

РАДІАЦІЙНІ ПОШКОДЖЕННЯ ТА ПОЛІМЕРИЗАЦІЯ ПЛІВОК ФУЛЕРИТІВ C₆₀ ПРИ ОПРОМІНЕННІ ІОНАМИ Tі⁺

*О.Л. Павленко, О.П. Дмитренко, М.П. Куліш, М.Є. Корнієнко, М.А. Заболотний,
Ю.Є. Грабовський, В.А. Брусенцов, Т.В. Родіонова **

*Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,
фізичний та радіофізичний* факультети, Київ, Україна;*

Б.М. Романюк, І.М. Хацевич, В.В. Стрільчук

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова, Київ, Україна

E-mail: pavlenkoelena@mail.univ.kiev.ua

Приведено дослідження впливу опромінення плівок фулериту C₆₀ високоенергетичними іонами Tі⁺ (E_i = 140 кеВ) на радіаційно-стимульовані фазові перетворення. Результати рентгенівської дифракції та раманівського розсіяння світла для вказаних плівок показують, що вже при незначних флюенсах 1,2·10¹² іон/см² спостерігається сукупність ГЦК, ГЦУ, орторомбічної, тетрагональної та ромбоєдричної фаз. Параметри цих фаз змінюються із збільшенням дози поглинання, вказуючи на те, що імплантовані іони (атоми) Tі сприяють виникненню донорно-акцепторної міжмолекулярної взаємодії, величина якої залежить від умов опромінення. При флюенсі 0,66·10¹⁴ іон/см² має місце не лише полімеризація фулеритів, а й руйнування каркасу молекул C₆₀.

ВСТУП

Полімеризовані форми фулеритів C₆₀ привертають велику увагу дослідників внаслідок покращення фізичних та механічних властивостей у порівнянні з молекулярними кристалами, в яких має місце слабка Ван-дер-Ваальсівська взаємодія [1]. Полімеризація фулеритів, яка відбувається при легуванні лужними металами, дії світла, прикладанні зовнішнього тиску при високих температурах, опроміненні нейтронами та низькоенергетичними електронами, характеризується виникненням між молекулами C₆₀ [2+2] циклопід'єднання (C=C - зв'язки) та міжмолекулярних зв'язків C-C [1,2]. Разом з тим, у залежності від природи полімеризації, фазові перетворення, які спостерігаються у фулеритах, відрізняються. Необхідно відмітити, що при опроміненні високоенергетичними іонами спостерігалася не лише полімеризація фулеритів, а також і їх деструкція [3, 4]. У випадку легування фулеритів різними металами також має місце полімеризація, але її механізм не встановлений [5, 6]. Серед різних легуючих металів особливу роль відіграють карбідоутворюючі (Tі, Fe, N, V, ...), які здатні утворювати різноманітні сполуки з вуглецем. При цьому важливим є не лише легування такими металами, а також і радіаційна модифікація молекул фулеренів, яка супроводжується створенням внаслідок опромінення вільних радикалів. Вказана модифікація може бути одержана при бомбардуванні фулеритів іонами карбідоутворюючих металів, наприклад Tі⁺. У цій роботі методами рентгенівської дифракції, комбінаційного розсіяння та фотолюмінесценції досліджувався вплив іонного бомбардування частинками Tі⁺ на кристалічну, коливну та електронну структуру полімеризованих фулеритів в залежності від флюенса у випадку високоенергетичного опромінення.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

Плівки C₆₀ були отримані шляхом вакуумної конденсації порошку молекул C₆₀ (чистота 99,99 %) на підкладки Si(100) (товщина плівок становила d = 1000 нм, що контролювалася при напиленні за допомогою кварцового датчика) та опромінення іонами Tі з енергією E = 140 кеВ та флюенсами, що змінювалися від 10¹² до 10¹⁴ іон/см². Кристалічна структура досліджувалася методом дифракції рентгенівського проміння (λ = 1,7902 Å, CoK_α-випромінювання) з використанням рентгенівського дифрактометра ДРОН 3М, режим трубки становив U=45 кВ, I=25 мА, коливна структура вивчалася із застосуванням спектрометра Jobin Yvon T64000 з довжиною збуджуючого випромінювання Ag-лазера λ_{exc} = 514,5 нм. Для уникнення ефектів фотополімеризації потужність лазерного випромінювання не перевищувала 2 Вт/см². Дифракційні піки та коливні смуги чисельно виділялися на широкосмуговому фоні дифрактограм та коливних спектрів шляхом поліноміальної апроксимації з використанням необхідної кількості експериментальних опорних точок в областях мінімумів інтенсивності. Для числового розкладу смуг на окремі елементарні складові використовувався метод найменших квадратів з варіацією частотного (кутового) положення спектральних компонент (дифракційних піків), їх інтенсивності, форми та напівширини. Кількість достовірних піків для кожної смуги визначалася кількістю від'ємних мінімумів у розрахованих за експериментальними даними других похідних після їх оптимального згладжування. Коректність числового розкладу смуг на окремі компоненти контролювалася узгодженням других похідних від експериментальних та розрахованих форм контурів.

ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

На рис. 1 показано зображення дифракційної картини розсіяння рентгенівських променів в залежності від флюенса іонного бомбардування частинками Ti^+ плівок C_{60} . Відомо, що в конденсованому стані при кімнатній температурі молекули C_{60} утворюють молекулярний кристал з ГЦК-структурою. Однією з особливостей цієї дифракційної картини фулериту C_{60} є відсутність інтерференцій біля максимуму (200), що пов'язується з обертанням молекул.

Видно, що вже при флюенсі опромінення $1,2 \cdot 10^{12}$ іон/см² з'являється асиметрія піка (111) та виникає дифракційний максимум з індексами (200). Асиметричним стає також пік (311) (відмічено стрілками). При збільшенні флюенса до 10^{13} іон/см² інтерференційний пік (111) розщеплюється, пік (200) зберігається, а максимум (311) залишається асиметричним. Аналогічна картина зберігається при флюенсі $0,66 \cdot 10^{14}$ іон/см².

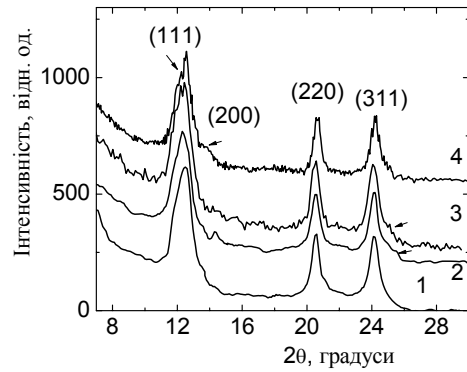


Рис. 1. Зображення дифракційної картини розсіяння для різних флюенсів опромінення плівок C_{60} іонами Ti^+ : 1 – вихідний стан; 2 – після флюенсу $1,2 \cdot 10^{12}$ іон/см²; 3 – $1,2 \cdot 10^{13}$ іон/см²; 4 – $0,66 \cdot 10^{14}$ іон/см². (Товщина плівки $d = 1000$ нм, CoK_{α} ($\lambda = 1,7902$ Å), підкладка Si, енергія іонів $E_i = 140$ кеВ)

