

PACS 61.41.FS; 71.55.JV

В.В. Божко, М.І. Роспопа

Дослідження деяких оптичних та електричних властивостей стекол систем $\text{CdSe-ASe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$ (A-Ge,Sn)

Волинський державний університет ім. Лесі Українки, 43025 м. Луцьк, пр. Волі 13 (т. 4-92-21, 4-91-57, 77-08-54)
E-mail: post@univer.lutsk.ua, nick@lab.univer.lutsk.ua

Досліджено спектральний розподіл коефіцієнта поглинання в області енергій 1,2–2,5 еВ, питомої електропровідності, спектри фотолюмінісценції стекол систем $\text{CdSe-SnSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$ та $\text{CdSe-GeSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$. Досліджено зміну питомого опору, енергії активації, ширини забороненої зони, максимуму фотолюмінісценції від компонентного складу зразків. Встановлено, що результати з оптичного поглинання добре корелюють із результатами з електропровідності та фотолюмінісценції досліджуваних у роботі стекол.

Ключові слова: скло, невпорядкованість, заборонена зона, питома провідність, енергія активації, фотолюмінісценція.

Стаття поступила до редакції 08.03.2003; прийнята до друку 28.05.2003.

I. Вступ

Некristалічні тверді тіла привертають особливу увагу багатьох дослідників як у нашій країні, так і за кордоном. Підвищений інтерес до таких матеріалів викликаний головним чином їх специфічними електронними властивостями, що визначили успішне використання аморфних плівок і скловидних за структурою речовин у різних областях приладобудування. Крім того, у результаті застосування нових експериментальних методів дослідження фізичних властивостей, а також розширення компонентного складу сполук, одержуваних у некristалічних станах, були виявлені характерні структурні риси таких матеріалів, що дозволило по-новому розглянути ряд сталих у теорії представлень про вплив ступеня структурного упорядкування на основні фізичні характеристики сполук.

Основна увага у дослідженні стекол зосереджено на тих властивостях некristалічних речовин, що обумовлені рухом електронів у неупорядкованих структурах, зокрема їх електропровідності й оптичному поглинанні. У зв'язку з цим, тема досліджень фізичних властивостей стекол є досить актуальною. В даній роботі подані результати з оптичного поглинання, фотолюмінісценції та електропровідності стекол систем $\text{CdSe-SnSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$ та $\text{CdSe-GeSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$.

II. Матеріали та методи

Багато халькогенідних напівпровідників можна отримати у вигляді стекол шляхом охолодження з розплаву компонентів речовини [1,2]. При такому способі приготування в них наявні дефекти, які спостерігаються в рідині при температурі склування. Синтез сплавів досліджуваних систем проводився з елементарних компонентів у вакуумованих кварцових ампулах. Скловидний стан сплавів контролювався рентгенофазовим (дифрактометр ДРОН-3М) та мікроструктурним (мікроскоп ММУ-3) аналізами. В межі областей склоутворення вносилися тільки ті склади сплавів, для яких методи контролю не виявили кристалічних включень.

Для оптичних вимірювань зразки готувалися пластинами товщиною 0,1 мм та полірувалися до оптичного блиску. Для електричних вимірювань зразки готувалися у вигляді правильних паралелепіпедів з відполірованою поверхнею.

III. Результати експерименту

Оптичне поглинання

Широке практичне застосування стекол обумовлене головним чином їх прозорістю у інфрачервоній області спектра і порівняно легким одержанням оптичних середовищ із заданими значеннями показника заломлення і його дисперсій.

Область оптичного пропускання, так зване оптичне вікно, з довгохвильової сторони обмежене поглинанням, зв'язаним з комбінованими і складними коливаннями (багатофононне поглинання) у групах ближнього порядку. При подальшому збільшенні довжини хвилі починається безперервний спектр фононного поглинання, обумовлений неупорядкованістю структури скла (відсутність далекого порядку).

В області коротких довжин хвиль вікно прозорості обмежене поглинанням при переходах електронів з валентної зони в зону провідності. Ця короткохвильова границя пропускання називається також краєм поглинання і відповідає оптичній ширині забороненої зони.

Спектри оптичного поглинання для стекел систем CdSe-Ga₂Se₃-SnSe₂ та CdSe-Ga₂Se₃-GeSe₂, виміряних при кімнатній температурі та температурі рідкого азоту, подані на рисунках 1–4. Із побудованих залежностей видно, що край поглинання підпорядковується емпіричному правилу Урбаха [3]:

$$a(h\nu, T) = a_0 e^{\left[\frac{(E_g - \hbar\omega)}{E_0(T, X)} \right]} \quad (1)$$

$E_0(T, X)$ – логарифмічний нахил спектральної

характеристики, і визначається як $\frac{1}{E_0(T, X)} = \frac{\partial \ln \alpha}{\partial h\nu}$,

a_0 – константа, що слабо залежить від частоти, E_0 – оптична ширина енергетичної щілини. Видно, що спектри поглинання при зміні температури від 300 К до 77 К зсовуються в короткохвильову область без зміни параметра E_0 . Як було показано авторами [4;5], параметр E_0 пов'язаний зі структурною неупорядкованістю атомів або молекул у речовині. Значення E_0 обчислені та подані у таблиці.

