М.А. Заболотний<sup>2</sup>, М.П. Куліш<sup>2</sup>, В.М.Харкянєн<sup>1</sup>,  
О.П. Дмитренко<sup>2</sup>, О.С. Кобус<sup>2</sup>

## Спектральна залежність квантового виходу фотогенерації в аморфних молекулярних напівпровідниках (АМН)

<sup>1</sup>Інститут фізики НАН України, Україна, 03650 Київ-39, пр. Науки 46;

<sup>2</sup>Національний університет імені Тараса Шевченка, Україна, 01033, Київ-33, вул. Володимирська 64; E-mail: [kobus\\_olena@ukr.net](mailto:kobus_olena@ukr.net).

В роботі досліджуються залежності квантового виходу фотогенерації носіїв струму в аморфних молекулярних напівпровідниках. В експериментах для вимірювань спектральної чутливості використовуються зразки з тонких шарів карбазолмістких матеріалів, отриманих за допомогою поливу толуольних розчинів. Установлено зменшення величини квантового виходу фотогенерації при збільшенні довжини світлової хвилі. Запропонована феноменологічна модель процесу термалізації, що пояснює цю закономірність, яка заснована на припущенні ньютонівського характеру залежності швидкості енергетичних втрат нерівноважним електроном. В рамках моделі встановлено залежності довжини і часу термалізації від частоти збуджуючого світла, температури аморфних молекулярних напівпровідників (АМН) та параметра, що визначає швидкість втрати надлишкової енергії нерівноважним носієм електричного заряду.

**Ключові слова:** квантовий вихід фотогенерації, аморфні молекулярні напівпровідники, модель процесу термалізації, довжини і часу термалізації.

Стаття постуила до редакції 25.03.2008; прийнята до друку 15.03.2009.

### Вступ

Аморфні молекулярні напівпровідники (АМН) на основі сенсibiliзованих фотопровідних полімерів мають фотопровідні властивості у видимому та близькому до інфрачервоного хвильових діапазонах [1]. Причиною цього є те, що молекули сенсibiliзатора діють не лише як центри поглинання світла, але також як центри (або їх складові) фотогенерації носіїв заряду. Ці властивості АМН дають можливість використовувати їх для розвитку мікроелектронних і інформаційних систем [1]. Добре вивчені і широко використовуються АМН на основі полі-N-вінілкарбазолу (ПВК), полі-N-епоксипропілкарбазолу (ПЕПК), поліантрацелінгліциділового ефіру (ПАГЕ), полі-N-гліциділкарбазолу (ПГК), карбазольмісного поліорганосилоксану (КСПО). Фоточутливість цих АМН обумовлена наявністю в них карбазольних ядер, що мають велику замкнену спряжену  $\pi$  – електронну систему, регулярністю їх структури і густиною упаковки. Відомо [1], що у ряді структур ПВК (ПЕПК) – ПГК – КСПО реалізується поступове збільшення відстані між карбазольними ядрами за рахунок зростання кількості атомів в ланках основного полімерного ланцюга, якими з'єднуються сусідні мономери. Збільшення відстані між

карбазольними ядрами в полімерному ланцюзі сприяє зростанню його гнучкості і одночасно покращанню умов щодо утворення комплексів із переносом заряду (КПЗ). В АМН, утворених на основі ПГК і ПАГЕ, має місце аналогічна структура ланцюга, і змінюється лише вигляд донорного включення. Перехід від донорних ядер карбазолу до заміників із більш протяжною системою зв'язків зменшує енергію іонізації донора, отже приводить до розширення спектральної чутливості АМН.

В якості сенсibiliзаторів звичайно використовуються сполуки 2,4,7 – тринітро флуорену (ТНФ), 2,4,5,7 – тетранітро флуорену (ТЕНФ), кислоти 2,4,7 –тринітро-9-дицианометилфлуорен-4-карбоксіліку (КТНФДЦМК), тетраціаноквінодиметану (ТЦНК); андециліка ефіру кислоти 2,7 – динітро (АЕКДЦМК), фулерени  $C_{60}$  і  $C_{70}$ . Використання перерахованих АМН дозволяє синтезувати світлочутливі матеріали, область спектральної чутливості яких охоплює практично весь видимий діапазон.

