

ДИСПЕРСІЯ В СТЕКЛАХ $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$.

О.І. Пагулич, І.Й. Росола, І.М. Миголинець

Ужгородський національний університет

Проведено експериментальні дослідження дисперсії показника заломлення n стекол розрізу $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$, значення яких описано за допомогою двоосциляторної моделі Зельмайера. Параметри цієї моделі використано для розрахунку нуль-дисперсії матеріалу λ_0 , значення якої при збільшенні концентрації германію в досліджуваних стеклах зміщується в короткохвильову область спектру.

1. Вступ

В зв'язку з значними успіхами технології створення волоконних світловодів (ВС) на основі кварцового скла з малим оптичним поглинанням (0,2 дБ/км) для ближньої інфрачервоної (ІЧ) області спектру все більшу увагу дослідників привертають матеріали, область прозорості яких знаходиться в середній частині ІЧ області спектру. Серед таких матеріалів перспективними є стекла розрізу $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$, які, на відміну від оксидних, на діаграмі Аббе мають більші значення показника заломлення поряд з низькими значеннями коефіцієнта дисперсії.

При проходженні імпульсних сигналів по ВС змінюється не тільки амплітуда сигналів, але і їх форма – імпульси розширюються, поскільки швидкість поширення світлової хвилі залежить від показника заломлення матеріалу. Розширення імпульсів випромінювання залежить від другої похідної показника заломлення $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$, за допомогою якої можна визначити значення дисперсії матеріалу стекол в області їх прозорості.

2. Синтез стекол і методика дослідження

Халькогенідні стекла, що були використані в наших дослідженнях, відносяться до сімейства стекол системи As-Ge-Se. Сировинні матеріали завантажували у кварцові ампули і запаювали під вакуумом 10^{-4} Торр. Ампули повільно

нагрівали до температури 900°C та загартовували на повітрі до кімнатної температури. Всі зразки відпалювали з метою усунення залишкової напруги, яка виникає в результаті загартовування. Перед вимірюванням зразки полірували.

Показник заломлення n досліджували при кімнатній температурі методом призми [1]. Заломлюючий кут призми визначали на гоніометрі ГС-1,5 з точністю до $2''$. Величину показника заломлення n розраховували по формулі [2]:

$$n = \frac{\sin(\varphi + \delta)}{\sin \varphi}, \quad (1)$$

де δ – кут відхилення променя, який пройшов через призму, φ – кут призми.

Оскільки використовувався метод нормального падіння, то величина кута призми не перевищувала $\arcsin(0.8/n)$. Точність визначення показника заломлення була не гірше $\pm 0,001$.

3. Експериментальні результати

Виходячи з виразу дійсної частини електронної діелектричної сталої $\epsilon_1(\nu)$, а значить і показника заломлення $n(\nu)$ в спектральній області прозорості, яка задається дисперсійним рівнянням Крамерса-Кроніга:

$$\epsilon_1(\nu) - 1 = n^2(\nu) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu_0 \epsilon_2(\nu_0)}{\nu_0^2 - \nu^2} d\nu_0, \nu < \nu_0, \quad (2)$$

та використовуючи теорію збурень, Уемплом та Ді-Доменіком був одержаний вираз:

$$\varepsilon_1(\nu) = 1 + \nu_p \sum_n \frac{f_n}{\nu_n^2 - \nu^2}, \quad (3)$$

де P -головна частина інтеграла Коші, $\varepsilon_2(\nu)$ -уявна частина електронної діелектричної сталої, ν -частота випромінювання, ν_0 -власна частота коливань осцилятора, ν_1 -порогова частота, $\nu_p = 4\pi n_0 e^2 / m$ -частота плазми валентних електронів, e , m -заряд та маса електрона, f_n -сила електронного дипольного осцилятора, яка відповідає переходу при частоті ν_n . Сумування по всім осциляторам з частотами ν_n може бути замінено, з достатньою точністю для $\nu < \nu_0$ (в області прозорості), виділенням першого осцилятора з найбільшою силою $\frac{f_1}{\nu_1^2 - \nu^2}$ та членів, які залишилися.

