УДК 539.12.04.+621.378.325

Б.П. Ковалюк, Ю.М. Нікіфоров
Тернопільський державний технічний університет ім.Івана Пулюя

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЧАТКОВОЇ СТАДІЇ НАКОПИЧЕННЯ ДЕФЕКТІВ У КРЕМНІЄВИХ СТРУКТУРАХ З p–n ПЕРЕХОДОМ ПІД ДІЄЮ ЛАЗЕРНИХ УДАРНИХ ХВИЛЬ

© Ковалюк Б.П., Нікіфоров Ю.М., 2007

B.P. Kovalyuk, Y.N. Nikiforov

INVESTIGATION OF THE INITIAL STAGE OF DEFECTS ACCUMULATION IN SILICON STRUCTURES WITH p–n JUNCTION UNDER LASER SHOCK WAVES ACTION

© Kovalyuk B.P., Nikiforov Y.N., 2007

Експериментально досліджено процес генерації ЕРС під дією лазерних ударних хвиль малої амплітуди у кремнієвих структурах з p–n переходом на початковій стадії накопичення дефектів в інтервалі температур 295 – 345 К за товщини захисного мідного екрана 1 – 4 мм. Густини потоку лазерного випромінювання регулювали в межах 10^8 – 10^9 Вт/см^2. Показано, що метод, заснований на генерації ЕРС лазерною ударною хвилею в комплексі з вивченням явища фотоефекту, є ефективним інструментом дослідження початкової стадії змін електронних властивостей та дефектоутворення у напівпровідникових матеріалах за умови врахування фізико-технічних особливостей генерації лазерних ударних хвиль.

The generation of the EMF in silicon structure with p–n junction protected with 1 – 4 mm heat screen at the temperature 295 – 345 K in Laser Shock Waves (LSW) processing was observed. Power density laser source was 10^8 – 10^9 Wt/sm^2. The initial stage of the defects accumulation in under Laser Shock Waves action was investigated. The character of observed changes of the EMF generated by weak LSW was analyzed. The analysis show that the EMF generated by LSW together with photo-effect may be effective method for study of defect forming and electronic properties at the initial stage of LSW process in semiconductors.

Вступ

Сучасні лазерні установки наносекундного діапазону легко генерують імпульси тиску в межах 0,1 – 1 ГПа з крутим переднім фронтом (лазерні ударні хвилі – ЛУХ). Тому під час застосування таких лазерів необхідно враховувати ударно-хвильовий чинник його дії. Про зростання ролі ЛУХ свідчать недавні роботи, присвячені розв'язанню задач як фізичного, так і технологічного напрямку [1–4].

Технічне застосування лазерної ударно-хвильової обробки, на наш погляд, є обмеженим, оскільки недостатньо вивчено процеси лазерної ударно-хвильової дії під час використання екранів різних типів, що відділяють ударно-хвильову складову від інших складових лазерної дії, не відпра-

цьовано експериментальні режими для матеріалів, поширених в електронному приладобудуванні. Для цього необхідно глибше досліджувати швидкоплинні процеси, які відбуваються під час роботи лазера в режимі генерації ударних хвиль, а також застосовувати чутливі щодо точкових дефектів сучасні методи (наприклад, метод електронно-позитронної анігіляції, вольт-фарадних характеристик).

У цій роботі подано експериментальні результати щодо впливу ЛУХ на кремнієві структури з p–n переходом за різних температур та енергіях опромінення, пояснено виникнення при цьому ЕРС. Унаслідок низької пластичності елементарних напівпровідників такі дослідження становлять інтерес, оскільки дають змогу вивчати первинне накопичення дефектів та зміну електронних властивостей матеріалів при дії ЛУХ ще до встановлення рівноважного стану, який характеризується залишковими змінами електрофізичних параметрів, пов'язаних з утворенням різного типу дефектів (точкових, дислокацій, мікротріщин).

