

В.В. Лопушанський

Утворення і відпал радіаційних дефектів у опроміненому високоенергетичними електронами свинцевосилікатному склі

*Інститут електронної фізики НАН України, вул. Університетська, 21, Ужгород, 88017,
e-mail: lvv702@gmail.com*

Досліджено спектри оптичного поглинання і комбінаційного розсіювання світла свинцевосилікатного скла, опроміненого електронами енергією від 5 до 10 МеВ. У спектрах комбінаційного розсіювання радіаційно індукованих змін не спостерігається. Зі спектрів поглинання випливає, що опромінення високоенергетичними електронами веде до утворення таких самих центрів забарвлення, як і опромінення рентгенівським та гамма-випромінюванням. Обговорюється відновлення оптичних характеристик опроміненого електронами свинцевосилікатного скла при термічному відпалі та довготривалому зберіганні при кімнатній температурі.

Ключові слова: Опромінення, свинцевосилікатне скло, оптичне поглинання, радіаційні дефекти, відпал.

Стаття постуила до редакції 22.11.2013; прийнята до друку 15.12.2013.

Вступ

Індуковані опроміненням зміни в оптичних спектрах склоподібних матеріалів здебільшого пов'язані з утворенням і трансформацією електронних і діркових центрів забарвлення, які виникають у склі внаслідок його взаємодії з високоенергетичним випромінюванням [1–3]. Широке застосування приладів з оптичними склами в умовах дії випромінювання ставить підвищені вимоги до їх радіаційної стійкості, що зумовлює необхідність дослідження впливу опромінення на оптичні параметри стеклов, насамперед на коефіцієнт поглинання, і вивчення структури та механізмів утворення центрів забарвлення.

Радіаційно індуквані центри у склі переважно пов'язують з немістковими атомами кисню [4–7]. Для найбільш детально вивченого аморфного SiO_2 ці центри ідентифіковано й досліджено – окремий немістковий атом кисню (дірковий центр) [8], E' - центр (вакансія кисню, тобто атом кремнію, зв'язаний тільки з трьома атомами кисню в сітці скла) [4, 9, 10], перокси-радикал O_2^- , зв'язаний з атомом Si у сітці скла [11]. У склах з більш складною хімічною будовою відомі різноманітні радіаційно індуквані центри [2, 12–15], що обумовлюють появу додаткових смуг у спектрах поглинання опромінених зразків скла. Зокрема, вплив високоенергетичного опромінення на оптичні характеристики досить детально досліджено для лужносилікатних і боросилікатних стеклов [6, 12–17]. Водночас для свинцевмісних стеклов, що

характеризуються більш високими значеннями показника заломлення, таких досліджень менше, здебільшого їх виконано для свинцевоборатних [18] та свинцевоборосилікатних [14] систем. Для свинцевосилікатних стеклов відомі дослідження змін оптичних характеристик під впливом рентгенівського, гамма- та ультрафіолетового випромінювання [13, 19, 20], а також процесів двофотонного поглинання [21, 22]. Водночас дослідження радіаційних ефектів у даних матеріалах під дією електронів високих енергій вкрай обмежені [23]. Тому метою даної роботи було вивчення впливу опромінення електронами з енергією від 5 до 10 МеВ на свинцевосилікатне скло та трансформації утворених дефектів при термічному відпалі, а також при тривалому зберіганні при кімнатній температурі.

I. Експеримент

Нами досліджено вплив електронів енергією 5, 8 і 10 МеВ на спектри оптичного поглинання промислового свинцевосилікатного скла Ф-1 (74,1 мол.% SiO_2 , 19,2 мол.% PbO , 6,4 мол. % K_2O , 0,3 мол. % As_2O_3) та їх подальшу трансформацію внаслідок термічного відпалу і тривалого зберігання при кімнатній температурі. Опромінення здійснювалося на мікротроні Інституту електронної фізики НАН України (Ужгород) пучком електронів густиною потоку $6,3 \cdot 10^8 - 7,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в інтервалі температур 223 – 293 К. Щоб уникнути перегрівання,

у процесі опромінення зразки охолоджувалися потоком пари рідкого азоту, температура при цьому контролювалася мідь-константановою термопарою. Використання спеціального пристрою дозволило здійснювати низькотемпературне опромінення і транспортування зразків без підвищення їх температури з зони опромінення в криостатну систему УТРЕКС для проведення вимірювань.