Відомо [1,2], що для цього типу АМН процес фотогенерації складається з декількох етапів, із яких можна виділити два головних. Перший триває близько  $10^{-11}$ - $10^{-12}$ с [3,4]. На протязі цього етапу після поглинання кванту світла формується нейтральний

екситоноподібний стан, який завдяки автоіонізації переходить в іон, тобто у «гарячу» пару носіїв заряду. Утворена "гаряча" пара втрачає надлишкову енергію завдяки непружній взаємодії із сусідніми атомами і протягом часу термалізації  $t_r$  розділяється на відстань термалізації  $r_r$ .

Процес термалізації можна вважати завершеним [4], коли надлишкова енергія нерівноважної пари носіїв заряду зменшується до такого значення  $\Delta W$ , що взаємодія із оточенням стає пружним. Термалізація приводить до переходу більш рухомого носія заряду від фотогенеруючого центру до молекули карбазолу АМН, що завершується формуванням зв'язаної пари електрон-дірка, яка перебуває в тепловій рівновазі із навколишнім середовищем.

В подальшому розпочинається другий етап. На протязі цього етапу відбувається дисоціація пари електрон-дірка за рахунок процесу дифузійно – дрейфового руху носіїв заряду. Цей етап може бути задовільно описаний моделлю Онзагера [1,2,5], яка враховує можливість процесів тунелювання. Однак, модель Онзагера не придатна для опису першого етапу процесу генерації заряду в АМН, оскільки вона не може бути застосована для опису термодинамічно нерівноважних систем. Така багатоступеневість процесу фотогенерації носіїв електричного заряду в АМН створює значні труднощі при його експериментальному дослідженні, оскільки вимірюється лише результат реалізації всіх етапів (наприклад, квантовий вихід фотогенерації або люмінесценції). Водночас теоретичне дослідження дозволяє аналізувати кожний етап окремо і дає можливість передбачати зміни кінцевих параметрів процесу фотогенерації, обумовлених цими станами.

Метою даної роботи є експериментальне дослідження залежності довжини термалізації у карбазолмістких АМН від довжини хвилі збуджуючого світла і розробка адекватної моделі процесу термалізації носіїв заряду.

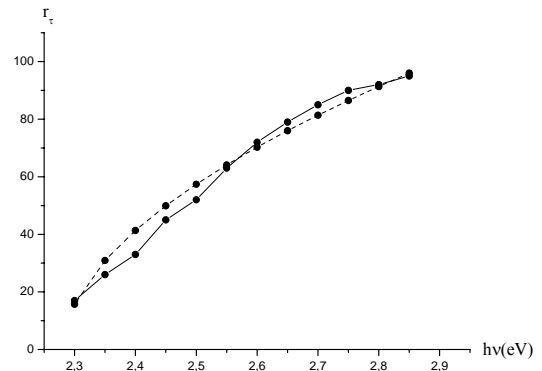
## I. Експериментальне дослідження

Вільні носії електричного заряду в АМН утворюються після проходження ланцюгу окремих елементарних процесів, кожний з яких впливає на закономірності процесу фотогенерації. Вже відмічалось, що експериментально реєструється результат проходження всіх цих окремих елементарних процесів, кожний з яких визначається своїми параметрами (що обумовлюються характеристиками АМН) і тому по різному залежать від експериментальних умов.

При вивченні процесу фотогенерації носіїв електричного заряду в АМН особливий інтерес представляє залежність квантового виходу фотогенерації від довжини хвилі збуджуючого світла. Це пояснюється тим, що ця залежність в основному визначається лише термалізацією, а не всією сукупністю процесів, що визначають процес

фотогенерації.

Залежність квантового виходу фотогенерації  $\eta$  в антрацені і пентацені, а також в сполуках карбазолмістких сполуках досліджувалась в роботах [1,2,4,6,7]. В них було показано, що квантовий вихід фотогенерації носіїв заряду зростає при збільшенні частоти поглинаючого світла. Із одержаних експериментальних даних по вивченню фотопроектів в пентацені і при використанні моделі Онзагера для опису механізму дисоціації електронно – діркової пари було зроблено [2,6] висновок про зростання довжини термалізації носіїв заряду при збільшенні частоти збуджуючого світла. Такий висновок ілюструє рисунок, на якому представлено



**Рисунок.** Експериментальна (суцільна) [6] та теоретична (розривна) криві залежності довжини термалізації в пентацені від енергії кванту збудження.