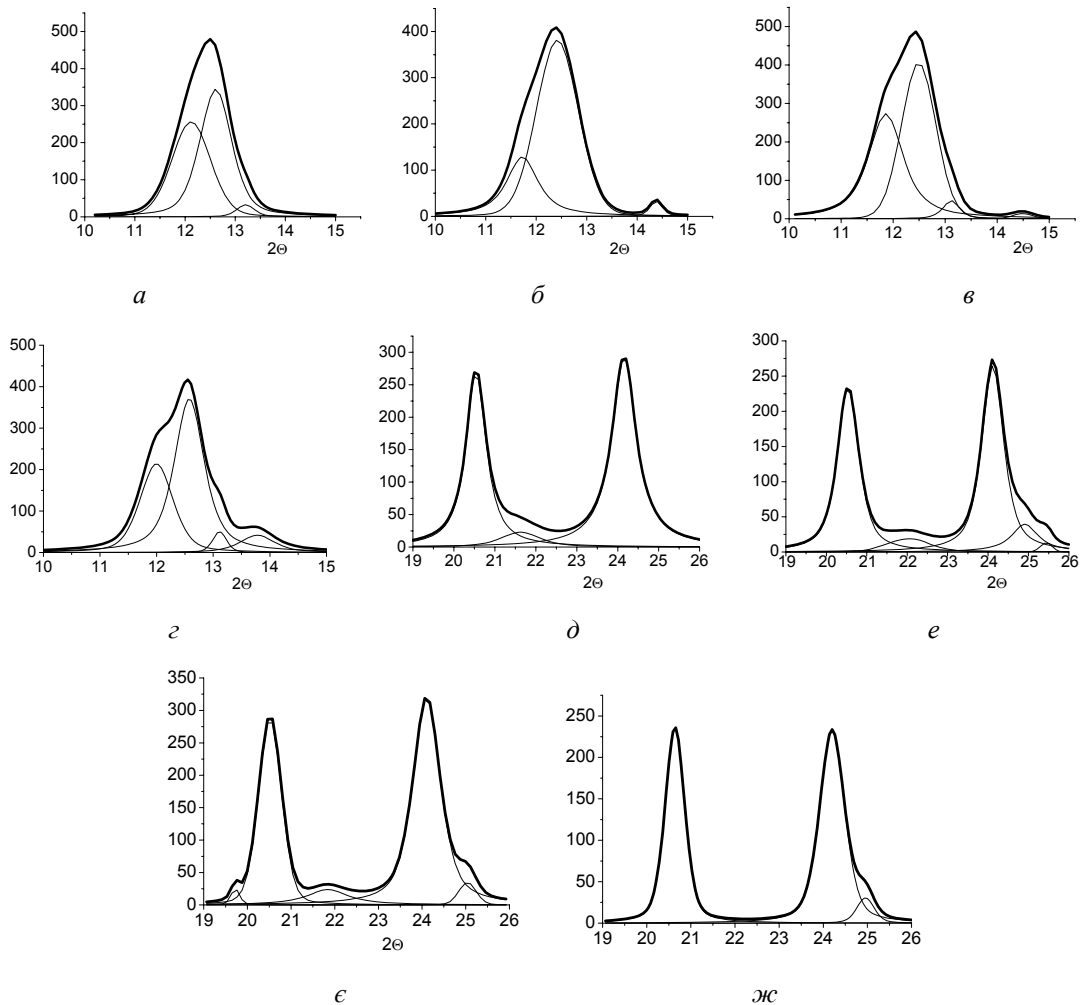


Рис. 2. Розклад інтерференційних максимумів на компоненти в околі дифракційних піків ГЦК-гратки 111, 200 (а-г), 220, 311 (д-ж); одержаних від плівок фулериту C_{60} у вихідному стані (а, ж) та при опроміненні іонами Ti^+ ($E_i = 140$ кеВ) з флюенсами $1,2 \cdot 10^{12}$ (б, е), $1,2 \cdot 10^{13}$ (в, є) та $0,6 \cdot 10^{14}$ іон/см² (г, ж). (Товщина плівки $d = 1000$ нм, CoK_{α} ($\lambda = 1,7902$ Å), підкладка Si)

На рис. 2 наведено розклад дифракційних піків на компоненти для різних доз поглинання іонів Ti^{+} . Видно, що найбільш інтенсивні дифракційні максимуми знаходяться поблизу положень $2\theta \approx 12,4$; $2\theta \approx 20,5$; $2\theta \approx 24,5$ градусів, що відповідає наявності в зразку ГЦК-фази, присутність якої характерна для фулериту C_{60} при кімнатних температурах. Разом з тим, як це особливо помітно для опроміненних плівок C_{60} , ГЦК-структура не є єдиною фазою в даному зразку, можна відмітити існування в плівці ГЦУ-структури, на що вказує присутність у дифракційній картині піка (100) поблизу положення $2\theta \approx 11,7$. Крім вказаних компонент розсіяння, які утворюють дифракційну смугу в околі піка 111 ГЦК-фази, спостерігаються також інші дифракційні максимуми. Так можна відмітити наявність додаткових максимумів поблизу положень $2\theta \approx 13,11$; $2\theta \approx 14,5$ (б-г); $2\theta \approx 21,8$; $2\theta \approx 25,04$ (е, є). Із зростанням дози поглинання має місце зміщення положень всіх розглянутих максимумів. Таким чином, іонне опромінення ускладнює фазовий склад плівок C_{60} , в яких крім ГЦК- і ГЦУ-фаз з'являються додаткові кристалічні структури, водночас параметри ґраток всіх фаз змінюються в залежності від дози поглинання, на що вказують