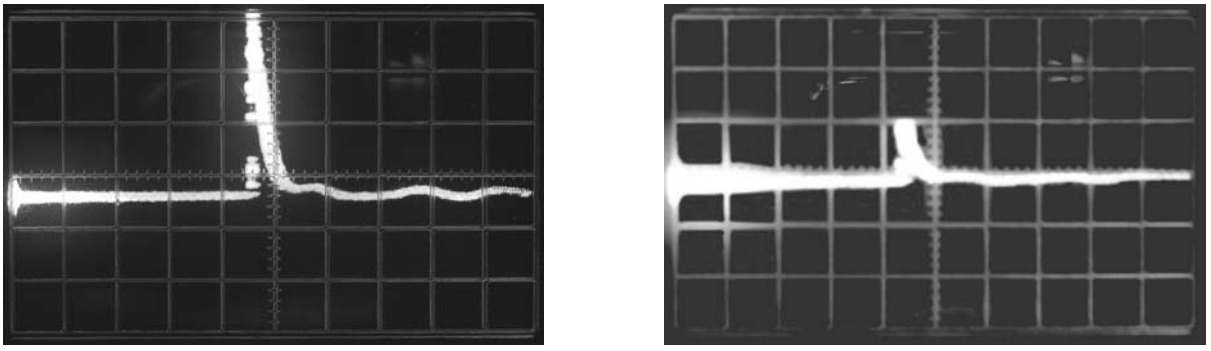
Методика та результати експерименту

Випромінювання неодимового лазера з LiF затвором з тривалістю імпульсу 50 нс за незмінного діаметра зони впливу (5мм) створює ударну хвилю в мідному екрані. Товщина мідного екрану у межах 1 – 4 мм. Густину потоку регулювали в межах $10^8 - 10^9$ Вт/см^2. При цьому провадили експерименти двох типів: за одним зразок, що являв собою багатошарову систему, захищався повністю як від прямого потрапляння світла (теплового чинника лазерної дії), так і непрямого потрапляння, зумовленого розсіяним (відбитим від навколишніх елементів установки) світлом. За другим типом експериментів зразок екранувався тільки від прямого потрапляння світла на нього. Експерименти провадились на зразках кремнію з p–n переходом та питомим опором 0,4 Ом·см. Сигнал, що генерувався, реєстрували осцилографом із пам'яттю і фотографували, що давало змогу аналізувати сигнал за допомогою спеціальних програм. ЕРС визначали на зовнішніх контактах зразка. Вона віповідала режиму гальванічного вмикання фотоелемента, тобто режиму холостого ходу. Опромінювання здійснювали в одно- та 2 – 3-пічковому режимах роботи лазера. Тим самим можна було прослідкувати накопичення змін у зразках внаслідок змін режиму, коли період слідування імпульсів тиску був меншим (більшим) за час релаксації процесу, що відбувався у зразку після проходження ударної хвилі. Експерименти виконували як за кімнатної температури, так і в інтервалі температур 295 – 345 К.

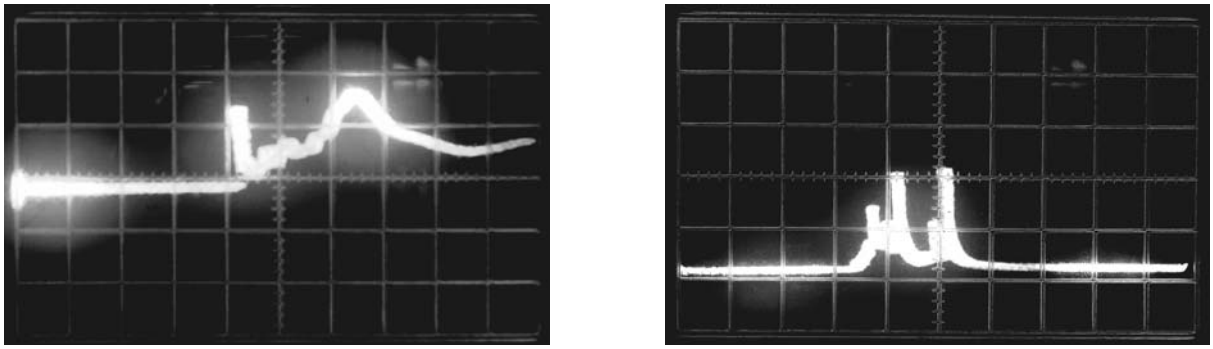
Як показали експерименти, за товщини екрана 2,5 мм, повної ізоляції від прямої і непрямої світлової дії та густини потоку $6\cdot10^8$ Вт/см^2 жодного сигналу (у межах точності вимірювань) не спостерігалось.

