

УДК. 539.216.2

В.О. Балицька, Б. Буткевіч\*, М.М. Ваків, О.Й. Шпотюк  
 Науково-виробниче підприємство "Карат",  
 \*Інститут Електроніки, Варшавський технологічний університет

## РЕЛАКСАЦІЯ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОГО ПОГЛИНАННЯ У СКЛОПОДІБНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ НА ОСНОВІ СУЛЬФІДІВ МИШ'ЯКУ ТА ГЕРМАНІЮ

© В.О. Балицька, Б. Буткевіч, М.М. Ваків, О.Й. Шпотюк, 2000

Обговорюються результати дослідження процесів часової деградації радіаційно-індукованих змін оптичних властивостей склоподібних напівпровідників системи  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$  при варіації середнього координаційного числа  $Z$ . Встановлено, що адекватна математична модель для опису даних процесів може бути розвинута на основі бімолекулярної релаксаційної функції, властивої для анігіляції структурних дефектів у формі протилежно заряджених аномально координованих атомів. На основі проведених розрахунків підтверджується висновок про екстремальність властивостей цих стекел при  $Z=2,67$ .

The results on the time degradation of radiation-induced changes of optical properties in vitreous semiconductors of  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$  system at the average coordination number  $Z$  variation were discussed. It is established, that the adequate mathematical model for description of these processes could be developed at the basis of bimolecular relaxation function corresponded to annihilation of structural defects in the form of oppositely charged atoms with anomal coordination. The conclusion on the extremal character of the investigated glasses properties in the point of  $Z=2.67$  was proved owing to fulfilled calculations.

Халькогенідні склоподібні напівпровідники (ХСН) і надалі залишаються в центрі уваги спеціалістів з неупорядкованого твердого стану речовини завдяки комплексу властивих їм унікальних фото- та радіаційно-індукованих ефектів [1]. Проте ці ефекти вивчалися, головним чином, в простих у структурному відношенні бінарних і квазібінарних системах ХСН на основі хороших склоутворювачів типу трисульфиду та триселеніду миш'яку із шаруватою (квазідвумірною) 2D-структурою [2-5]. Систематичні дослідження радіаційно-оптичних властивостей ХСН, що утворюють більш складний, розгалужений каркас у тримірному просторі (3D-склади ХСН [6-8]), не проводилися.

Особливо цікавими з цього погляду є ХСН, в яких можливий так званий 2D-3D фазовий перехід при середньому координаційному числі, тобто кількості ковалентних хімічних зв'язків на атом формульної структурної одиниці,  $Z=2,67$  [9], де за аналогією з раніше вивченими фотостимульованими змінами [6] слід очікувати також аномалії радіаційно-індукованих ефектів. Ведеться дискусія про фізичну природу цього переходу (допускається його топологічний [9] або структурно-хімічний характер [10]).

У цій роботі детально обговорюються результати дослідження процесів часової деградації радіаційно-індукованих змін оптичних властивостей ХСН потрійної системи As-

Ge-S по розрізу  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$  при широкій варіації числа  $Z$  від 2,4 до 2,8 (в яку входить точку 2D-3D фазового переходу при  $Z=2,67$ ), а також розвинуто адекватну математичну модель для їх кількісного опису.

Для досліджень використовували поліровані пластини 4 типових складів вищевказаної системи ХСН ( $x=0,1, Z=2,76$ ;  $x=0,2, Z=2,72$ ;  $x=0,4, Z=2,64$ ; і  $x=0,8, Z=2,48$ ). Синтез зразків проводили методом охолодження розплаву на повітрі після його добової витримки при температурі 1170-1200 К у вібраційній печі. Отримані таким чином зливки додатково відпалювали при температурі на 20-30 К нижчій від температури склування для зняття внутрішніх напружень, що неминуче виникали під час синтезу. Після цього їх розрізали на плоскопаралельні пластини завтовшки 2 мм, шліфували і полірували до високого класу чистоти. Детальніше технологічні особливості отримання досліджуваних зразків ХСН описані в [11-13].