зміщення положень розглянутих інтерференційних піків. Так для ГЦК-фази параметр ґратки a із збільшенням дози опромінення суттєво зменшується у вихідному стані від 1,434 до 1,433 нм для флюенса $1,2 \cdot 10^{12}$ іон/см²; 1,425 нм для $1,2 \cdot 10^{13}$ іон/см²; 1,416 нм для $0,66 \cdot 10^{14}$ іон/см². Необхідно відмітити, що імплантація бомбардуючих частинок Ti^{+} в міжвузловий простір кристалічної структури фулериту C_{60} повинно, навпаки, супроводжуватися зростанням параметра ґратки ГЦК-фази. У крайньому випадку, враховуючи значні розміри пор, в які в першу чергу втілюються іони Ti^{+} , параметр ґратки міг би залишатися незмінним. Очевидно, що зменшення параметра ґратки a вказує на виникнення додаткових до ван-дер-ваальсівських сил міжмолекулярної взаємодії, поява яких зумовлена присутністю в ґратці фулериту C_{60} іонів (атомів) Ti .

Аналіз додаткових дифракційних максимумів вказує на присутність в опроміненних плівках C_{60} орторомбічної та тетрагональної фаз, характерних для полімеризованих зразків фулеритів. В таблиці наведено параметри ґраток для вказаних структур у залежності від величини дози поглинання при іонному опроміненні Ti^{+} плівок фулериту C_{60} .

Параметри ґраток для орторомбічної та тетрагональної фаз в опроміненних плівках фулериту C_{60} для різних доз поглинання іонів Ti^{+}

Флюенс, іон/см ²	Параметри ґратки, Å	
	Орторомбічна фаза	Тетрагональна фаза
$1,2 \cdot 10^{12}$	$a = 11,54; b = 15,23; c = 16,57$	$a = b = 12,3; c = 14,32$
$1,2 \cdot 10^{13}$	$a = 12,9; b = 14,19; c = 15,77$	$a = b = 13,1; c = 14,96$
$0,66 \cdot 10^{14}$	$a = 12,21; b = 15,04; c = 16,42$	$a = b = 13,1; c = 14,98$

Необхідно відмітити, що параметри ґратки, як орторомбічної, так і тетрагональної фаз значно відрізняються від аналогічних параметрів цих же фаз, одержаних у випадку полімеризації фулеритів C_{60} шляхом стиснення та нагрівання [7], опромінення потужним ультрафіолетовим світлом [8], легування лужними металами [5, 6]. У результаті розглянутих методів полімеризації, які пов'язують з утворенням між молекулами хімічної взаємодії внаслідок [2+2] циклопід'єднання [1], одержують параметри ґратки для орторомбічної фази близькими до значень $a = 9,0$ Å; $b = 9,8$ Å; $c = 14,7$ Å, а для тетрагональної фази – $a = b = 9,0$ Å; $c = 15,0$ Å [9]. Величини цих параметрів вказують на суттєве зменшення значень a і b , якщо їх порівнювати з параметрами a для ГЦК-структури (14,2 Å). До речі, аналогічна тенденція, як видно з таблиці, зберігається для тетрагональної фази опроміненних іонами Ti^{+} зразків, незважаючи на те, що зменшення параметра a не досягає величини 9,0 Å. Більш складною є поведінка параметрів ґратки для орторомбічної фази. Якщо параметр ґратки a зменшується, то параметри b і c перевищують значення a для ГЦК-структури, крім його величини у випадку флюенсу $1,2 \cdot 10^{12}$ іон/см². Така поведінка параметрів вказує, що у випадку іонного опромінення також має місце полімеризація фулеритів, але її ступінь менша в порівнянні з

полімеризацією, яка досягається при використанні вказаних методів. Не виключено, що також є можливими інші механізми її реалізації.

Відомо, що поява полімеризованих фаз у фулеритах C_{60} супроводжується появою нових коливних мод і, як наслідок, особливостям комбінаційного розсіяння світла в околі найбільш чутливої до полімеризації повносиметричної пінч-моди $A_g(2)$, спектральна смуга якої розміщена поблизу частоти зміщення $\nu = 1469$ см⁻¹. На рис. 3 наведено спектри раманівського розсіяння світла для вихідного (неопроміненого) та опроміненних іонами Ti^{+} плівок фулериту C_{60} у випадку різних флюенсів.