Вимірювання спектрів оптичного пропускання скла проводилося на монохроматорі МДР-23 за стандартною методикою в інтервалі 300–800 нм. Вимірювання спектрів комбінаційного розсіювання (КР) світла виконано на спектрометрі ДФС-24 при збудженні Ag^+ лазером з довжиною хвилі 514,5 нм. Спектральна ширина щілини не перевищувала 5 см^{-1} . Усі вимірювання проводилися при кімнатній температурі.

Для частини опромінених електронами зразків було проведено ізохронний відпал протягом 20 хв в інтервалі температур 350 – 800 К. Інші зразки було залишено для довготривалого зберігання при кімнатній температурі з проведенням контрольних вимірів спектрів поглинання через 1, 2, 5 і 10 років.

II. Результати та їх обговорення

Спектр КР вихідного зразка свинцевосилікатного скла Ф-1 показано на рис. 1. Як видно, у ньому спостерігаються характерні для неупорядкованих систем, зокрема для стекол, широкі смуги. При цьому для низькочастотної області спектру характерною є наявність інтенсивного крила, обумовленого як бозонівським піком, так і внеском коливних станів, пов'язаних зі зв'язками Pb–O, яким, як відомо [24], притаманний максимум КР поблизу 140 см^{-1} . За даними інфрачервоної спектроскопії коливання з участю атомів свинцю, відповідають частотам $\nu < 400\text{ см}^{-1}$ [25]. Континуум з широким максимумом, що спостерігається в області $400 - 450\text{ см}^{-1}$, узгоджується з результатами авторів [26], які пов'язують його з делокалізованими коливаннями містків Si–O–Si між тетраедричними структурними угрупованнями $Q^n = [Si(O_{1/2})_n O_{4-n}]^{-(4-n)}$, де $O_{1/2}$

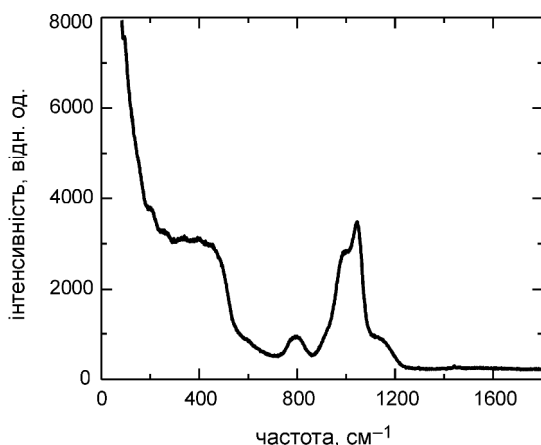


Рис. 1. Спектр КР свинцевосилікатного скла Ф-1 при кімнатній температурі.

позначає містковий атом кисню між двома атомами кремнію, а O – немістковий атом кисню. Зауважимо, що даний спектральний інтервал прояву цього континууму розсіювання відповідає складам з відносно невеликим вмістом свинцю, а при його зростанні відбувається його зміщення у бік вищих частот [26].

Відносно малоінтенсивний максимум у спектрі КР поблизу 800 см^{-1} (див. рис. 1) спостерігається лише для складів з відносно незначним вмістом свинцю [26] (відомо, що близько 20 % – це мінімальна молярна частка оксиду свинцю у свинцевосилікатних склах, оскільки при подальшому її зменшенні відбувається фазове розшарування [27]). Тому є підстави пов'язати дану смугу з коливаннями атомів кремнію і кисню. Слабка смуга в даній області частот проявляється і у спектрах інфрачервоного поглинання свинцевосилікатного скла з переважним вмістом діоксиду кремнію [26].