Температурна залежність провідності

Вимірювання температурної залежності електропровідності дає інформацію про транспортні механізми в халькогенідних стеклах. Склад більшості сплавів може змінюватись плавно. Тому це зумовлює поступову зміну електричних та оптичних властивостей досліджуваних матеріалів.

На рисунках 5,6 подано залежності питомої електропровідності від $10^3 / T$. Із рисунків видно, що в області температур 300–530 К провідність може бути представлена однією експонентою, що має вигляд:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (2)$$

Енергії активації E_a для досліджуваних зразків подані у таблиці.

Таблиця.

Параметри правила Урбаха, електропровідності та фотолюмінесценції в стеклах CdSe-As₂-Ga₂Se₃ (A-Ge, Sn).

CdSe, мол%	GeSe ₂ , мол%	Ga ₂ Se ₃ , мол%	E_0 , eB	E_g , eB (T=300 K)	E_g , eB (T=77 K)	E_a , eB	W , eB (T=77 K)
28	64	8	0,0951	1,813	2,013	0,9565	1,007
10	65	25	0,1093	1,837	2,037	0,9685	1,019
16	65	19	0,1051	1,848	2,048	0,9741	1,024
25	65	10	0,0915	1,849	2,049	0,9745	1,026
5	70	25	0,1023	1,850	2,052	0,9752	1,031
10	72	18	0,1012	1,891	2,091	0,9955	1,048
15	75	10	0,1026	1,923	2,123	1,0115	1,060
10	78	12	0,1045	2,051	2,251	1,0755	1,123
11	80	9	0,1161	2,083	2,283	1,0915	1,145
5	85	10	0,1006	2,091	2,291	1,0955	1,149
CdSe, мол%	SnSe ₂ , мол%	Ga ₂ Se ₃ , мол%	E_0 , eB	E_g , eB (T=300 K)	E_g , eB (T=77 K)	E_a , eB	
1	75	24	0,1712	1,501	1,701	0,8005	
2	76	22	0,1840	1,541	1,731	0,8181	
4	76	20	0,1513	1,591	1,792	0,8452	
1	77	22	0,1993	1,615	1,805	0,8554	
1	78	21	0,1971	1,628	1,808	0,8591	
2	78	20	0,1631	1,639	1,819	0,8645	
1	79	20	0,1835	1,692	1,892	0,8961	
0,5	79,5	20	0,1474	1,712	1,902	0,9035	
1	80	19	0,1942	1,736	1,936	0,9182	
1	82	17	0,1760	1,756	1,946	0,9255	

Фотолюмінісценція

Люмінесценція, або випромінювальна рекомбінація, не завжди спостерігається в стеклах, так як існують безвипромінювальні рекомбінаційні механізми, що можуть подавляти випромінювальний процес. Інформація, яку дає люмінесценція в аморфних тілах, не може бути такою детальною, як у кристалах [5]. В останніх, різкі лінії, що спостерігаються, дозволяють досліджувати вплив зовнішніх збудників, таких, як електростатичне та магнітне поле, одновісна деформація, гідростатичний тиск. Це відносно малі ефекти, і вони навряд чи будуть спостерігатись у випадку широких смуг люмінесценції в аморфних напівпровідниках. Однак внаслідок процесу термалізації виміри люмінесценції дають відомості про “хвіст” густини станів та інших локалізованих станів.

Дефектні центри в некристалічних твердих тілах набагато більше проявляються в спектрах фотолюмінісценції, ніж в спектрах поглинання. Фотолюмінісценція спостерігається при опроміненні світлом з області краю поглинання. У нашому експерименті, спектри випромінювання лежать при енергіях набагато менших, рівних приблизно половині оптичної ширини забороненої зони (див. таблицю), тобто спостерігається сильний стоксівський зсув. Автори [6;7] вважають що така фотолюмінісценція характерна для халькогенідних стеклок. На рисунку 7 подані спектри випромінювальної рекомбінації для стеклок систем CdSe-Ga₂Se₃-GeSe₂.