При малих флюенсах ($1,2 \cdot 10^{12}$ та $1,2 \cdot 10^{13}$ іон/см²), як і у вихідному (неопроміненому) стані, в спектрі комбінаційного розсіяння світла спостерігається 10 відомих коливних смуг [1]. Разом з тим, має місце суттєва перебудова спектрів опроміненних плівок. У першу чергу, виникає різке зростання загального фону розсіяння, яке підвищується із збільшенням хвильового числа. Крім того, змінюється спектр розсіяння в околі всіх коливних смуг, а особливо поблизу смуги $A_g(2)$. У випадку флюенса $0,66 \cdot 10^{14}$ іон/см² всі коливні смуги зникають і з'являються широкі смуги з максимумами поблизу 1000 та 1580 см⁻¹.

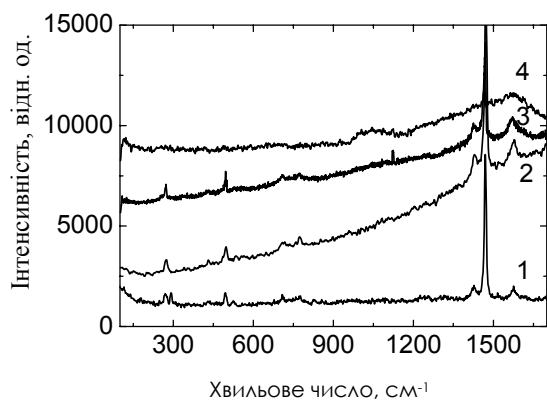


Рис. 3. Спектри раманівського розсіяння світла для плівок фулериту C_{60} у вихідному (неопроміненому) (1) стані та у випадку іонного опромінення (Ti^+) при дозах поглинання: $1,2 \cdot 10^{12}$ (2); $1,2 \cdot 10^{13}$ (3) та $0,66 \cdot 10^{14}$ іон/см² (4). (Товщина плівки $d = 1000$ нм, підкладинка Si (100), енергія іонів $E_i = 140$ кеВ, довжина хвилі збудження Ar-лазера $\lambda_{exc} = 514,5$ нм, потужність лазерного випромінювання 2 Вт/см²)

Остання, як відомо, характерна для аморфного вуглецю [10]. Можна припустити, що бомбардування плівок високоенергетичними важкими іонами призводить до руйнування окремих молекул C_{60} . Найбільше число таких молекул зосереджено на глибині проникнення лазерного

збуджуючого опромінення і їх кількість зростає із збільшенням флюенсу. Таким чином, лише до певних флюенсів даного іонного опромінення можна спостерігати появу полімеризованої фази фулериту C_{60} . При більших флюенсах полімеризований стан зникає внаслідок деградації самих молекул фулеренів. Необхідно зазначити, що такий стан може зберігатися на глибинах, які перевищують товщину шару проникнення світла, що підтверджується наведеними результатами досліджень рентгенівської дифракції.

Виникнення нових складових раманівського розсіяння поблизу коливної моди $A_g(2)$, як і у випадку розсіяння рентгенівських променів, вказує, що при іонному опроміненні Ti^+ з'являється сукупність різноманітних типів міжмолекулярних зв'язків, яка проявляється в появі фазових перетворень від ГЦК-структури фулериту C_{60} до орторомбічної та тетрагональної фаз. Як видно з рис. 4, із зростанням дози поглинання іонів Ti^+ в інтервалі між $H_g(7)$ та $A_g(2)$ коливними смугами спостерігається складна структура раманівського розсіяння, в якій можна виділити кілька додаткових піків у положеннях 1461 , 1446 і 1434 см⁻¹, які відсутні для вихідного (неопроміненого) стану. Із підвищенням флюенсу інтенсивність цих смуг по відношенню до інтенсивності коливної смуги $A_g(2)$ зростає.