експериментальну криву одержану при використанні даних роботи [6]. В роботі [1] було показано, що в полімерних напівпровідниках в околі границі власного поглинання світла спектральна залежність квантового виходу фотогенерації носіїв заряду може бути описана наближеним співвідношенням

$$\eta(h\nu) \approx C \cdot (h \cdot \omega - E_G^{ad})^n, n \approx \frac{2}{5} \quad (1)$$

Тут величина  $C$  – деяка функція температури і напруженості електричного поля,  $E_G^{ad}$  – ширина адиабатичної енергетичної щілини. Відмітимо, що задовільної моделі яка б обґрунтовувала вираз (1) не існує.

В даній роботі були проведені додаткові дослідження залежності квантового виходу фотогенерації носіїв  $\eta(\lambda)$  для більш широкого числа АМН. В цих дослідженнях використовувалися зразки товщиною 1,4-1,5 мкм, одержані на скляній основі із електропровідним підшаром  $\text{SnO}_2$  за допомогою поливу із толуольного розчину стандартним методом [9]. Поверхня зразка в коронному розряді була заряджена позитивними іонами. Поверхневий потенціал вимірювали динамічним зондовим методом. Спектральну чутливість  $S_\lambda$  визначали по 20% - ному спаду потенціалу вільної поверхні АМН під дією випромінювання інтенсивністю 0,1 мВт/см<sup>2</sup>. Виміри проводили після зарядки вільної поверхні

Таблиця

Спектральна чутливість, коефіцієнт поглинання і квантовий вихід фотогенерації носіїв електричного заряду в різних АМН при двох довжинах хвиль випромінювання. Величина  $I_d$  – потенціал іонізації АМН,  $E_a$  – енергія спорідненості до електрона сенсibilізатора

ФП	Сенсibilізатор	К-сть сенсibilізатора	$S_{dv/v} = 0.2$ $m^2/Дж$		$k(\lambda), \%$		Зміна $\eta$ при зменшенні $\lambda$ від 700 до 550 нм	$E_a$
			$\lambda = 700$ нм	$\lambda = 550$ нм	$\lambda = 700$ нм	$\lambda = 550$ нм		
		ваг. %					$\frac{S_{550}}{S_{700}} \cdot \frac{k(550)}{k(700)}$	еВ
ПВК $I_d=7,6$ еВ	ТНФ	3.0	0.16	3.0	20	60	➤ 6 разів	2.05
	ТЕНФ	5.0	1.2	8.0	40	75	➤ 3,4 рази	2.35
	ТНФДЦМ	3.0	3.0	6.0	60	85	➤ 1,5 рази	2.60
ПЕПК $I_d=7,6$ еВ	ТНФ	3.0	0.15	5.0	10	70	5.2 рази	2.05
	ТЕНФ	5.0	1.3	7.0	46	78	3.4 рази	2.35
	Ud-ДДФК	4.0	3.0	8.0	55	70	2.1 рази	2.45
	ТЕНФДЦМ	3.0	3.5	7.0	60	80	1.6 раз	2.6
	ТЦХДН	1.0	1.0	1.2	65	85	1 разів	2.7
ПАГЕ $I_d=7,4$ еВ	ТНФ	4.3	0.4	5.0	10	75	2 рази	2.05
	ТЕНФ	4	1.0	5.2	60	80	4 рази	2.35
	ТНФДЦМ	3.6	2.0	2.0	70	75	1 разів	2.60
	ТЦХДН	1.0	0.8	0.8	50	70	0.9 раз	2.70
ПГК $I_d=7,1$ еВ	ТНФ	4.0	1.1	2.3	27	31	2 рази	2.05