Зафіксовано сигнал лише за умови зменшення товщини захисного теплового екрана до 1,45 мм. Сигнал зростав зі зменшенням товщини екрана. На рис.1, *а*, 1, *б* зображено типові осцилограми ЕРС, що генерувалась у зразку за товщини екрана 1,15 мм після дії лазера, що працював в однопічковому режимі за температури зразка 295 К. Першу осцилограму отримано після першого „пострілу", другу – після третього. На рис 1, *в* подано осцилограму, зняту за дії імпульса лазера, за температури 305 К, що складався з двох пічків. При цьому енергія, що припадала на 1 пічок, була в 1,5 раза вищою, ніж при однопічковому режимі опромінення. Сигнал містить різкий стрибок, після якого слідує його релаксація, що, як показує аналіз осцилограм, відрізняється від стрибка за часом не менше ніж на порядок.

Сигнал, пов'язаний із генерацією ЕРС внаслідок проходження у зразку ударної хвилі за повної відсутності впливу непрямого світлового діяння розсіяного „світла", істотно відрізняється від сигналу ЕРС, зафіксованого на зразку від одного пічка розсіянного лазерного світла (рис. 1, *г*). (надалі називатимемо його фотосигналом). Із порівняння осцилограм випливає, по-перше, одному пічку лазерної дії відповідає один пічок від ударно-хвильової дії і два пічки від розсіяного світла, а по-друге, вони помітно відрізняються часами наростання та релаксації.



а *б*



в *г*

Рис. 1. Осцилограми сигналів ЕРС, що генеруються наносекундним лазерним імпульсом за різних умов експерименту (t_p =0,2 мс/под): однопічковий режим, 4,8 ·10^8 Вт/см^2, T = 295 К, U_p = 10 мВ/под (а), однопічковий режим, 6 ·10^8 Вт/см^2, T = 295 К, U_p = 20 мВ/под (б), двопічковий режим, 7 ·10^8 Вт/см^2, T = 305 К, U_p = 10 мВ/под (в), фотосигнал від розсіяного однопічкового лазерного імпульса, U_p = 0,2 В/под (г)

Установлено, що внаслідок дії ЛУХ спостерігаємо:

1. За температури 295 К сигнал, зумовлений проходженням у зразку ЛУХ, поступово зменшується за амплітудою із кожним наступним пострілом по зразку за сталої густини потоку енергії лазерного випромінювання та незмінної товщини екрана. Після декількох пострілів, кількість яких залежить від товщини екрана, сигнал зникає.

2. Форма максимумів сигналу корелює з кількістю пічків, які проявляюся в лазерному імпульсі, і змінюється із збільшенням кількості пострілів. За багатопічкового режиму, коли пічки йдуть з інтервалом 80 – 120 мкс і кожний пічок збуджує ударну хвилю, сигнал стає складнішим. Це залежить від енергії окремого пічка та від того, чи встигає відбутися релаксаційний процес до моменту генерації наступного пічка.

3. Сигнал зменшується з невеликим підвищенням температури за тієї самої густини потоку випромінювання.

4. Сигнал відрізняється формою та амплітудою від сигналу, що спостерігається при потраплянні на незахищений зразок розсіяного лазерного світла під час нагрівання зразка.