IV. Обговорення результатів експерименту

Структура аморфних напівпровідників будується таким повтором багатьох базисних молекулярних одиниць, що подібну структуру неможливо структурно ідентифікувати із будь-якою з відомих кристалічних структур і навіть ні з якою нескінченною періодичною ґраткою. В повністю координуваних системах порядок, в межах молекулярних одиниць, відповідає за ширину електронних зон, а топологічний безлад відповідає за загальну форму розподілу густини станів. Тому, спостерігається взаємозв'язок між структурною координацією і станом оптичного збудження, що в свою чергу визначає вигляд оптичної щільності. У формулі (2) параметр E_0 в загальному випадку може бути представлений у вигляді $E_0(T, X) \approx [\langle U^2 \rangle_T + \langle U^2 \rangle_X]$, де $\langle U^2 \rangle_T$ та $\langle U^2 \rangle_X$ – вклад динамічної та статичної неупорядкованості в середньоквадратичне відхилення атомів від ідеально-впорядкованої конфігурації. Той факт, що при зміні температури E_0 не змінює нахил може говорити про домінуючу роль статичної неупорядкованості, зумовленої вкладом “заморожених” фононів або структурними дефектами. Відомо, що в багатьох халькогенідних стеклах незалежний від температури

вклад першого типу на порядок більший ніж другого [8].

Для обчислення енергетичних параметрів по оптичному поглинанню виникає питання про визначення оптичної ширини забороненої зони. Для кристалічних напівпровідників, які підпорядковуються правилу Урбаха, ширина щільності рухливості визначається графічно по положенню фокальної точки кривих, що описують край поглинання при різних температурах. У випадку аморфних халькогенідних напівпровідників, коли спектри поглинання $\alpha(h\nu, T)$ зміщуються паралельно при зміні температури, таким способом користуватись не можна. Тому енергію E_g часто знаходять поблизу залому на спектральній кривій поглинання, тобто там де $\ln \alpha$ перестає бути лінійною функцією $h\nu$ [9,10]. Визначена таким чином ширина забороненої зони для кожного із зразків подана у таблиці, а на рисунках 1-4 відповідні енергії показані стрілками. Слід відмітити, що даний спосіб дає трохи занижену енергію. З експерименту видно, що заборонена зона по рухливості визначена із спектральних характеристик рівна подвоєній енергії активації електропровідності.

Край поглинання в досліджуваних зразках характеризується коефіцієнтом поглинання, який росте експоненціально до значень $\alpha \approx 500 - 600 \text{ см}^{-1}$. В області низьких значень коефіцієнта поглинання спостерігається експоненціальна залежність відмінна від Урбахівської з меншим нахилом. Цей факт може бути пояснено розсіюванням на мікроскопічних неоднорідностях густини речовини або домішками та дефектами. Видно, що при заміні компоненти GeSe₂ → SnSe₂ край поглинання зміщується в довгохвильову область приблизно на 0,3 еВ. При цьому електропровідність відповідних стеклок зростає, а енергія активації зменшується (див. таблицю). Ці зміни пов'язані із збільшенням атомної маси елементів, що входять у скло.

В багатьох склоподібних системах важливо мати уявлення про край рухливості, які відділяють локалізовані стани від нелокалізованих. Край рухливості визначається як енергія, що відділяє локалізовані стани від нелокалізованих. Автори [9-11] вважають, що така енергія в зоні провідності і валентній зоні некристалічних систем існує завжди.

За даними по провідності визначали енергію активації E_a . Механізм переносу носіїв заряду в халькогенідних стеклах розглядаються, як правило, з двох позицій: фізичної [10] та хімічної [11], які доповнюють одна одну. В першому випадку виходять із представлень про структуру енергетичних зон і наявності різних дефектів. Так як і хімічний підхід, підхід фізичний акцентує увагу на ближній порядок в скловидних напівпровідниках. Органічним наслідком методик приготування халькогенідних стеклок є наявність в них великого числа дефектів, таких, як вакансії, розірвані зв'язки і

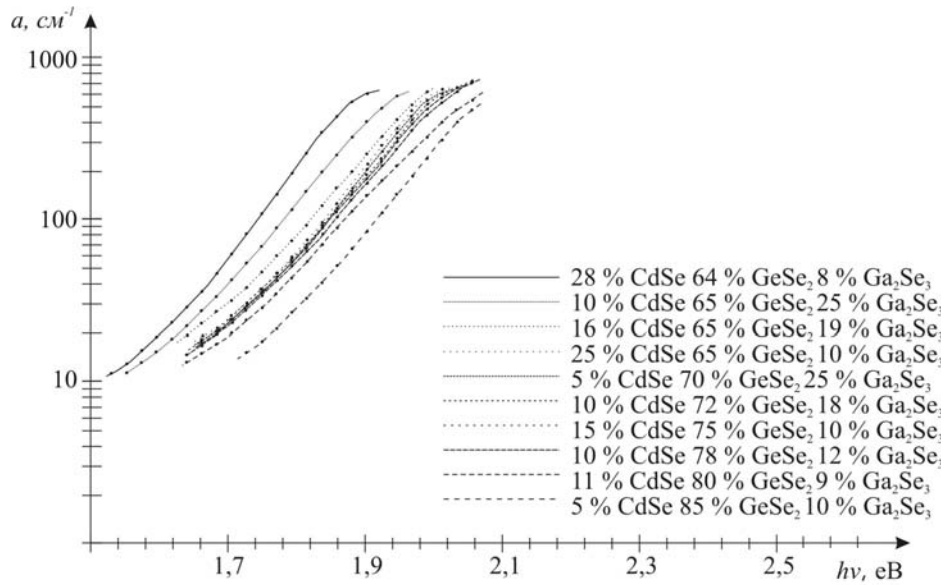


Рис. 1. Спектри оптичного поглинання стекол систем CdSe-GeSe₂-Ga₂Se₃ (T = 300 K).