АМН до потенціалу 190 В. Спектри поглинання зразків визначали за допомогою спектрофотометра С – 26. Результати експериментів представлені в таблиці. В ній приведено результати дослідження спектральних залежностей  $S_\lambda$  (по рівню спаду 0,2 потенціалу ( $Sdv/v = 0,2$ )), коефіцієнт поглинання зразка  $\kappa(\lambda)$ , квантового виходу фотогенерації носіїв  $\eta(\lambda)$  та енергії спорідненості до електрону  $E_A$ . Згідно з наведеними в табл.иці результатами, залежність квантового виходу фотогенерації від  $\lambda$  (або енергії кванту світла  $W_\phi$ ) посилюється при зменшенні енергії спорідненості до електрону  $E_A$  сенсibilізатора. Такий характер залежності  $\eta(\lambda)$  можна якісно зрозуміти, враховуючи, що початкову енергію гарячого електрону  $W_e$  (при нехтуванні вкладом поляризаційних ефектів) можна оцінити як  $W_e = W_\phi - I_d + E_A + U$ . (Тут  $I_d$  – енергія іонізації,  $U$  – потенціальна енергія гарячого електрону.) У цьому випадку відносна зміна  $\Delta W_e/W_e$  при зміні  $W_\phi$  визначається відношенням  $\Delta W_\phi / (W_\phi - I_d + E_A + U)$ , величина якого зростає при зменшенні  $E_A$ . Відмітимо, що якщо такий спрощений аналіз є справедливим то при використанні у якості акцептора фулерена  $C_{60}$ , для якого є характерне значення  $E_A = 2,65$  eV, маємо одержати наноккомпозит квантовий вихід фотогенерації носіїв зарядів у якому в області поглинання майже не залежить від довжини хвилі світла.

## II. Теоретична модель

Незважаючи на суттєві результати досягнуті при довготривалих дослідженнях процесу термалізації фотозбуджених носіїв електричних зарядів в АМН [1,2,6,7,10,11,12] (визначення порядку величин часу  $t_\tau$  та довжини термалізації  $r_\tau$ , співвідношень між загальними властивостями фононних спектрів та значеннями  $t_\tau$  і  $r_\tau$ , зв'язок між  $t_\tau$  та коефіцієнтом дифузії носіїв заряду тощо), закономірності процесу термалізації залишається нез'ясованими. Насамперед такий стан пояснюється тим, що процес термалізації є нерівноважним. Це приводить ,наприклад, до того, що носій заряду під час термалізації не можливо характеризувати такими рівноважними параметрами як коефіцієнтом дифузії або рухливостю. Крім того при створенні моделей термалізації з використанням квантово-механічних характеристик виникають труднощі в дослідженнях відповідних гамільтоніанів внаслідок неповноти інформації про значення перерізів взаємодії.

В даній роботі запропонована феноменологічна модель процесу термалізації гарячих носіїв заряду, яка дозволяє описати залежність характеристик цього процесу від довжини хвилі збуджуючого світла та температури середовища. Модель заснована на припущенні, що надлишок енергії "гарячого" нерівноважного носія заряду зменшується завдяки її переходу до сусідніх молекул із швидкістю переходу, що залежить від різниці температур гарячих

електронів і оточення. Передбачається [6], що процес термалізації припиняється, коли енергія гарячих носіїв заряду зменшується до величини, коли стає неможливими процеси непружної взаємодії із оточенням. Це стає можливим, коли температура гарячих носіїв на малу величину  $\Delta T$  перевищує температуру навколишнього середовища  $T_0$ . Водночас припускається, що потенціальна енергія взаємодії гарячої частинки із оточенням в процесі термалізації не змінюється, а зовнішні поля відсутні або малі і тому не впливають на процес термалізації.

При такому розгляді надлишкова енергія нерівноважного носія заряду визначається його кінетичною енергією або температурою. Це положення дозволяє визначити швидкість переміщення нерівноважного електрона  $v(t)$  наступним виразом:

$$v(t) = \sqrt{\frac{3k_b T(t)}{m}} \quad (2)$$

тут  $k_b$  – це стала Больцмана;  $m$  – маса (взагалі кажучи ефективна) нерівноважного носія заряду.