Відомо, що спектральне положення інтенсивних смуг КР в області поблизу залежить від хімічного складу свинцевосилікатного скла – зростання вмісту оксиду свинцю супроводжується помітним зниженням частот відповідних спектральних максимумів [24, 26]. Частоти смуг, які спостерігаються у вимірних нами спектрах (986 і 1043 см^{-1}), узгоджуються з тенденцією, описаною авторами для складів з більш високим вмістом свинцю [24, 26]. Розсіювання в даному інтервалі частот пов'язують із симетричними валентними коливаннями силікатних тетраедрів Q^n з різним ступенем полімеризації [26]. Зокрема, вважається, що частота цих максимумів зменшується при зростанні числа немісткових атомів кисню [28]. Зазначимо, що для силікатного скла іншого хімічного складу ($SiO_2 - Na_2O - CaO - Al_2O_3 - Cr_2O_3$) автори [29] спостерігали трансформацію деяких смуг у даній області спектру КР під дією опромінення електронами, яка пов'язується ними, зокрема, з утворенням тричленних силікатних кілець та зменшенням середнього кута зв'язків Si–O–Si.

Однак проведені нами вимірювання спектрів КР опроміненого скла Ф-1 не виявили помітних відмінностей у спектральному положенні та інтенсивності спостережуваних максимумів. Незначні відмінності у співвідношенні інтенсивностей окремих максимумів, на нашу думку, скоріше пов'язані з флуктуаціями інтенсивності потужності збудження КР у процесі вимірювання, і тому в нашому випадку не можуть служити переконливим доказом наявності радіаційно індукованих змін у спектрах КР. Можливо, у майбутньому цей фактор вдасться усунути шляхом використання спектрометрів з CCD-камерами, що дають змогу за рахунок одночасної багатоканальної реєстрації сигналу в широкому спектральному діапазоні уникнути часової розгортки спектру.

Значно більш помітних змін під дією опромінення високоенергетичними електронами слід було очікувати у спектрах оптичного поглинання свинцевосилікатного скла. Як видно з рис. 1, у спектрі неопроміненого зразка край оптичного

поглинання скла описується модифікованим т. зв. “склоподібним” правилом Урбаха [30]. Детальний розгляд краю поглинання в склах системи PbO-SiO_2 для широкого інтервалу компонентних складів проведено у [31], де визначено ряд його параметрів. Виконані нами вимірювання показали, що спектральний хід і енергетичне положення краю поглинання досліджуваного свинцевосилікатного скла загалом узгоджуються з даними [31, 32]. При цьому визначене нами зі спектрів значення енергетичної ширини урбахівського краю поглинання $w = 0.08$ eV [23] дещо нижче за величину, наведену в [31] для близького за складом скла $0,8\text{SiO}_2-0,2\text{PbO}$ (0,12 eV). Даний параметр кількісно характеризує домінуючий статичний безпорядок у структурі досліджуваного скла і відображає протяжність зонних хвостів густини електронних станів. Вірогідно, деяка розбіжність наших результатів з даними [31] пояснюється наявністю помітної кількості модифікаторів – оксидів калію та миш’яку.

Як показали проведені дослідження, опромінення свинцевосилікатного скла електронами різних енергій веде до якісно однакових змін – появи додаткового поглинання у прикорайовій області та в області прозорості, що загалом якісно узгоджується з результатами вивчення впливу на ці матеріали ультрафіолетового, рентгенівського та гамма-випромінювання [12, 19, 32]. Як видно з рисунку, при збільшенні потоку високоенергетичних електронів Φ від 10^{11} до 10^{14} cm^{-2} при кімнатній температурі на фоні безструктурного поглинання проявляються смуги селективного поглинання, найбільш низькоенергетична з яких спостерігається при 1.7 eV. Водночас зазначимо, що коректне виділення більш високоенергетичних смуг поглинання та визначення їх параметрів сильно ускладнюється наявністю радіаційних хвостів густини електронних станів, чий внесок у спектр додаткового поглинання також зростає зі збільшенням Φ .