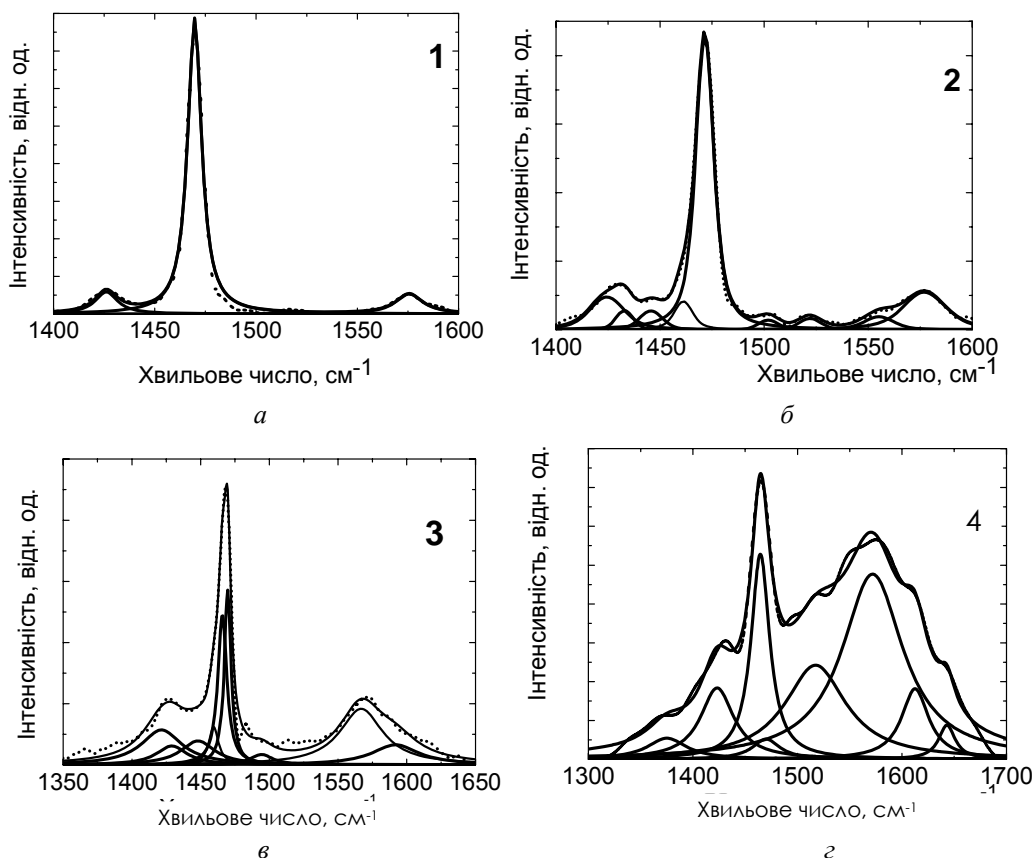


Рис. 4. Раманівське розсіяння в околі коливної смуги $A_g(2)$ для вихідної (неопроміненої) плівки фулериту C_{60} (а) та після опромінення іонами Ti^+ з флюенсами $1,2 \cdot 10^{12}$ (б), $1,2 \cdot 10^{13}$ (в) та $0,66 \cdot 10^{14}$ іон/см² (г). (Товщина плівки $d = 1000$ нм, підкладинка Si(100), енергія іонів $E_i = 140$ кеВ, довжина хвилі збудження Ar-лазера $\lambda_{exc} = 514,5$ нм, потужність лазерного випромінювання 2 Вт/см², температура $T = 300$ К)

Для різних флюенсів також має місце зміна відносних інтенсивностей розглянутих максимумів розсіяння світла. Відомо, що у випадку фотополімеризації коливна смуга $A_g(2)$ зміщується з положення 1469 см^{-1} до значення 1458 см^{-1} [1]. З положенням максимуму раманівського розсіяння 1466 см^{-1} пов'язують виникнення в плівках C_{60} димерів, а з максимумом при частоті 1460 см^{-1} - утворення полімерних ланцюгів, які призводять до появи орторомбічної структури. Пік розсіяння поблизу 1444 см^{-1} відносять до виникнення тетрагональної, а біля 1433 см^{-1} - ромбоєдричної фаз [7].

Характер раманівського розсіяння світла свідчить про те, що іонне опромінення сприяє появі не лише орторомбічної і тетрагональної структур, а також і ромбоєдричної фази, які вказують на радіаційно-стимульований перехід до полімеризованого стану плівок фулериту. Відносний вміст цих фаз залежить від флюенсу іонів Ti^+ . Важливо відмітити, що трансформація спектру розсіяння при опроміненні відбувається не лише в інтервалі частот до смуги $A_g(2)$, а також в області після даної смуги і особливо в межах коливної смуги $H_g(8)$.