Комбінуючи ці вклади з першим доданком та зберігаючи доданки порядку ν^2 , можна дістати в наближенні для двоосциляторної моделі [3,4]:

$$n^2 - 1 = \frac{F}{E_0^2 - E^2} - \frac{E_1^2}{E^2} = \frac{E_d \cdot E_0}{E_0^2 - E^2} - \frac{E_1^2}{E^2}, \quad (4)$$

де F -сила електронного осцилятора, E_0 -енергія власних коливань електронного осцилятора, E_d -дисперсійна енергія ($E_d = F/E_0$), E -енергія, що відповідає тій частоті, на якій вимірюється показник заломлення. Можна припустити, що E_0 приблизно відповідає піку в $\varepsilon_2(h\nu)$ і може бути ідентифікована з середньою енергією переходів із валентної зони в стани зони провідності. Перший доданок в рівнянні (4) – вклад електронного осцилятора, а другий – вклад фононного осцилятора в поназник заломлення. Саме від'ємне значення другого доданку викликає нуль-дисперсію матеріалу. Енергія електронного осцилятора E_0 та енергія фононного осцилятора E_1 можуть бути знайдені графічним методом, а їх значення залежать від структури та хімічного складу матеріалу. Вони не зв'язані з яким-небудь конкретним резонансом в матеріалі, а є середнім значенням електронного та фононного резонансів відповідно. Єдиний асимптотичний доданок для фононного вкладу в (4) справедливий для частот, набагато вищих, ніж фундаментальні частоти фонону.

Щоб дістати показник заломлення із представлень Зельмайера для низьких частот, необхідно мати більше, ніж один фононний вклад в (4).

На рис.1 приведено експериментальні результати дослідження дисперсії показника заломлення стеклок (As₂Se₃)_x(GeSe₂)_{1-x}. Із його аналізу слідує, що найбільше значення показника заломлення на фіксованій довжині хвилі спостерігається у склоподібному As₂Se₃. При збільшенні концентрації германію в стеклах розглядуваного розрізу значення n зменшується. У всій області прозорості стеклок спостерігається нормальний хід дисперсії показника заломлення. У короткохвильовій області різке зростання n обумовлено високоенергетичним краєм власного поглинання.

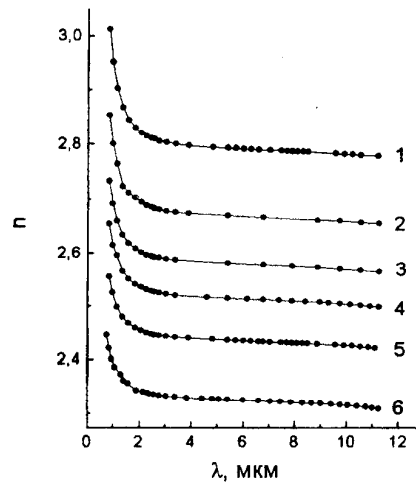


Рис.1. Дисперсія показника заломлення стеклок (As₂Se₃)_x(GeSe₂)_{1-x}:

1 – $x=1.0$; 2 – $x=0.8$; 3 – $x=0.6$; 4 – $x=0.4$; 5 – $x=0.2$; 6 – $x=0.0$.

Значення E_0 , E_1 , E_d можна знайти, розклавши рівняння (4) на два лінійні співвідношення. Для фононного вкладу, $E \ll E_0$, рівняння (4) може бути записано:

$$n^2 - 1 = \frac{E_d}{E_0} - \frac{E_1^2}{E^2}, \quad (5)$$

Графічне зображення $n^2 - 1$ від E^2 дає пряму лінію (рис.2), де тангенс кута нахилу лінії дає значення E_1^2 , а точка перетину з віссю ординат – E_d/E_0 .

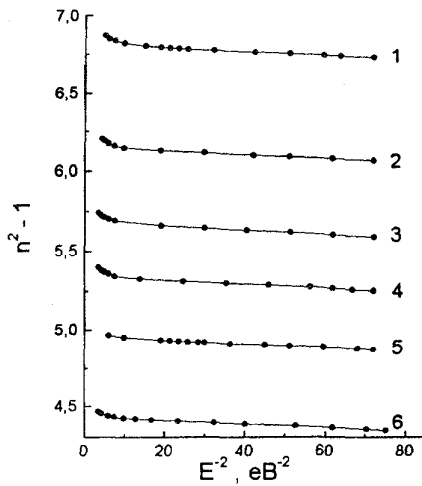


Рис.2. Залежність $n^2 - 1 = f(E)^{-2}$ стекол $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$:
 1 – $x=1.0$; 2 – $x=0.8$; 3 – $x=0.6$; 4 – $x=0.4$; 5 – $x=0.2$; 6 – $x=0.0$.