Відомо, що у спектрах поглинання опроміненого рентгенівським та гамма-випромінюванням свинцевосилікатного скла виділяються пов’язані з

радіаційними центрами забарвлення смуги з максимумами при 1,7, 2,3 та 3,3 eV [12, 19], причому зростання їх інтенсивності при збільшенні вмісту оксиду свинцю в склі пов’язується зі спектром молекулярної орбіталі $\text{Pb } 6s$ в енергетичній щільності фрагмента $[\text{Si}_4\text{O}_4\text{PbO}_2\text{Si}_2]^{+14}$ зі зростанням числа немісткових атомів кисню в околі іонів Pb^{2+} , і можливою локалізацією електронів на цих молекулярних орбіталях [19].

Логічно припустити, що при опроміненні високоенергетичними електронами у свинцевосилікатному склі утворюються ті ж самі типи радіаційних центрів забарвлення, що й при опроміненні гамма-, рентгенівським та ультрафіолетовим випромінюванням [12, 19], як це має місце в лужносилікатних склах [16], тому можна моделювати експериментально отримані зміни у спектрах поглинання свинцевосилікатного скла внаслідок опромінення електронами з урахуванням відомих значень параметрів смуг поглинання радіаційних дефектів [23]. Тому для зразків, опромінених потоками електронів $\Phi \geq 10^{13}$ cm^{-2} з енергіями 5, 8 та 10 MeV, нами проведено апроксимацію експериментальних спектрів індукованого опромінення додаткового поглинання суперпозицією експоненціальної кривої (хвосту густини електронних станів) та лоренцових контурів (відомі смуги, пов’язані з радіаційними дефектами). Проведені розрахунки показали, що всі експериментальні спектри добре описуються суперпозицією таких контурів, при цьому в усіх випадках енергетичні положення радіаційно індукованих високоенергетичних смуг становлять $2,5 \pm 0,1$ і $2,9 \pm 0,1$ eV [23], що відповідно на +0,2 і -0,4 eV відрізняється від літературних даних [12, 19]. Така розбіжність наших результатів з даними інших авторів може бути пояснена як відмінностями у процедурі апроксимації експериментальних спектрів, так і тим, що типи центрів забарвлення, які утворюються в свинцевосилікатному склі при бомбардуванні високоенергетичними електронами, відрізняються від утворених при опроміненні більш низькоенергетичними УФ та γ -променями. Однак, на