При флюенсі $0,66 \cdot 10^{14} \text{ іон/см}^2$ інтенсивність коливної смуги $H_g(8)$ стає майже однаковою з інтенсивністю смуги $A_g(2)$, і вона суттєво розширюється за рахунок появи кількох компонент розсіяння. Їх виникнення також можна віднести до спотворень ГЦК-гратки за рахунок фазових перетворень, обумовлених полімеризацією структури фулериту C_{60} при іонному легуванні, а також внаслідок руйнування каркасу молекул C_{60} . На реалізацію розглянутого сценарію вказує поява коливної смуги біля частоти 1575 см^{-1} та дефектної коливної моди поблизу частоти 1610 см^{-1} .

Можна припустити, що, як і для випадку легування лужними металами, іонне легування плівок фулеритів у результаті бомбардування високоенергетичними частинками спостерігається перенесення заряду від імпантованих іонів (атомів) Ti до акцепторних молекул C_{60} . Внаслідок такого перенесення заряду, а також взаємодії вибитих атомів вуглецю, з'являється донор-акцепторна міжмолекулярна взаємодія, відповідальна за полімеризацію фулеритів, яка супроводжується фазовими перетвореннями від ГЦК-стану до менш симетричних кристалічних структур (орторомбічної, тетрагональної, ромбоєдричної).

ВИСНОВКИ

При бомбардуванні плівок фулеритів C_{60} високоенергетичними іонами Ti^+ спостерігається перебудова картина рентгенівської дифракції, яка вказує на виникнення у фулеритах сукупності ГЦК, орторомбічної та тетрагональної фаз. Останні дві фази у вихідному (неопромінену) стані відсутні. Із зміною флюенса від $1,2 \cdot 10^{12}$ до $1,2 \cdot 10^{13}$ і $0,66 \cdot 10^{14} \text{ іон/см}^2$ всі вказані кристалічні фази зберігаються, але параметри їх ґраток змінюються. Так, параметри a для ГЦК-структури зменшуються,

що свідчить про виникнення додаткової міжмолекулярної взаємодії за рахунок імпантованих іонів (атомів) Ti , а також вибитих атомів вуглецю. Зростання дози поглинання призводить до складних змін параметрів ґраток орторомбічної та тетрагональної фаз. Водночас, параметр a , як і для плівок, полімеризованих різними методами, залишається меншим за аналогічний параметр для ГЦК-фази фулериту C_{60} .

У випадку іонного легування виникає складний характер розподілу раманівського розсіяння світла поблизу структурно-чутливих коливних мод $A_g(2)$ і $H_g(8)$. Виникнення піків раманівського розсіяння світла поблизу частот 1461 , 1446 і 1434 см^{-1} вказує на існування в опроміненіх зразках фулериту C_{60} орторомбічної, тетрагональної і ромбоєдричної фаз, тобто на виникнення полімеризованої структури. При дозі поглинання $0,66 \cdot 10^{14} \text{ іон/см}^2$ крім полімеризації фулеритів мають місце радіаційні пошкодження фулеритів, які супроводжуються руйнуванням каркасу молекул C_{60} .

ЛІТЕРАТУРА

1. T.L. Makarova. Electrical and optical properties of monomer and polymerized fullerenes // *Fiz. Tech Polupr.* 2001, v. 35, p. 257-293.
2. J. Onoe, K. Takeuchi. How many [2+2] four-membered rings are formed on C_{60} molecule when photopolymerization is saturated // *Phys. Rev. Lett.* 1997, v. 79, p. 2987-2990.
3. A. Yogo, T. Majima, A. Itoh. Damage and polymerization of C_{60} films irradiated by fast light and heavy ions // *NIM B.* 2002, v. 193, p. 299-304.
4. H. Tanimoto, K. Yamada, H. Mizubayashi, S. Sakai, K. Narumi, H. Naramoto. Elasticity study of the irradiation-induced polymerization and decomposition of C_{60} solid // *Mat. Sci. and Engin. A.* 2006, v. 442, p. 319-322.
5. R. Roding, T. Wagberg, B. Sundqvist. Raman spectroscopy and X-ray diffraction studies of the single- and double bonded two-dimensional polymers $Na_nLi_{4-n}C_{60}$ // *J. of Phys. and Chem. of Solids.* 2004, v. 65, p. 355-357.
6. M. Ricco, T. Shiroka, M. Belli, D. Pontiroli, M. Pagliari, G. Ruani, D. Palles, S. Margadonna, M. Tomaselli // *Phys. Rev. B.* 2005, v. 72, p. 155437.
7. C.S. Sundar, P.Ch. Sahu, V.S. Sastry, G.N. Rao, V. Sridharan, M. Premila, A. Bharathi, Y. Hariharan, T.S. Radhakrishnan, D.V.S. Muthu, A.K. Sood. Pressure-induced polymerization of fullerenes: a comparative study of C_{60} and C_{70} // *Phys. Rev. B.* 1996, v. 53, p. 8180-8183.
8. A.M. Rao, P. Zhou, K.-A. Wang, G.T. Hager, J.M. Holden, Y. Wang, W.-T. Lee, P.C. Eklund, D.S. Cornett, M.A. Duncan, I.J. Amster. Photoinduced polymerization of solid C_{60} films // *Science.* 1993, v. 259, p. 955-957.
9. M. Nunez-Requeiro, L. Marques, J.L. Hodeau. Polymerized Fullerite Structures // *Phys. Rev. Lett.* 1995, v. 74, p. 278-281.