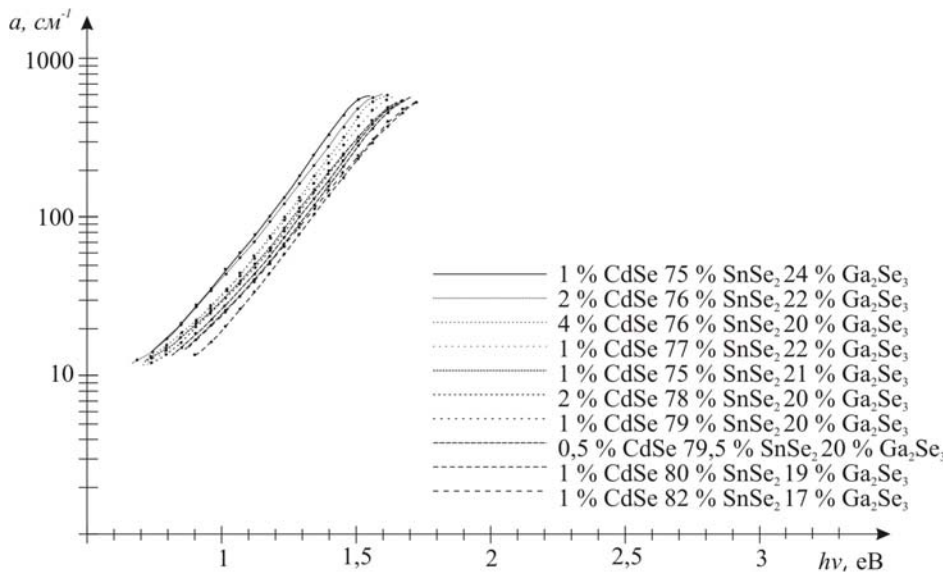


Рис. 2. Спектри оптичного поглинання стекол систем CdSe-SnSe₂-Ga₂Se₃ (T = 300 K).

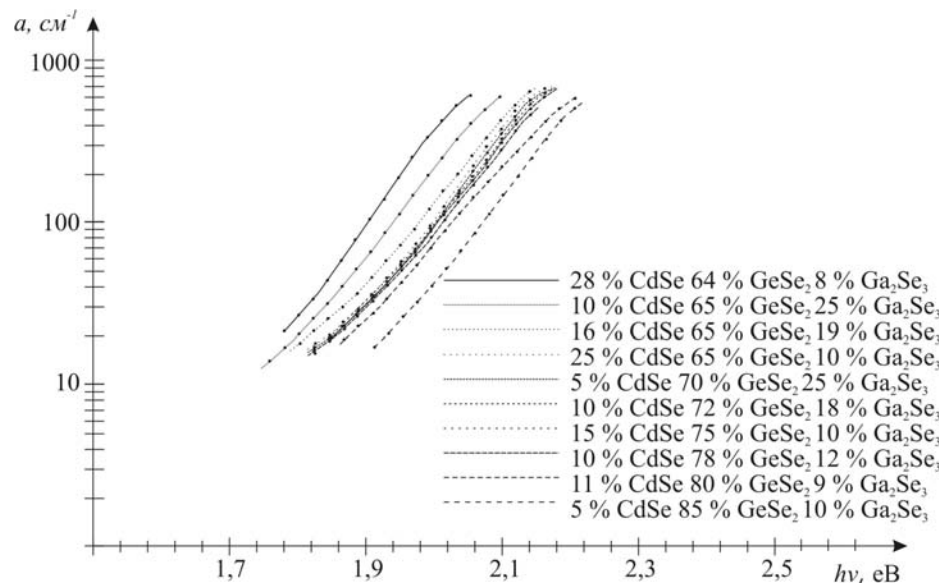


Рис. 3. Спектри оптичного поглинання стекол систем CdSe-GeSe₂-Ga₂Se₃ (T = 77 K).