Підготовлені зразки опромінювали при нормальних умовах гамма-квантами радіонуклідів  $^{60}Co$  (середня енергія потоку – 1,25 МеВ) при поглинутій дозі  $10^6$  Гр і потужності поглинутої дози порядку 20 Гр/с. Вказані умови радіаційної обробки забезпечували досить високий рівень спостережуваних змін оптичних властивостей ХСН при мінімальному впливі неконтрольованого термічного відпалу зразків в камері джерела гамма-квантів [2-5].

Спектральні характеристики оптичного пропускання ХСН  $\tau$  в області довжин хвиль від 200 до 900 нм вимірювали до і після гамма-опромінення (у визначені моменти часу від 2 до 90 діб) на двопробеному спектофотометрі “Specord M-40”. Максимальна похибка вимірювання  $\tau$  не перевищувала 0,5%, а точність градування шкали довжин хвиль – 1 нм у всьому діапазоні області краю фундаментального поглинання досліджуваних зразків.

Для виключення похибки експерименту, пов'язаної із встановленням зразка в робочій камері спектрофотометра, на його поверхні алмазним різцем наносили спеціальні мітки, що дозволяло багатократно відкоректовувати положення зразка відносно падаючого потоку зондуємого світлового випромінювання. Коефіцієнт оптичного поглинання  $\alpha$  розраховували із співвідношення [14]:

$$\tau = \frac{(1 - R)^2 \cdot e^{-\alpha d}}{1 - R^2 \cdot e^{-2\alpha d}}, \quad (1)$$

де  $d$  – товщина досліджуваного зразка,  $R$  – коефіцієнт відбивання.

При вказаній точності вимірювання оптичного пропускання  $\tau$  максимальна відносна похибка визначення коефіцієнта поглинання  $\alpha$  в спектральному діапазоні краю фундаментального поглинання ХСН, де спостерігаються максимальні радіаційно-індуковані зміни, не перевищувала 1%.

Як релаксаційний параметр для опису спостережуваних змін радіаційно-індукованого поглинання використовували величину відносного приросту коефіцієнта  $\alpha$ , тобто  $\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}$ , де

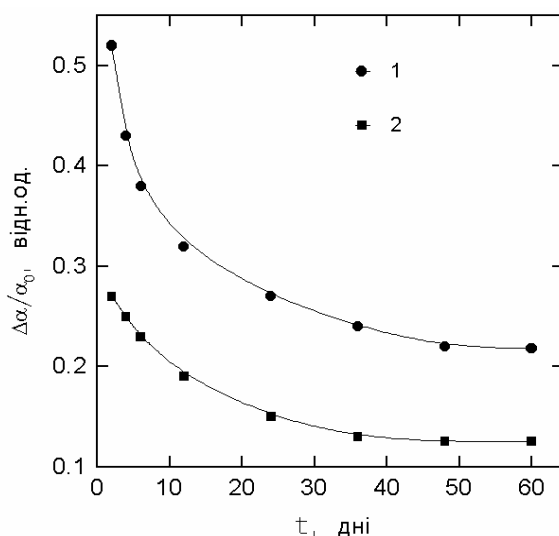
$\Delta\alpha$  - різниця між значеннями коефіцієнта оптичного поглинання до і після опромінення, а  $\alpha_0$  – коефіцієнт оптичного поглинання неопроміненого зразка. Аналітичний опис деградаційних перетворень проводили для максимального значення цієї спектральної залежності

в області фундаментального оптичного поглинання зразків ХСН, тобто  $\chi = \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \right)_{\max}$ .