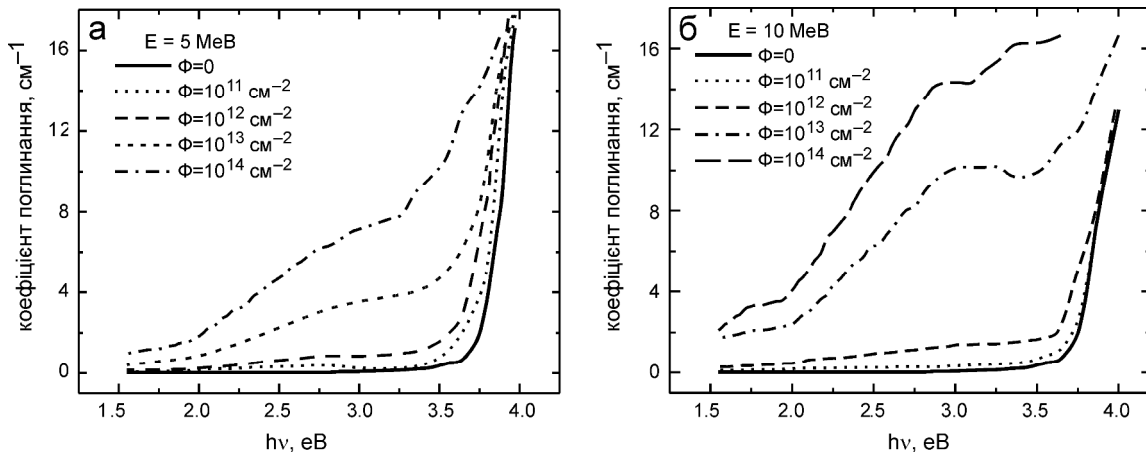


Рис. 2. Спектри оптичного поглинання свинцевосилікатного скла Ф-1, опроміненого при 293 К різними потоками електронів з енергією 5 MeV (а) і 10 MeV (б).

нашу думку, останнє припущення є маловірогідним, оскільки при даній концентрації компонентів скла основою його структурної сітки є діоксид кремнію, а проведені дослідження опроміненого електронами склоподібного SiO_2 [1, 12] та лужносилікатних стекел на його основі [16] показали, що в цих матеріалах під дією опромінення різного типу утворюються однакові типи центрів. До того ж, енергетичне положення смуги поглинання з максимумом при 1,7 еВ, яку ми спостерігали в опромінену електронами свинцевосилікатному склі при $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$, збігається з даними [12, 19]. Зазначимо також, що авторами [13] при дослідженні нестационарного поглинання свинцевосилікатного скла аналогічного складу при опроміненні УФ-імпульсами виявлено смуги поглинання з максимумами 2,7 та 2,9 еВ.

З рис. 2 видно, що при однаковій величині потоку електронів Φ зі зростанням енергії електронів E від 5 до 10 МеВ радіаційний приріст коефіцієнта поглинання в усьому досліджуваному спектральному інтервалі збільшується приблизно вдвічі. Зазначимо, що зростання додаткового поглинання спостерігається і при пониженні температури

опромінення до 223 К [23], при цьому загальний вигляд спектру поглинання такий самий, як і для зразків, опроміненних при кімнатній температурі, однак абсолютна величина радіаційно індукованого приросту поглинання помітно вища в усьому досліджуваному спектральному діапазоні, що дає підстави зробити висновок, що при 223 К у свинцевосилікатному склі утворюються ті ж самі типи центрів забарвлення, що й при кімнатній температурі, однак в останньому випадку частина їх відпалюється вже при опроміненні.

Вивчення ізохронного відпалу коефіцієнта пропускання після низькотемпературного опромінення показало, що пропускання відновлюється поступово, в усьому температурному інтервалі 223 – 293 К. Дослідження ізохронного відпалу оптичного пропускання зразків, опроміненних при кімнатній температурі потоком $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ електронів з енергією 5 МеВ, було проведено в інтервалі температур 350 – 800 К. Як видно з рис. 3, а, при відпалі величина наведеного опроміненням додаткового поглинання зменшується. У ролі параметра, що характеризує частку невідпалених радіаційних дефектів, було використано величину