Використовуючи припущення, що рух носія заряду під час термалізації прямолінійний, довжина термалізації може бути визначена за допомогою співвідношення:

$$r_\tau = \int_0^{t_\tau} v(t) dt = \sqrt{\frac{3k_b}{m}} \cdot \int_0^{t_\tau} \sqrt{T(t)} dt \quad (3)$$

Процес втрати надлишкової енергії нерівноважним електроном визначається його взаємодією із фононами. Фононний спектр визначається структурою АМН і часто невідомий. В таких випадках може бути виправдано використання феноменологічних моделей [9,10], які дозволяють пояснити залежності, що спостерігаються на експерименті, а також отримати інформацію про мікропроцеси в АМН. Припустимо, що процес теплового переходу – ньютонівський, тобто коефіцієнт теплового переходу пропорційний різниці температур  $(T(\tilde{t}) - T_0)$ . Тоді температурна кінетика нерівноважного носія заряду описується наступним рівнянням:

$$\frac{dT(t)}{dt} = -\frac{2\chi}{3k_b} (T(t) - T_0) \quad (4)$$

де  $\chi$  – параметр, що визначає швидкість втрати надлишкової енергії нерівноважним гарячим електроном. Його величина, в загальному випадку, повинна залежати як від форми фононного спектру, так і від особливостей взаємодії нерівноважного електрона із молекулами зразка. Незважаючи на вказану залежність, при подальшому аналізі виберемо її константою.

(Звернемо увагу на те, що співвідношення (4) є частинним випадком більш загального виразу  $\frac{dT(t)}{dt} = -\alpha \cdot (T(t) - T(0))^n$ , де параметр  $n$  визначається структурою фононного спектру, а розмірний коефіцієнт  $\alpha$  – визначає величину

теплогового потоку.

Початковою умовою розв'язку цього рівняння використаємо співвідношення, з якого витікає, що  $T(0)$  визначається енергією  $\hbar\omega$  поглинутого кванту світла і роботою  $A$  необхідною, щоб створити збуджений стан [2]. Параметр  $A$  має залежати від значень  $I_d$ ,  $E_A$  та енергій поляризаційних перебудов.

$$T(0) = \frac{2}{3 \cdot k_b} \cdot (\hbar \cdot \omega - A). \quad (5)$$

Розв'язок рівняння (4) при початковій умові (5) має вигляд:

$$T(t) = T_0 \cdot (1 - \exp(-\frac{2\chi}{3k_b}t)) + \frac{2}{3k_b} \cdot (\hbar \cdot \omega - A) \cdot \exp(-\frac{2\chi}{3k_b}t) \quad (6)$$

Врахуємо, що:

$$T(t_\tau) = T_0 + \Delta T, \quad (7)$$

Використовуючи рівняння (6, 7) отримаємо вираз для часу термалізації  $t_\tau$  в наступному вигляді :

$$t_\tau = \frac{3k_b}{2\chi} \cdot \ln \left[ \frac{1}{\Delta T} \left( \frac{2(\hbar \cdot \omega - A)}{3k_b} - T_0 \right) \right] \quad (8)$$

Із рівнянь (3) і (8) витікає, що радіус термалізації дорівнює:

$$r_\tau = \sqrt{\frac{2}{m}(\hbar \cdot \omega - A)} \cdot \frac{3 \cdot k_b}{\chi} \cdot \left[ 1 - \sqrt{\frac{\Delta T}{\frac{2}{3 \cdot k_b} \cdot (\hbar \cdot \omega - A) - T_0}} \right] \quad (9)$$

Відзначимо, що вирази (8) і (9) дозволяють знайти співвідношення між  $t_\tau$  і  $r_\tau$  незалежно від невідомого параметра  $\chi$  :

$$r_\tau = \frac{2\sqrt{\frac{2}{m}(\hbar \cdot \omega - A)}}{\ln\left(\frac{1}{\Delta T}\left(\frac{2 \cdot (\hbar \cdot \omega - A)}{3 \cdot k_b} - T_0\right)\right)} \left[ 1 - \sqrt{\frac{\Delta T}{\frac{2}{3 \cdot k_b}(\hbar \cdot \omega - A) - T_0}} \right] \cdot t_\tau \quad (10)$$

### III. Обговорення результатів

При аналізі отриманих теоретичних результатів (вирази (8), (9) (10)) необхідно врахувати, що довжина термалізації не є величиною, яка безпосередньо вимірюється на експерименті. Значення  $r_\tau$  можна встановити, використовуючи інформацію про величину квантового виходу фотогенерації  $\eta$  при використанні моделі, яка описує процес дисоціації пари дірка – електрон. Так, при застосуванні традиційної моделі Онзагера інформацію про  $r_\tau$  можна отримати із даних, одержаних в роботах [6,11] за допомогою наступного співвідношення:

$$\eta(h\omega) = \frac{\Phi_0}{2\gamma\langle r_\tau \rangle} \exp\left[-\frac{r_c}{\langle r_\tau \rangle}\right] \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(r_c/\langle r_\tau \rangle)^m}{m!} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ 1 - \exp(-2\gamma\langle r_\tau \rangle) \sum_{k=0}^{m+n} \frac{(2\gamma\langle r_\tau \rangle)^k}{k!} \right] \quad (11)$$