Як відомо, під дією гамма-опромінення край власного оптичного поглинання ХСН зсувається в низькоенергетичну (довгохвильову) область, причому спектральна характеристика цього ефекту  $\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = f(h\nu)$  може бути представлена у вигляді характерної дзвоноподібної

кривої з різко окресленим максимумом  $\chi = \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \right)_{\max}$ , досить стрімким високоенергетичним

та більш витягнутим низькоенергетичним "хвостовими" ділянками [2-5,11,15]. Встановлено, що радіаційно-індуковане потемніння є нестабільним і залежно від хімічного складу зразків ХСН поступово загасає з часом до деякого залишкового значення [11]. Тому такі ефекти прийнято називати динамічними на відміну від статичних, що зберігаються в опромінених зразках протягом тривалого часу (щонайменше 3-5 років) [15].



Часові залежності загасання параметра  $\chi$  гамма-опромінених стекол складу  $(As_2S_3)_{0,1}(Ge_2S_3)_{0,9}$  (крива 1) і  $(As_2S_3)_{0,8}(Ge_2S_3)_{0,2}$  (крива 2)

На рисунку кривими 1 та 2 показано часові залежності загасання параметра  $\chi$  гамма-опромінених ХСН складу  $(As_2S_3)_{0,1}(Ge_2S_3)_{0,9}$  і  $(As_2S_3)_{0,8}(Ge_2S_3)_{0,2}$ , відповідно. Аналогічні залежності отримані нами для інших зразків стекол досліджуваної системи  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$ . Всі вони відзначаються досить інтенсивним зменшенням величини  $\chi$  в перші 1-15 діб після гамма-опромінення з подальшою відносно довготривалішою ділянкою спаду в наступні 20-30 діб. Загалом процес часової деградації радіаційно-індукованого поглинання  $\chi$  повністю закінчується за 2,5-3 місяці.

Проаналізуємо, насамперед, всі можливі математичні варіанти цього процесу залежно від специфіки прояву радіаційного дефектоутворення в ХСН.

Оскільки на мікроструктурному рівні відомі радіаційно-індуковані оптичні явища в даних матеріалах спричинені виникненням специфічних дефектів з порушеною атомною координацією (так званих пар координаційних дефектів у формі протилежно заряджених діаманітних центрів  $D^+ - D^-$ ) [16-18], то доцільно саме їх концентрацію  $n$  зіставити з кількісним значенням контрольованого релаксаційного параметра  $\chi$ . Анігіляція цих дефектів в гамма-опромінених зразках відповідатиме, власне кажучи, динамічному складнику радіаційно-індукованого потемніння. Зрозуміло, що при такому підході відповідні кількісні

зміни обох параметрів  $n$  і  $\chi$  аналітично описуватимуться однією і тією ж математичною релаксаційною функцією (РФ), яка, без сумніву, повинна задовольняти цілком очевидні граничні умови спостереження динамічних радіаційно-індукованих ефектів в ХСН:

$$\begin{cases} t \rightarrow 0 \Rightarrow n \rightarrow n_0 = \text{const} \\ t \rightarrow \infty \Rightarrow n \rightarrow 0 \end{cases} \quad (2)$$

Загальний випадок деградації радіаційно-індукованого поглинання реалізується при умові пропорційності швидкості анігіляції координаційних дефектів до  $\alpha$ -го степеня їх концентрації і  $\beta$ -го степеня часу після опромінення, тобто:

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n^\alpha t^\beta, \quad (3)$$

де  $\lambda$  – деяка стала, залежна, передусім, від хімічного складу зразка.

Зрозуміло, що показник  $\beta$  у рівнянні (3) може набувати лише значення від 0 до 1, відповідаючи експериментально спостережуваному сповільненню деградаційного процесу з часом (див. рисунок).