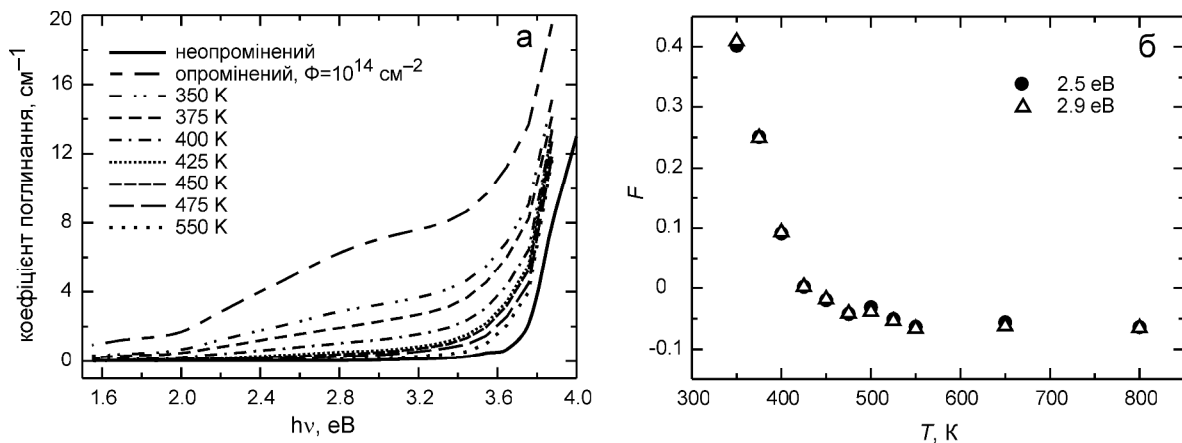


Рис. 3. Вплив ізохронного відпалу на спектри поглинання свинцевосилікатного скла $\Phi=1$, опроміненого при 293 К потоком $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ електронів з енергією $E = 5 \text{ МеВ}$ (а) та залежність частки невідпалених дефектів, відповідальних за поглинання світла з енергією 2.5 і 2.9 еВ, від температури відпалу.

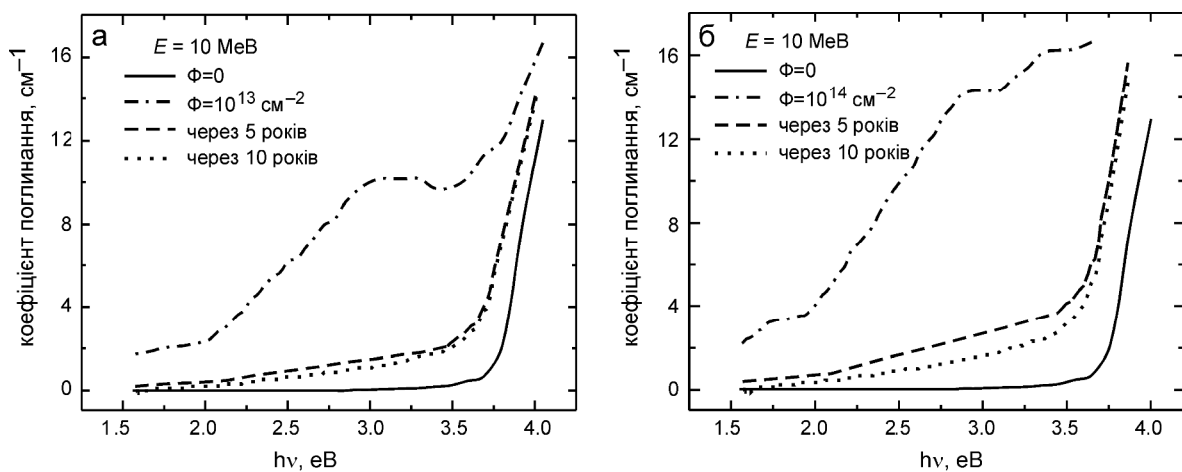


Рис. 4. Вплив довготривалого зберігання при кімнатній температурі на спектри поглинання свинцевосилікатного скла $\Phi=1$, опроміненого при 293 К потоками електронів 10^{13} см^{-2} (а) і 10^{14} см^{-2} (б) з енергією $E = 10 \text{ МеВ}$.

$F = (\alpha_T - \alpha_0) / (\alpha_\Phi - \alpha_0)$, де α_0 , α_Φ і α_T – відповідно значення коефіцієнта поглинання вихідного (неопроміненого), опроміненого потоком електронів $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ та відпаленого при температурі T скла. Відповідні залежності частки невідпалених дефектів, пов'язаних з радіаційно індукованими смугами поглинання з максимумами при 2,5 і 2,9 еВ, від температури відпалу, ілюструє рис. 3,б. Як видно, основна частка приросту поглинання відпалюється в інтервалі до 425 К. На відміну від лужносилікатного скла, де процес відпалу виявляє наявність у спектрі радіаційно індукованого поглинання додаткової смуги [16, 33], у свинцевосилікатному склі нових особливостей у спектрі додаткового поглинання в процесі відпалу не спостерігається, що дозволяє зробити висновок про єдину тривалу стадію відпалу 275 – 425 К для обох радіаційно індукованих смуг поглинання (при 2,5 та 2,9 еВ) та хвостів густини станів.