де  $\Phi_0$  – квантовий вихід первинного процесу автоіонізації, а  $r_c$  і  $\gamma$  відповідно рівні:

$$r_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 k_b T}, \quad \gamma = \frac{eE}{2k_b T} \quad (12)$$

де  $\epsilon$  – діелектрична проникність середовища,  $\epsilon_0$  – електрична стала,  $E$  – напруженість зовнішнього електричного поля.

Аналітичний аналіз залежності  $r_\tau$  як функції  $\eta(h\omega)$ , що впливає із співвідношення (11), складний, і описується в роботі [6]. Проведений в цій роботі чисельний аналіз показує, що за всіх інших рівних умов (температурі, напруженості електричного поля) більшому значенню квантового виходу відповідає більше значення початкової відстані між зарядами, що входять до складу близнюкової пари зарядів. Це означає, що експериментальне збільшення квантового виходу фотогенерації при зростанні частоти поглинаючого світла вказує на підвищення довжини термалізації носія електричного заряду  $r_\tau$ .

Із формули (9) випливає, що  $r_\tau$  зростає з енергією кванта світла  $\hbar\omega$  (або зменшенні  $\lambda$ ); що добре узгоджується як із одержаними даними, приведеними в таблиці так і із раніше опублікованими результатами [1,7]. Співставлення результатів розрахунку при використанні виразу (9) із експериментальними даними, одержаними при дослідженні пентацену [6] приведено на рисунку. Добре узгоджена поведінка теоретичних і експериментальних кривих вказує на адекватність запропонованої моделі процесу термалізації. Відзначимо, що залежність  $r_\tau(\lambda)$  добре узгоджується із результатами моделі, яка припускає втрату надлишкової енергії нерівноважного носія заряду завдяки зіткненню із навколишніми молекулами [4,8]. Із виразу (9) також витікає, що довжина термалізації зростає при зменшенні температури навколишнього середовища, що спостерігається експериментально [2,6].

Отже, запропонована модель процесу термалізації носіїв заряду якісно пояснює спектральну і температурну залежності довжини

термалізації і квантового виходу фотогенерації носіїв електричного заряду і дає співвідношення між  $r_\tau$  і  $t_\tau$ , яке знаходиться в задовільній відповідності із експериментальними результатами.

## Висновки

1. Проведені експериментальні дослідження квантового виходу фотогенерації носіїв електричного заряду  $\eta$  в ПВК, ПЕПК, ПАГЕ, ПГК, сенсібілізованих акцепторами електронів (ТНФ, ТЕНФ, Ud-ДДФК, ТЕНФДЦМ, ТЦХДН) показують істотну залежність квантового виходу фотогенерації від довжини хвилі збуджуючого світла, що вказує на значний внесок в процеси фотогенерації термалізації носіїв заряду.

2. Запропонована феноменологічна модель процесу термалізації носіїв заряду в органічних молекулярних напівпровідниках. Параметрами моделі є показник степені, який визначає залежність

швидкості "теплого потоку гарячого носія заряду" від різниці температур гарячого носія заряду і оточення, а також коефіцієнт пропорційності, який від величини різниці температур вказує на значення теплового потоку. Запропонована модель має ряд припущень: а) процес термалізації є завершеним, коли надлишковий енергія нерівноважної пари носіїв заряду зменшується до такого значення, коли взаємодія із оточенням стає пружним; б) швидкість втрати надлишкової енергії гарячими носіями заряду пропорційна різниці температур нерівноважних носіїв заряду і навколишнього середовища.

3. Приведена модель термалізації при використанні моделі Онзагера (або її модифікації) дозволяє якісно пояснити спектральну і температурну залежності квантового виходу фотогенерації носія заряду.