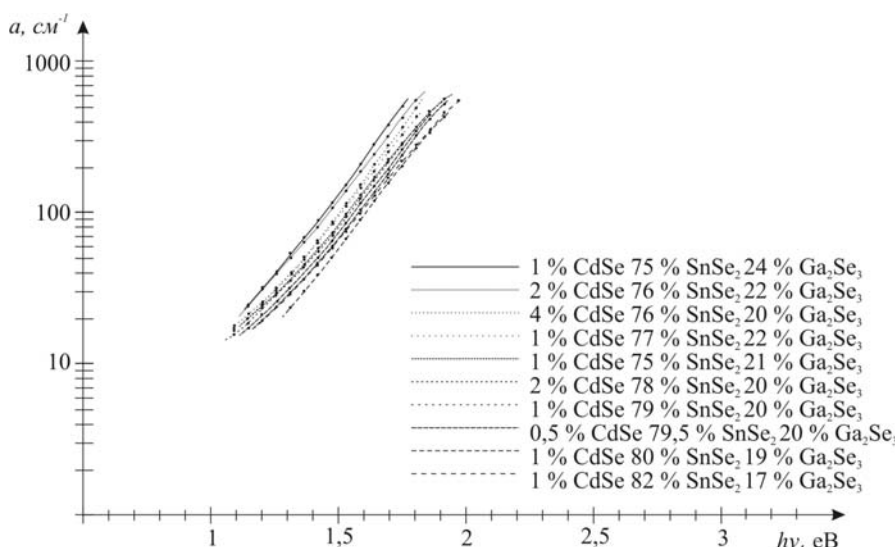


Рис. 4. Спектри оптичного поглинання стекол систем CdSe-SnSe₂-Ga₂Se₃ (T = 77 K).

атоми без зв'язків. Ці дефекти, очевидно, повинні створювати відносно визначені енергетичні рівні в щільні рухливості, що приводить до густини станів з декількома піками.

При аналізі експериментальних даних, показаних на рисунках 5,6, поклали в основу модель густини станів, описану авторами [5,7], і прийняли до уваги одночасний вклад в провідність від носіїв в делокалізованих станах і в локалізованих станах "хвостів" зон. Як було показано, провідність, обумовлена носіями збудженими в делокалізовані стани поблизу порогу рухливості, може бути описана рівнянням:

$$\sigma_{\text{дел}} = \sigma_{0\text{дел}} \exp\left[-\left(\frac{E_F - E_V}{kT}\right)\right].$$

Тут E_F – рівень Фермі, E_V – енергія валентної зони (для дірок), $\sigma_{0\text{дел}}$ – деяка нульова провідність при

$T \rightarrow \infty$.

Якщо провідність обумовлена носіями, збудженими в "хвіст" валентної зони або зони провідності, то вона буде поводити себе як:

$$\sigma_{\text{скач}} = \sigma_{0\text{скач}} \exp\left[-\left(\frac{E_F - E_A + W}{kT}\right)\right],$$

де W - енергія, яка необхідна для скачка.

Якщо провідність визначається обома каналами, перегин на кривих провідності буде спостерігатись тільки при умові вагомій різниці показників обох експонент [6,7]. Якщо ж ці показники приблизно рівні по величині, то на напівлогарифмічному графіку провідності не буде спостерігатись ніякого перегину. Для досліджуваних зразків крива провідності поступово змінює свій нахил при цьому не дуже відрізняється від прямої лінії (рис. 5,6). З цього аналізу випливає, що провідність в "хвостах" зон дає малий вклад в повну провідність навіть при

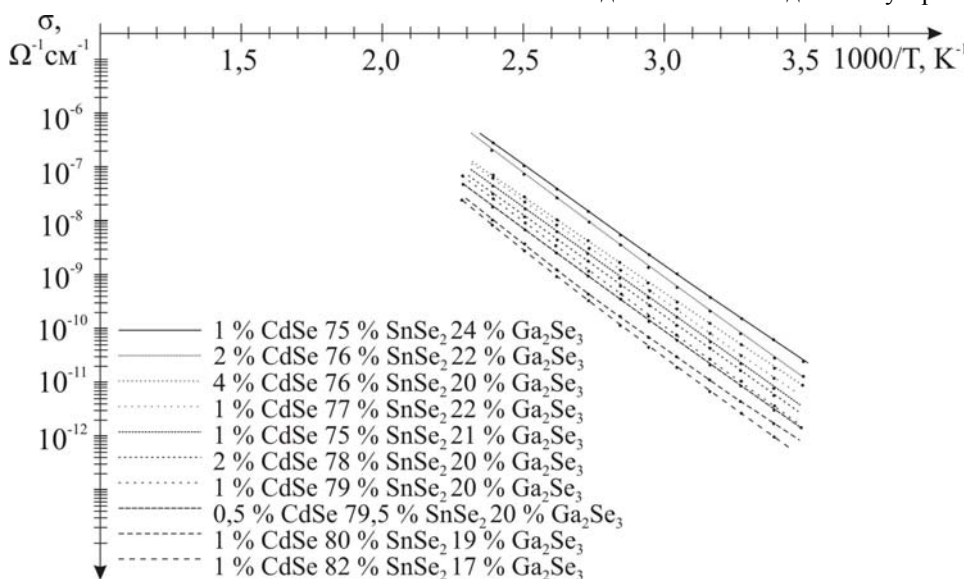


Рис. 5. Температурна залежність провідності стекол систем CdSe-SnSe₂-Ga₂Se₃.