Неважко показати, що загальний розв'язок диференціального рівняння (3) можна подати у вигляді такої РФ:

$$n = \frac{n_0}{\left(1 + \left(\frac{t}{\tau}\right)^\kappa\right)^r}, \quad (4)$$

де  $r = \frac{1}{\alpha - 1}, \quad (5)$

$$\kappa = 1 + \beta, \quad (6)$$

$$\tau = \left(\frac{c}{\lambda} \cdot \frac{1 + \beta}{\alpha - 1}\right)^{\frac{1}{1 + \beta}}, \quad (7)$$

$$n_0 = c^{\frac{1}{1 - \alpha}}, \quad (8)$$

$c$  – стала інтегрування, причому  $\alpha \neq 1, \beta \neq -1$ .

Ця РФ, як і слід було очікувати, повністю задовольняє граничні умови (2). Параметр  $\tau$  в (4) має розмірність часу і є своєрідною характеристикою швидкості анігіляції радіаційно-індукованих дефектів для даного матеріалу.

Тепер перейдемо до аналізу можливих часткових випадків досліджуваних деградаційних процесів.

Випадок 1. Якщо швидкість анігіляції координаційних дефектів пропорційна лише до  $\alpha$ -го степеня їх концентрації і не залежить від часу, тобто:

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n^\alpha, \quad (9)$$

то відповідна РФ набуває такого вигляду:

$$n = \frac{n_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^\kappa}, \quad (10)$$

де 
$$n_0 = c^{\frac{1}{\alpha-1}}, \quad (11)$$

$$\tau = \frac{-c}{\lambda(1-\alpha)}, \quad (12)$$

$$\kappa = \frac{1}{\alpha-1}, \quad (13)$$

$c$  – як і раніше, стала інтегрування, причому  $\alpha \neq 1$ .

Цей розв'язок, як неважко показати, теж задовольняє граничні умови (2). Варто відзначити, що реально спостережувані деградаційні процеси в стеклах часто описуються саме цією РФ при  $3 < \alpha < 10$  [19].

Випадок 2. Якщо  $\alpha = 1$ , рівняння (9) описує випадок мономолекулярної рекомбінації [20]:

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n. \quad (13)$$

Його розв'язком, що відповідає граничним умовам (2), є експоненційна РФ:

$$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (14)$$

де 
$$n_0 = e^c, \quad (15)$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad (16)$$

причому  $c$  – стала інтегрування.

В даному випадку параметр  $\tau$  є часом релаксації, протягом якого концентрація дефектних центрів зменшується в  $e$  разів.

Випадок 3. Якщо  $\alpha = 2$ , рівняння (9) відповідає випадку бімолекулярної рекомбінації [20]:

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n^2. \quad (17)$$

Розв'язок цього рівняння теж задовольняє граничні умови (2) і, як легко показати, записується у вигляді:

$$n = \frac{n_0}{1 + \frac{t}{\tau}}, \quad (18)$$

де 
$$n_0 = e^c, \quad (19)$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad (20)$$

$c$  – стала інтегрування.

При бімолекулярній рекомбінації, як видно з (18), час релаксації  $\tau$  відповідає двократному зменшенню концентрації дефектних центрів. Такою РФ описуються, зокрема, деградаційні процеси, пов'язані з анігіляцією протилежно заряджених точкових дефектів, вакансій і зміщених атомів у міжвузлях тощо [19].

Випадок 4. У багатьох публікаціях з цієї проблеми [19,21-25] показано, що РФ, яка описує різноманітні процеси структурної, механічної та електричної деградації в багатьох

склоподібних та аморфних матеріалах, може бути подана у вигляді так званої РФ Де Баста-Джіларда [22] або Уільямса-Уоттса [23,24]:

$$n = n_0 \exp \left[ - \left( \frac{t}{\tau} \right)^{\kappa} \right]. \quad (21)$$

Вона є розв'язком диференціального рівняння (1) якщо  $\alpha = 1$ :

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n t^{\beta}, \quad (22)$$

причому

$$\tau = \left( \frac{1 + \beta}{\lambda} \right)^{\frac{1}{1+\beta}}, \quad (23)$$

$$\kappa = 1 + \beta, \quad (24)$$

$$n_0 = e^c, \quad (25)$$

$c$  – стала інтегрування.