- [1] Е.Л. Александрова. Светочувствительные полимерные полупроводники // *Физика и техника полупроводников*, **38**(10), сс.1153-1194 (2004).
- [2] М.В. Курик, Э.А. Силнныш. *Электронные состояния органических молекулярных кристаллов*. Зинатне, Рига. 329 с. (1988).
- [3] L.Valkunas, V.Gubinas, A.Undzenas. Charge separation and recombination in polymers and aggregates // *Proc. Int Conf. Electronic Processes in Organic Materials*, **22B**, с. 54 (1998).
- [4] Yu. Varabash, V. Kharkyanen, M. Kulish, O. Dmitrenko, M. Zabolotny, E. Kobus, and N. Sokolov. Process of Thermalization of Charges Carriers in Organics Molecular Semiconductors. // *Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies*, **5**(2), сс. 641-648 (2007).
- [5] М.А.Заболотный, А.Г.Загородный, Н.П.Боролина. Влияние тунелирования на образование носителей заряда в полимерных полупроводниках под воздействием электронного поля // *Физика твердого тела*, **33** (8), сс. 2345-2349(1991).
- [6] Э.А.Силинныш, В.А.Колесников, И.Я.Музиканте, Д.Р.Балоде, А.К.Гайлис. О механизмах фотогенерации носителей заряда в органических молекулярных кристаллах // *Известия Академии Наук Латвийской ССР серия физических и технических наук*, (5), сс. 14-28 (1981).
- [7] E.L. Alexandrova. Spectral dependence quantum yield in complexes with carry a charge PVK– TNDZM // *Proc. conf. Silverlos and unusual photographic processes*, **1**(1), сс. 95-96 (1984).
- [8] Yu.M. Varabash, M.A. Zabolotny, N.I. Sokolov. Photogeneration charge carriers in photosensitive organic semiconductors // *Semiconductors physics, quantum electronics and optoelectronics*, **2** (4), сс. 51-54 (1999).
- [9] Н.А. Давиденко, М.А. Заболотный, А.А. Ищенко. Влияние электрического поля на фотопроводимость и спектры электронного поглощения центров фотогенерации аморфных молекулярных полупроводников // *Химия высоких энергий*, **38**(1), сс. 23(2004).
- [10] А.И. Назаров, В.В. Сергеев. Расчет квантового выхода неравновесных носителей в диэлектрике при действии ионизирующего излучения // *Журнал Технической Физики*, **67**(6), сс.127-130 (1997).
- [11] М. Поуп, Ч. Свенберг. *Электронные процессы в органических кристаллах*. Т. 2 . Мир, М. 462 с.(1985).
- [12] Н. Sano, A. Mozumder. Model of thermalization of quasi – free electrons in high – mobility liquids and its relationship with electrons mobility // *J. Chem. Phys.*, **66** (2), p. 689-698 (1977).

Y.M. Barabash<sup>1</sup>, M.A. Zabolotny<sup>2</sup>, M.P. Kulish<sup>2</sup>, V.M. Kharkyanen<sup>1</sup>,  
O.P. Dmitrenko<sup>2</sup>, O.S. Kobus<sup>2</sup>

## **Spectral Dependence of Photogeneration Quantum Output in Amorphous Molecular Semiconductors (AMS)**

<sup>1</sup>*Inst. of Physics, N.A.S. of Ukraine, 03650, Kyiv-39, Prospekt Nauky 46, Ukraine;*

<sup>2</sup>*T. Shevchenko Kyiv National University, Volodymyrska str.64, 01033, Kyiv -33, Ukraine.*

Dependences of quantum output of photogeneration of current carrier in amorphous molecular semiconductors (AMS) are investigated in this work. Samples in the form of the thin layers of the carbazole-containing materials obtained by watering of toluene solutions are used in the experiments for measuring of spectral sensitivity. Decrease of magnitude of quantum output of photogeneration as increase of wavelength is founded. The phenomenological model of thermalization process, that explains this conformity, and which is based on supposition of newtonian character of dependence of power losses speed by a no equilibrium electron is proposed. In the framework of model the dependences of length and time of thermalization on the frequency of excitation light, temperature of amorphous molecular semiconductors (AMS) and parameter, that determines the speed of surplus energy loss by the no equilibrium carrier of electric charge, are founded.

**Key words:** quantum output of photogeneration, amorphous molecular semiconductors, model of thermalization process, length and time of thermalization.