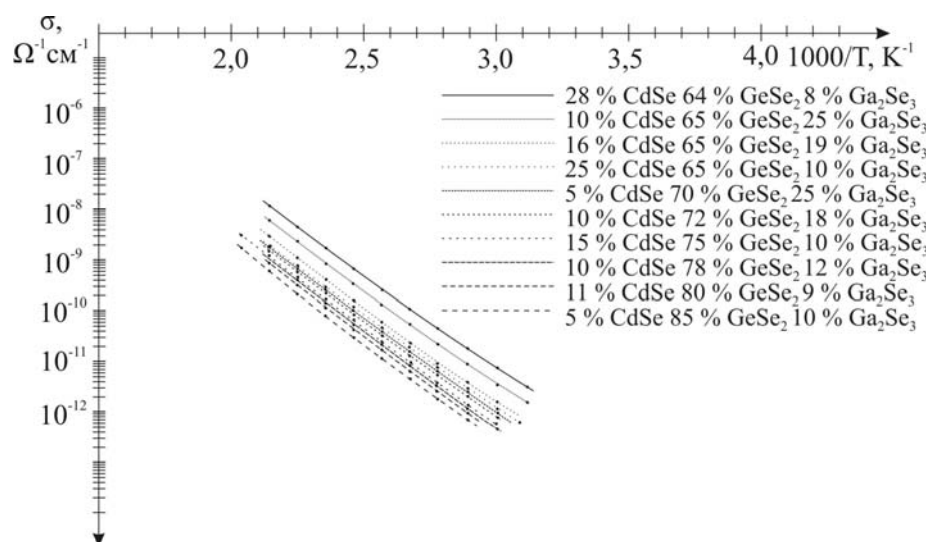


Рис. 6. Температурна залежність провідності стекел систем CdSe-GeSe₂-Ga₂Se₃.

високих температурах у нашому експерименті.

З рисунків 5,6 видно, що енергія активації провідності зростає при збільшенні складу компоненти з меншою атомною масою SnSe₂ → GeSe₂. Так само веде себе ширина щілини рухливості та оптична ширина забороненої зони. Також при процентному збільшенні компоненти SnSe₂ і GeSe₂ в системах CdSe-SnSe₂-Ga₂Se₃ та CdSe-GeSe₂-Ga₂Se₃ відповідно, росте енергія активації (таблиця). Той факт, що величина енергії активації провідності в досліджуваних зразках складає приблизно половину оптичної ширини забороненої зони, дозволяє стверджувати, що в даному випадку провідність власна, а рівень Фермі розташований поблизу середини щілини рухливості. Тому можна стверджувати, що в досліджуваних зразках присутня висока концентрація дефектних центрів, а незалежність енергії Фермі від температури виникає як наслідок особливої природи дефектних центрів, які забезпечують з обох сторін рівня Фермі високу густину донорних та акцепторних станів. Таким чином, власна провідність досліджуваних зразків обумовлена збудженням носіїв з делокалізованих станів у стани поблизу рівня Фермі та з станів поблизу рівня Фермі у локалізовані стани "хвостів" зон.

За даними по фотолюмінесценції визначали положення максимуму W при температурі рідкого азоту, який у нашому експерименті має відносно широкий максимум. Чітко вираженою властивістю досліджуваних стекел є те, що спектри люмінесценції лежать в області енергій, де поглинання відсутнє. З експерименту видно (рис. 7), що для досліджуваних зразків, електрон-фоновна взаємодія приводить до стохастичного зсуву рівнів випромінювальної рекомбінації. Особливістю даних стекел є те, що інтенсивність рекомбінації, наростає і спадає поступово внаслідок розмиття зонних країв.