Для електронного вкладу рівняння (4) може бути представлено як:

$$\left[(n^2 - 1) + \frac{E_1^2}{E^2} \right]^{-1} = \frac{E_0}{E_d} - \frac{E^2}{E_d \cdot E_0}, \quad (6)$$

Графічне зображення типу $[n^2 - 1 + E_1^2/E^2]^{-1} = f(E^2)$ також дає пряму лінію, тангенс кута нахилу якої дає значення $1/E_0E_d$, а точка перетину з віссю ординат – E_0/E_d (рис.3). Значення E_d , E_0 , E_1 приведені в таблиці. Використовуючи ці енергетичні параметри, Уемпл [3,4] одержав вираз для нуль-дисперсії матеріалу:

$$\lambda_0 = 1.63 \left[\frac{E_d}{E_0^3 \cdot E_1^2} \right]^{1/4}, \text{ мкм} \quad (7)$$

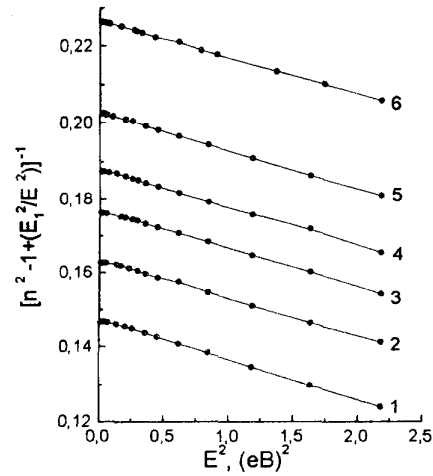


Рис.3. Залежність типу $(n^2 - 1 + E_1^2/E^2)^{-1} = f(E)^2$ стекол $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$:
 1 – $x=1.0$; 2 – $x=0.8$; 3 – $x=0.6$; 4 – $x=0.4$; 5 – $x=0.2$; 6 – $x=0.0$.

Як показують результати розрахунків, значення нуль-дисперсії для досліджуваних матеріалів при збільшенні концентрації германію зміщується в короткохвильову область спектру (див. табл.).

Таблиця. Параметри двоосциляторної моделі Зельмайера.

Склад	E_0, eB	E_d, eB	E_1, eB	$\lambda_0, \text{мкм}$
As_2Se_3	3.68	25.00	0.036	7.19
$(As_2Se_3)_{80}(GeSe_2)_{20}$	3.96	24.25	0.035	6.86
$(As_2Se_3)_{60}(GeSe_2)_{40}$	4.11	23.25	0.034	6.69
$(As_2Se_3)_{40}(GeSe_2)_{60}$	4.30	22.88	0.033	6.54
$(As_2Se_3)_{20}(GeSe_2)_{80}$	4.57	22.25	0.032	6.37
$GeSe_2$	4.92	21.77	0.031	6.15

4. Висновки

Проведено експериментальні дослідження дисперсії показника заломлення стекол розрізу $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$, значення яких описані за допомогою двоосциляторної моделі Зельмайера. Розраховано параметри (E_0 , E_1 , E_d) цієї

моделі, за допомогою яких було знайдено нуль-дисперсію матеріалу λ_0 досліджуваних стекол ($\lambda_0=7.19$ для As_2Se_3 і $\lambda_0=6.15$ мкм для $GeSe_2$). Значення нуль-дисперсії для досліджуваних матеріалів при збіль-

шенні концентрації германію зміщується в

короткохвильову область спектру.

1. Пуга П.П., Ковач Д.Ш., Зубань В.А. и др. Метрологическое обеспечение производства и контрольно-измерительная техника.–Ужгород.:НТО, (1984), 43-47.

2. Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии.–Л.:Химия, (1983), 344.

3. Wemple S.H., Di Domenico M. Phys.Rev.B. 3.4. (1971), 1338-1352.

4. Wemple S.H. Phys.Rev.B. 7.8. (1973), 3767-3777.

DISPERSION IN GLASSES $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$

O.I. Pahulych, I.J. Rosola, J.M. Myholynets

Uzhgorod national university

The experimental work of the dispersion of refraction index of the section of n glasses $(As_2Se_3)_x(GeSe_2)_{1-x}$, the value of which having been described with the help of Zelmayer's double-oscillator model has been conducted. This model parameters have been used for zero-dispersion of the material λ_0 calculation, the value of which with the increase of Ge concentration in glasses under investigation shifts to the short-wave part of the spectrum.