В цьому випадку граничні умови (2) теж виконуються.

Отже, ми отримали п'ять теоретично можливих РФ, що описують деградаційні процеси в ХСН, повністю задовольняючи граничні умови (2) їх спостереження. Інші випадки деградаційних процесів слід вважати суто гіпотетичними, оскільки відповідні їм РФ не задовольняють ці умови. Це стосується, насамперед, процесів деградації, повністю незалежних від концентрації дефектів і часу спостереження ( $\alpha = 0$ ,  $\beta = 0$ ), або залежних лише від часу ( $\alpha = 0$ ).

Для встановлення адекватної математичної моделі деградації радіаційно-індукованого поглинання в ХСН системи  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$  були розраховані кількісні значення параметрів  $\chi_0$  або  $n_0$ ,  $\tau$ ,  $\kappa$ ,  $\tau$  функцій (4), (10), (14), (18), (21), виходячи з умови мінімізації середнього квадратичного відхилення ерг спостережуваних експериментальних значень параметра  $\chi$  від відповідних значень вибраних РФ (див. таблицю).

Як видно з таблиці, часова деградація величини  $\chi$  (а, отже, і концентрації радіаційно-наведених дефектних центрів  $n$ ) адекватно описується бімолекулярною РФ (18). Дійсно, в цьому випадку досягається досить низьке значення ерг =  $3,4 \cdot 10^{-3}$  при найменш можливій кількості параметрів РФ ( $\chi_0$  і  $\tau$ ).

Цей висновок є ще одним незалежним підтвердженням природи радіаційно-індукованого дефектоутворення у ХСН – створені дефекти анігілюють попарно при загальному збереженні електронейтральності зразка через переключення відповідних хімічних зв'язків, як це було показано експериментально в [16-18] методом ІЧ фур'є-спектрометрії. Тому доцільно назвати спостережуваний процес деградації радіаційно-індукованого поглинання в досліджуваних ХСН структурно-топологічною релаксацією.

Використання мономолекулярної РФ неефективне в зв'язку зі значним збільшенням ерг при тій самій кількості параметрів. Подальше зменшення ерг досягається лише введенням додаткових параметрів у відповідну РФ. Так, при трьох параметрах  $\chi_0$ ,  $\tau$  і  $\kappa$  середнє значення величини ерг досягає  $0,95 \cdot 10^{-3}$  для РФ (10) і  $1,0 \cdot 10^{-3}$  для РФ Де Баста-Джіларда або Уільямса-Уоттса (21). Ще менше ерг, як і слід було очікувати, – при використанні узагальненої РФ (4) чотирьох параметрів  $\chi_0$ ,  $\tau$ ,  $\kappa$  і  $r$ .

**Розраховані значення параметрів РФ часової деградації  
радіаційно-індукованого потемніння ХСН  $(As_2S_3)_x(Ge_2S_3)_{1-x}$**