Очевидно, що надлишкові носії, перш ніж рекомбінувати, займають область локалізованих станів. При певному ступені локалізації і електрон-фоновної взаємодії структурна сітка може деформуватись навколо вузла, зайнятого електроном (або діркою), що веде до зниження повної енергії. Така граткова релаксація є причиною стохастичного зсуву смуги люмінесценції відносно зонного краю. Порівнюючи результати за оптичним поглинанням та фотолюмінесценцією видно, що поглинання в області смуги люмінесценції практично відсутнє (рис. 1-4,7), а спектр люмінесценції рівний половині ширини оптичної щілини (див. таблицю). Але однозначного доказу стохастичних зсувів в стеклах отримати важко внаслідок відсутності чіткої структури в спектрах люмінесценції і поглинання. Після термалізації надлишкових носіїв та після додаткового зниження їх енергії за рахунок електрон-фоновної взаємодії вони можуть рекомбінувати з випромінюванням та без випромінювання світла. Якщо розглянути діаграму конфігураційних координат [11] (рис. 8), то можна пояснити наявність стохастичного зсуву рівнів випромінювальної рекомбінації. При оптичному збудженні основний стан В переводиться в точку А на енергетичній кривій збудженого стану. Конфігурація в точці А, що описується координатою q₁ не така стабільна, як в точці С на цій же кривій, тому конфігураційна координата змінюється і повна енергія електрона (дірки) в деформованій решітці знижується. В рекомбінаційному процесі основний стан також досягається через стан D з конфігурацією структурної сітки q₂. На останньому етапі має місце релаксація структурної сітки q₂ → q₁, тобто система вертається у початковий стан. Люмінесценція в досліджуваних зразках пояснюємо за допомогою концепції Мотта і Стріта [7], які вважають, що основна одиниця, що відповідає за випромінювальну рекомбінацію - це дефектний рівень (обірваний зв'язок).

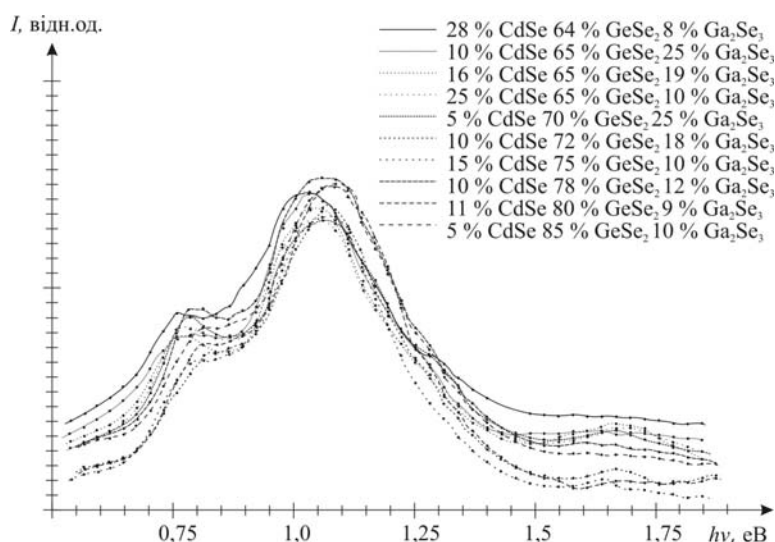


Рис. 7. Спектри фотолюмінесценції стекел системи Рис. 3. Спектри оптичного поглинання стекел систем CdSe-GeSe₂-Ga₂Se₃ (T = 77 K).

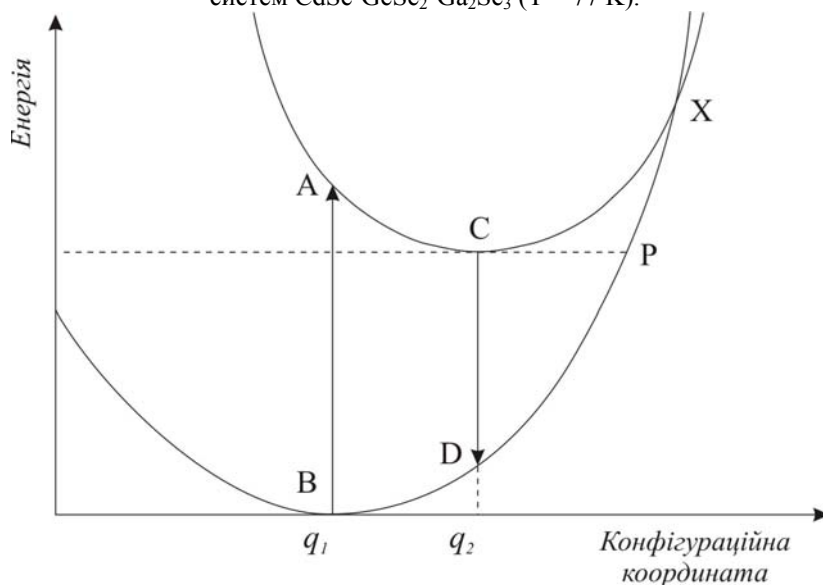


Рис. 8. Діаграма конфігураційних координат для електронних переходів між рівнями дефектів у кристалах.