Як видно з рис. 4, довготривале зберігання при кімнатній температурі веде до відновлення вихідних спектрів оптичного поглинання опроміненних електронами зразків свинцевосилікатного скла Ф-1 – подібно до того, як це відбувається при ізохронному відпалі при підвищених температурах. Зазначимо, однак, що повного відновлення вихідного спектру не відбувається навіть після багаторічного зберігання. Зазначимо, що автори [15] повідомляють про повне відновлення оптичних характеристик опроміненого електронами складного безсвинцевого силікатного скла, однак у нашому випадку залишається безструктурний фон додаткового (індукованого опроміненням) поглинання в широкому

спектральному інтервалі.

Висновки

Проведені дослідження спектрів оптичного поглинання опроміненого високоенергетичними електронами свинцевосилікатного скла показали, що індуковане опроміненням додаткове поглинання є суперпозицією смуг поглинання, що відповідають відомим радіаційним дефектам, та викликаних розупорядкуванням хвостів густини електронних станів. Порівняння параметрів відповідних смуг з літературними даними, аналіз їх дозової та енергетичної поведінки, а також відновлення вихідних спектрів пропускання при ізохронному відпалі дозволили встановити, що при електронному опроміненні у свинцевосилікатному склі утворюються ті ж типи центрів забарвлення, що й при опроміненні більш низькоенергетичним випромінюванням. Індуковані опроміненням зміни у спектрах поглинання відновлюються при ізохронному відпалі в інтервалі температур до 425 К. Водночас широкий безструктурний фон додаткового (індукованого опроміненням) поглинання залишається у спектрах опроміненних зразків навіть після багаторічного зберігання при кімнатній температурі.

Автор вдячний О.В. Гомонною, Ю.М. Ажнюку та І.Г. Мегелі за участь у обговоренні результатів.

- [1] D.L. Griscom, J. Ceram, Soc. Jap. 99(10), 923 (1991).
- [2] V.I. Arbutov, Fiz. Khim. Stekla 22(3), 228 (1996).
- [3] L.B. Glebov, Proc. SPIE. 4347, 343 (2001).
- [4] H. Imai, H. Hirashima, J. Non-Cryst. Solids 179, 202 (1994).
- [5] N. Jiang, J. Qiu, A. Ellison, J. Silcox, Phys. Rev. B 68(6), 064207 (2003).
- [6] N. Jiang, J. Qiu, A. Ellison, J. Silcox, Phys. Rev. B 68, 064207 (2003).
- [7] A.F. Zetsepin, Fiz. Tverd. Tela 52(6), 1104 (2010).
- [8] M. Stapelbroek, D.L. Griscom, E.J. Friebele, G.H. Siegel, J. Non-Cryst. Solids 32(1-3), 313 (1979).
- [9] D.L. Griscom, Phys. Rev. B 20(5), 1823 (1979).
- [10] T.E. Tsai, D.L. Griscom, E.J. Friebele, Phys. Rev. Lett. 61(4), 444 (1988).
- [11] E.J. Friebele, D.L. Griscom, M. Stapelbroek, R.A. Weeks, Phys. Rev. Lett. 42(20), 1346 (1979).
- [12] S.M. Brekhovskikh, Yu.N. Viktorov, L.N. Landa, Radiation Effects in Glasses (Moscow, 1982).
- [13] A.O. Volchek, A.I. Gusarov, A.I. Zhevlakov, D.O. Leshchenko, Optika i Spektroskopiya 80(3), 439 (1996).
- [14] V.I. Pavlenko, V.I. Onishchuk, Z.V. Pavlenko, K.A. Orekhov, Glass and Ceramics 59(1–2), 11 (2002).
- [15] K.A. Mkhoyan, J. Silcox, A. Ellison, D. Ast, R. Dieckmann, Phys. Rev. Lett. 96(20), 205506 (2006).
- [16] A.V. Gomonnai, Yu.M. Azhniuk, D.B. Goyer, I.G. Megela, V.V. Lopushansky, J. Optoelectron. Advanced Mater. 3(1), 37 (2001).
- [17] A. Gusarov, D. Doyle, L. Glebov, F. Berghmans, Proc. SPIE 5897, 58970I (2005).
- [18] G. Sharma, K.S. Thind, Monika, H. Singh, Manupriya, L. Gerward, Phys. Status Solidi A 204(2), 591 (2007).
- [19] V.A. Gubanov, A.F. Zetsepin, V.S. Kortov, D.L. Novikov, S.P. Freidman, G.D. Cherlov, U.V. Shchapova, J. Non-Cryst. Solids 127, 259 (1991).
- [20] H. Jia, G. Chen, W. Wang, J. Non-Cryst. Solids 347, 220 (2004).
- [21] L.B. Glebov, Proc. SPIE 4347, 343 (2001).