x	Z	$n = \frac{n_0}{\left(1 + \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\kappa}\right)^r}$					$n = \frac{n_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\kappa}}$				$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$		
		$\chi_0$	$\tau$	$\kappa$	r	err	$\chi_0$	$\tau$	$\kappa$	err	$\chi_0$	$\tau$	err
0,1	2,76	1,79	0,018	1,27	0,21	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1,38	0,05	0,26	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0,50	33,2	$6,5 \cdot 10^{-3}$
0,2	2,72	1,46	0,021	1,32	0,15	$2,0 \cdot 10^{-3}$	1,66	0,01	0,20	$2,0 \cdot 10^{-3}$	0,57	49,6	$9,9 \cdot 10^{-3}$
0,4	2,64	0,45	4,57	1,07	0,21	$3,3 \cdot 10^{-4}$	0,46	4,27	0,22	$0,3 \cdot 10^{-3}$	0,42	67,9	$0,9 \cdot 10^{-3}$
0,8	2,48	0,30	5,40	1,21	0,36	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,30	12,26	0,66	$0,1 \cdot 10^{-3}$	0,28	35,0	$0,3 \cdot 10^{-3}$
x	Z	$n = \frac{n_0}{1 + \frac{t}{\tau}}$				$n = n_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^{\kappa}}$							
		$\chi_0$	$\tau$	err	$\chi_0$	$\tau$	$\kappa$	err					
0,1	2,76	0,54	20,0	$4,5 \cdot 10^{-3}$	2,00	0,30	0,16	$2 \cdot 10^{-3}$					
0,2	2,72	0,59	34,1	$8,3 \cdot 10^{-3}$	2,00	0,40	0,13	$3 \cdot 10^{-3}$					
0,4	2,64	0,43	54,1	$0,7 \cdot 10^{-3}$	1,10	3,30	0,12	$5 \cdot 10^{-4}$					
0,8	2,48	0,30	23,4	$0,1 \cdot 10^{-3}$	0,65	4,65	0,22	$4 \cdot 10^{-4}$					

Наступний важливий висновок із проведених розрахунків стосується концентраційних залежностей параметрів РФ (4), (10), (14), (18) і (21). Встановлено (див. таблицю), що у міру зростання просторової розмірності склоподібної матриці (тобто при переході від 2D- до 3D-складів ХСН при зростанні Z і спаданні x) всі вони зазнають ряду аномалій в точці фазового переходу  $Z=2,67$ . Це може бути чітко окреслений максимум чи мінімум, а також різкий стрибок кількісного значення параметра при загальній тенденції до його наростання або спадання. Так, наприклад, в цій точці параметр  $\tau$  експоненціальної РФ (14) досягає чітко окресленого максимуму, а показник степеня  $\kappa$  в РФ Де Баста-Джіларда або Уільямса-Уоттса (21) – мінімуму. Параметр  $\chi_0$  узагальнюючої РФ (14) проявляє тенденцію до різкого наростання, а параметр  $\tau$  тієї самої функції – до різкого спадання.

Отже, в точці фазового переходу  $Z=2,67$  спостерігається аномалія всіх параметрів РФ часової деградації радіаційно-індукованого поглинання в досліджуваних ХСН подібно до того, як це характерно для цілого ряду інших фізико-хімічних властивостей [6,9,12,13].

На наш погляд, така поведінка зумовлена особливостями формування структурної матриці цих стекл. При середньому координаційному числі  $Z=2,67$  досягається мінімальна компактність їх склоподібного каркасу, а атомний об'єм, навпаки, набуває максимального значення [8,26]. В сукупності з відомими аномаліями композиційних залежностей концентрації ковалентних хімічних зв'язків, властивих для даної системи ХСН згідно з моделлю впорядкованої хімічної сітки [27], цей фактор є визначальним також і у формуванні їх індукованих властивостей, зокрема радіаційно-стимульованого потемніння та його часової деградації.

Той факт, що показник степеня  $\kappa$  в РФ ДеБаста-Джіларда або Уільямса-Уоттса (21) досягає мінімуму в точці фазового переходу  $Z=2,67$ , свідчить про розширення часового інтервалу спостережуваного релаксаційного процесу для ХСН з даним середнім координаційним числом [21]. Дійсно, в цих стеклах мінімальна компактність (тобто щільність)

атомної упаковки [8,26], що, як наслідок, призводить до сповільнення релаксаційного процесу загалом.