10. Y.B. Zhao, D.M. Poirier, R.J. Pechman, J.H. Weaver. Electron stimulated polymerization of solid C₆₀ // *Appl. Phys. Lett.* 1993, v. 64, p. 577-579.
11. A.M. Rao, P.C. Eklund, J.-L. Hodeau, L. Marques, M. Nunez-Regueiro. Infrared and Raman studies of pressure-polymerized C₆₀ // *Phys. Rev. B.* 1997, v. 55, p. 4766-4773.
12. R. Ookava, K. Takahiro, K. Kawatsura, F. Nishiyama, Sh. Yamamoto, H. Naramoto. Structure of amorphized C₆₀ films studied by Raman spectroscopy and X-ray photoelectron spectroscopy // *NIM B.* 2003, v. 206, p. 175-178.

Статья поступила в редакцию 20.01.2011 г.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ И ПОЛИМЕРИЗАЦИЯ ПЛЕНОК ФУЛЛЕРИТОВ C₆₀ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ Ti

Е.Л. Павленко, О.П. Дмитренко, М.П. Кулиш, М.Е. Корниенко, М.А. Заболотный, Ю.Е. Грабовский, В.А. Брусенцов, Т.В. Родионова, Б.Н. Романюк, И.М. Хацевич, В.В. Стрельчук

Приведены исследования влияния облучения пленок фуллерита C₆₀ высокоэнергетическими ионами Ti⁺ (E_i = 140 кэВ) на радиационно-стимулированные фазовые превращения. Результаты рентгеновской дифракции и рамановского рассеяния света для указанных пленок показывают, что уже при незначительных флюенсах 1,2·10¹² ион/см² наблюдается совокупность ГЦК, ГПУ, орторомбической и тетрагональной, а также ромбоэдрической фаз. Параметры этих фаз меняются с увеличением флюенса, указывая на то, что внедренные атомы Ti содействуют возникновению донорно-акцепторного межмолекулярного взаимодействия, величина которого зависит от условий облучения. При флюенсе 0,66·10¹⁴ ион/см² имеет место не только полимеризация фуллеритов, но и деструкция молекул C₆₀.

RADIATION DAMAGES AND POLYMERIZATION OF FULLERITE C₆₀ FILMS UNDER IRRADIATION WITH TI IONS

O.L. Pavlenko, O.P. Dmytrenko, M.P. Kulish, M.Ye. Korniyenko, M.A. Zabolotnyi, Yu.Ye. Grabovskyi, V.A. Brusentsov, T.V. Rodionava, B.M. Romanuik, I.M. Khacevych, V.V. Strilchuk

Influence of high-energetic Ti⁺ ions (E_i = 140 keV) irradiation on C₆₀ fullerite film and on radiation-stimulated phase transitions was studied by methods of X-rays diffraction and Raman spectroscopy. XRD pattern and Raman spectrum prove that even at low fluences of 1,2·10¹² ions/cm² appear new phases: orthorhombic, tetragonal and rhombohedral that coexist with initial face-centered cubic phase. Lattice parameters of these phases change with increase of the fluence denoting that interstitial Ti ions promote appearance of donor-acceptor interaction, magnitude of which depends on conditions of irradiation. At the fluence of 0,66·10¹⁴ ions/cm² not only polymerization but destruction of molecular cages is observed due to increase of radiation damages.