При вимірюванні фото-люмінесценції встановлено, що інтенсивність рекомбінаційних процесів різко зменшується з збільшенням температури. Але цей спад неможливо характеризувати сталою енергією активації, тому воно описується емпіричним співвідношенням [10;11]:

$$I_L = I_{L0} \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right)$$

Послаблення люмінесценції з температурою приписується кореляції між електронами і дірками, що ведуть до стану зв'язаних екситонів. Крім того, експеримент показує, що при високій температурі рекомбінаційні процеси стають безвипромінювальними. Це вказує на те, що в зразках наявні центри або механізми для безвипромінювальної рекомбінації. Моттом [7] була запропонована модель, згідно якої випромінювальна і

безвипромінювальна рекомбінація можуть проходити на одному і тому ж центрі. З рисунка 8 видно – точка перетину X лежить так низько, що збуджений стан C може тунелювати до стану P на параболі основного стану. Термічне збудження через бар'єр біля X також можливий, чим і пояснюється температурна залежність інтенсивності люмінесценції.

Отже основні результати експерименту за фотолюмінесценцією наступні: спектр люмінесценції лежить в області низької енергії, рівній половині ширини забороненої зони; зі збільшенням процентного вмісту компоненти GeSe₂ максимум люмінесценції зсувається в короткохвильову область; сигнал люмінесценції сильно зменшується зі збільшенням температури.

V. Висновки

В даній роботі дано інтерпретацію параметрів правила Урбаха, які описують спектрально-температурні характеристики неупорядкованих систем. Показано еквівалентність статичної і динамічної складової структурного безладу у записі E_0 правила (2). В межах даної теорії проаналізовано поведінку спектрів оптичного поглинання стекол $\text{CdSe-SnSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$ та $\text{CdSe-GeSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$ при температурах 77 К і 300 К. Визначено ширину забороненої зони по оптичному поглинанню, і показано, що параметри правила Урбаха структурно-чутливі до концентраційного складу досліджуваних

зразків. Пораховано енергію активації по температурній залежності провідності. Значення $2E_a$ рівне ширині забороненої зони по оптичному поглинанню E_g , звідки випливає, що рівень Фермі знаходиться поблизу середини щілини рухливості. Спектр люмінесценції лежить в області низької енергії, рівній половині ширини забороненої зони, а інтенсивність фотолюмінесценції різко зменшується зі збільшенням температури від 77 К до кімнатної. Показано що, результати по оптичному поглинанню добре корелюють з результатами по електропровідності та фотолюмінесценції досліджуваних в роботі стекол.

- [1] І.Д. Олексеюк, О.В. Парасюк, В.В. Божко, В.В. Галян, І.І. Петрусь. Склоутворення в системах $\text{Zn}(\text{Cd,Hg})\text{Se-Ga}_2\text{Se}_3\text{-GeSe}_2$ // *Фізика конденсованих високомолекулярних систем – наукові записки Рівненського педінституту*. (3), с. 148-150 (1997).
- [2] I.D. Olekseyuk, V.V. Bozhko, O.V. Parasyuk, V.V. Galjan, I.I. Petrys. Formation and properties of the quasi-ternary $(\text{Cd,Hg})\text{Se-Ga}_2\text{Se}_3\text{-SnSe}_2$ // *Functional Materials*. 6(3), p. 30-33 (1999).
- [3] И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов. Особенности проявления правила Урбаха в стеклообразных материалах // *Физика и химия стекла*. 25(1), с. 85-96 (1999).
- [4] Gan Fuxi. *Optical and spectroscopic properties of glass*. Springer-Verlag, Berlin (1992).
- [5] А. Меден, М. Шо. *Физика и применение аморфных полупроводников*. Мир, Москва (1991).
- [6] Л.П. Казакова, Э.А. Лебедев, Э.А. Сморгонская и др. *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*. Наука, СПб (1996).
- [7] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Мир, Москва (1982).
- [8] М. Бродски. *Аморфные аполупроводники*. Мир, Москва (1982).
- [9] А. Фельд. *Аморфне и стеклообразные неорганические твердые тела*. Мир, Москва (1982).
- [10] В.С. Минав. *Стеклообразные полупроводниковые сплавы*. Металлургия, Москва (1991).
- [11] З.У. Борисова. *Халькогенидные полупроводниковые стекла*. И-во Ленинградского университета, Ленинград (1983).

V.V. Bozhko, M.I. Rospopa

Research of Some Optical and Electrical Properties of Glasses Systems $\text{CdSe-ASe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$ (A-Ge,Sn)

'Lesya Ukrainka' Volynj State University, 43025, Lutsk, 13, Voli Av., (tel. 4-92-21, 4-91-57, 77-08-54)
E-mail: post@univer.lutsk.ua, nick@lab.univer.lutsk.ua

In work the spectral distribution of the absorption coefficient is investigated in a field of energies 1,2-2,5 eV, photoluminescence and specific electroconductivity of glasses systems $\text{CdSe-SnSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$ and $\text{CdSe-GeSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$. The modification of a specific resistance, energy of activation, maxima of photoluminescence is investigated, breadths of a forbidden region from component structure is exemplar. Is established, that the outcomes on an optical absorption well correlate with outcomes on conduction of glasses and photoluminescence, researched in work.