- [22] K. Tanaka, N. Yamada, M. Oto, Appl. Phys. Lett. 83(15), 3012 (2003).
- [23] Yu.M. Azhniuk, A.V. Gomonnai, D.B. Goyer, I.G. Megela, V.V. Lopushansky, Fizika A (Zagreb) 11(1), 51 (2002).
- [24] T. Furukawa, S.A. Brawer, W.B. White, J. Mater. Sci. 13, 268 (1978).
- [25] D. De Sousa Meneses, M. Malki, P. Echegut, J. Non-Cryst. Solids 352, 769 (2006).
- [26] S. Feller, G. Lodden, A. Riley, T. Edwards, J. Croskrey, A. Schue, D. Liss, D. Stentz, S. Blair, M. Kelley, G. Smith, S. Singleton, M. Affatigato, D. Holland, M.E. Smith, E.I. Kamitsos, C.P.E. Varsamis, E. Ioannou. J. Non-Cryst. Solids 356, 304 (2010).
- [27] N.P. Bansal, R.H. Doremus, Handbook of Glass Properties (Academic, Orlando, 1986).
- [28] E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, H. Jain, C.H. Hsieh, J. Non-Cryst. Solids 171, 31 (1994).
- [29] N. Ollier, B. Champagnon, B. Boizot, Y. Guyot, G. Panczer, B. Padlyak, J. Non-Cryst. Solids 323, 200 (2003).
- [30] N. Mott, E.A. Davis. Electron Processes in Non-Crystalline Materials (Clarendon Press, Oxford 1979).
- [31] I.A. Weinstein, A.F. Zatsepin, V.S. Kortov, Yu.V. Shchapova, Fiz. Tverd. Tela 42(2), 224 (2000).
- [32] H. Jia, G. Chen, Z. Hou, L. Liu, W. Wang, M. Affatigato, S. Feller, J. Non-Cryst. Solids 319, 322 (2003).
- [33] L.B. Glebov, V.G. Dokuchayev, M.A. Petrov, G.T. Petrovskii, Fiz. Khim. Stekla 13(4), 576 (1987).

V.V. Lopushansky

Formation and Annealing of Radiation Defects in High-Energy Electron-Irradiated Lead Silicate Glass

Institute of Electron Physics, Ukrainian National Academy of Sciences, Universytetska Str. 21, Uzhhorod, 88017, Ukraine

Optical absorption and Raman scattering spectra of lead silicate glass irradiated by 5- to 10-MeV electrons are studied. No irradiation-induced changes in the Raman spectra are observed. The absorption spectra show the high-energy electron irradiation to result in the formation of colour centres basically similar to those being formed by X-ray and gamma irradiation. Variation of the absorption spectra of the electron-irradiated lead silicate glass under thermal annealing and long-time post-irradiation storage are discussed.