**Ця робота виконана в рамках Міжнародного Проекту Комітету наукових Досліджень Республіки Польща та Міністерства України у справах науки і технологій (виконавці Проекту – Інститут Основ Електроніки Варшавської Політехніки та Науково-виробниче підприємство "Карат", м.Львів, Україна).**

1. Tanaka K. Photoinduced processes in chalcogenide glasses. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*. 1996. V. 1, P. 567-571. 2. Shpotyuk O.I., Kovalsky A.P., Vakiv M.M., Mrooz O.Ya. Reversible radiation effects in vitreous  $As_2S_3$ . 1. Changes of physical properties // *Phys. Stat. Sol. A*. 1994, v. 144, No 2. P. 277-283. 3. Shpotyuk O.I., Matkovskii A.O. Radiation-stimulated processes in vitreous arsenic trisulphide // *J. Non-Cryst. Solids*. 1994. V. 176, P. 45-50. 4. Shpotyuk O.I., Matkovskii A.O. Radiation-optical properties of vitreous  $As_2S_3$  // *Opto-Electronics Rev.* 1994. V.2, No 4, P 100-103. 5. Shpotyuk O.I., Matkovskii A.O., Kovalsky A.P., Vakiv M.M. Radiation-induced changes of amorphous  $As_2S_3$  physical properties. *Radiation Effects and Defects in Solids*. 1995. V. 133, No 1, P. 1-4. 6. Vateva E., Skordeva E. and Arsova D. Average coordination number dependence of photostructural changes in amorphous Ge-As-S films // *Phil. Mag. B*. 1993. V. 67, No 2, P. 225-235. 7. Onari S., Inokuma T., Kataura H., Arai T. Absorption edge of the amorphous  $(GeS_2)_x(As_2S_3)_{1-x}$  system under hydrostatic pressure // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35, No 9, P. 4373-4379. 8. Фельц А. Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела / Пер. с нем. М., 1986. 9. Tanaka K. Structural phase transitions in chalcogenide glasses // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39, No 2, P. 1270- 1279. 10. Tichi L., Ticha H. Is the threshold in certain chalcogenide glasses responsible for the threshold at the mean coordination number of approximately 2.7 // *Phil. Mag. B*. 1999. V. 79, No 2, P. 373-380. 11. Шпотюк О.И., Скордева Е.Р., Головчак Р.Я., Памукчиева В.Д., Ковальский А.П. Радиационно-стимулированные изменения пропускания халькогенидных стекол  $As_2S_3-Ge_2S_3$  // *Журн. прикл. спектроскопии*. 1999. Т. 66, №5, С. 657-660. 12. Arsova D., Skordeva E., Vateva E. Topological threshold in  $Ge_xAs_{40-x}S_{60}$  glasses and thin films // *Solid State Commun.* 1994. V. 90, No 5, P. 299-302. 13. Velinov T., Gateshki M., Arsova D., Vateva E. Thermal diffusivity of Ge-As-Se(S) glasses // *Phys. Rev. B*. 1997. V. 55, No 18, P. 55-58. 14. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 15. Гуральник Р.М., Лантратова С.С., Любин В.М., Сарсембинов Ш.Ш. Электронно-стимулированные реверсивные изменения оптических свойств и микротвердости стеклообразного  $As_2S_3$  // *ФТТ*. 1982, Т. 24, №5, с. 1334-1337. 16. Shpotyuk O.I. Reversible radiation effects in vitreous  $As_2S_3$ . 2. Mechanism of structural transformations // *Phys. Stat. Sol. A*. 1994. V.145, No 1, P. 69-75. 17. Shpotyuk O.I., Balitska V.O. Coordination defects in vitreous  $As_2S_3$  induced by  $\gamma$ -irradiation // *Acta Phys. Pol. A*. 1997. V. 92, No 3, P. 577-583. 18. Balitska V.O., Shpotyuk O.I. Radiation-induced structural transformations in vitreous chalcogenide semiconductors// *J. Non-Cryst. Solids*. 1998. V. 227-230, P. 723-727. 19. Griscom D.L., Gingerich M.E., Friebele E.J. Radiation-induced defects in glasses: origin of power-law dependence of concentration on dose // *Phys. Rev. Letters*. 1993. V.71, No 7, P. 1019-1021. 20. Аморфные полупроводники. Под ред. Бродски. - М., 1982. 21. Mazurin O.V. Relaxation phenomena in glass // *J. Non-Cryst. Solids*. 1977. V. 25, No 1-3, P. 130-169. 22. De Bast J., Gilard P. Variation of the viscosity of glass and relaxation of stresses during stabilisation // *Physics and Chemistry of Glasses*. 1963. V. 4, No 4, P. 117-128. 23. Williams G., Watts D.C. Non-symmetrical dielectric relaxation behaviour arising from a simple empirical decay function // *Trans. Faraday Soc.* 1970, V. 66, P. 80-85. 24. Williams G., Watts D. C.



*Further considerations of non symmetrical dielectric relaxation behaviour arising from a simple empirical decay function // Trans. Faraday Soc. 1971, V. 67, No 5, P. 1323-1335. 25. Hertogen P., Tikhomirov V.K., Adriaenssens G.J. Photoinduced dichroism in chalcogenides: influence of temperature and light intensity // J. Non-Cryst. Solids. 1999. V. 256-257, P. 343-347. 26. Skordeva E.R., Arsova D.D. A topological phase transition in ternary chalcogenide films // J. Non-Cryst. Solids. 1995. V. 192-193, P. 665-668. 27. Arsova D. Bond arrangement and optical band gap in  $Ge(x)As(40-x)S(Se)(60)$  glasses and thin films // J. Phys. Chem. Sol. 1996. V. 57, No 9, P. 1279-1283.*

УДК 621.315

**В. М. Фітьо, Я. В. Бобицький**

**ДУ “Львівська політехніка”, кафедра лазерної техніки та оптоелектронних систем**

## **АНАЛІЗ ДИФРАКЦІЇ СВІТЛА НА ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУРАХ МЕТОДОМ ЗВ'ЯЗАНИХ ХВИЛЬ**

© В. М. Фітьо, Я. В. Бобицький, 2000

**Розглянуто дифракцію світла на періодичних структурах. На основі хвильового рівняння методом зв'язаних хвиль отримана лінійна система диференціальних рівнянь з постійними коефіцієнтами.**

**Light diffraction on periodic structures is considered. On the bases of wave equation by coupled modes method linear system of differential equations with constant coefficients is received.**

Розгляду поширення когерентного світла через періодичні структури (об'ємні голограми, акустооптичні пристрої, ґратки на оптичних волокнах, інтерференційні дзеркала) присвячені численні теоретичні та експериментальні роботи [1-4]. Основні теорії, що описують поширення світла в періодичних структурах, проаналізовано у книзі [1], а узагальнення теорії дифракції і строгий її розгляд наведено в [5]. В цій роботі, використовуючи рівняння Матьє, електромагнітне поле розкладається по модах. Пересумовуючи ряд по модах, можна отримати різні математичні представлення поля, які є еквівалентні, і перейти до диференціальних рівнянь зв'язаних хвиль. Проте систему диференціальних рівнянь зв'язаних хвиль можна отримати прямо, використовуючи теорію збурення, як це зроблено в загальному випадку у [2]. Наведена теорія зв'язаних хвиль природним чином також допускає модове представлення: кожену зв'язану хвилю, яка відповідає певному порядку дифракції, можна представити як лінійну комбінацію мод, що є нормальними розв'язками системи диференціальних рівнянь з похідними другого порядку, які описують поширення оптичної хвилі в періодичному середовищі.

Нехай в діелектричному середовищі вздовж певного напрямку  $z'$  показник заломлення міняється відповідно до формули:

$$n(x, y, z) = n_0(z') + n_1(z') \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z'\right) + n_2(z') \cos\left(\frac{4\pi}{\Lambda} z'\right) + n_3(z') \cos\left(\frac{6\pi}{\Lambda} z'\right). \quad (1)$$