На рис. 2 наведено розраховану за експериментальними осцилограмами залежність середньої відносної зміни заряду G_q, генерованого ЛУХ на одиницю густини потоку енергії, яка припадає на один пічок від порядкового номера пічка, для зразка, опроміненого за 295 К і товщині екрана 1,45 мм. G_q – зведена величина. Вона визначається кількістю згенерованих ЛУХ носіїв заряду за один постріл і залежить від величини генерованої ЕРС, ємності p–n переходу та тривалості сигналу. У розрахунках ємність p–n переходу вважали сталою.

G_q спадає на першому етапі ударно-хвильового впливу на кремнієву структуру (рис. 2). Однак це відбувається не завжди, а тільки тоді, коли густина енергії відрізняється від середнього значення

не більше ніж на 20 – 25 %. Залежність змінюється, коли значно змінюється режим генерації і товщина екрана.

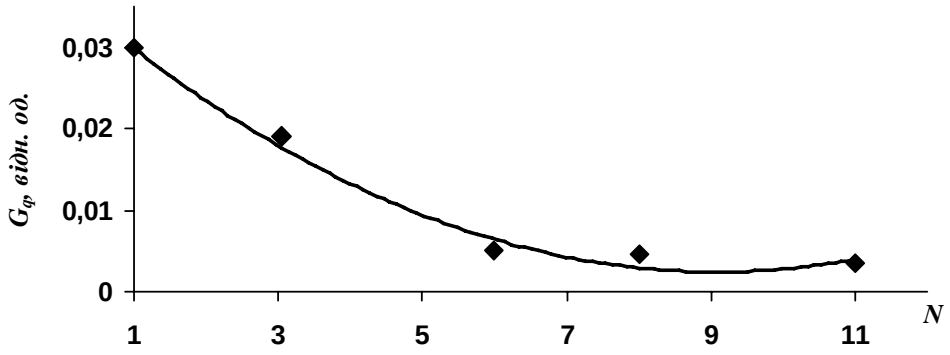


Рис.2. Залежність середньої відносної зміни заряду G_q, генерованого ЛУХ на одиницю густини потоку енергії, яка припадає на один пічок від порядкового номеру пічка, для зразка, опроміненого при 295 К

Аналіз результатів

Якщо припустити, що ефект виникнення ЕРС під дією лазерного імпульсу в режимі генерації ударних хвиль є певною мірою подібним до фотоефекту, що відбувається в напівпровідниках з p–n переходом під дією світла, то його можна описати так. Дрейфовий потік носіїв заряду, генерованих ЛУХ і розділених p–n переходом, утворює струм. Різниця потенціалів, що при цьому виникає, знижує потенціальний бар'єр до значення, що відповідає ЕРС, яка генерується ЛУХ. Очевидно, що амплітуда цієї ЕРС повинна бути нижчою за значення потенціального бар'єру. Крім того, вона повинна залежати від стрибка концентрації носіїв, пов'язаного з проходженням по зразку ЛУХ і, як показано в роботі [5], є наслідком збудження глибокорівневих точкових дефектів.

Величина ЕРС, що генерується ЛУХ в зразку при розімкненому зовнішньому колі і спостерігається на осцилографі, відповідає напрузі холостого ходу, яка залежить від електрофізичних параметрів матеріалу, співвідношення так званого теплового струму, зумовленого концентрацією неосновних носіїв заряду в стаціонарному стані і генерованого потоку носіїв, які викликані проходженням через кристал ЛУХ.

ЕРС, що генерується ЛУХ в такому випадку, можна визначити за формулою [6]:

$$U = \varphi_T \, ln\left(1 + \frac{I}{I_0}\right) \tag{1}$$

де U – генерована ЛУХ різниця потенціалів, φ_T – температурний потенціал, I – генерований ЛУХ струм, I_0 – тепловий струм.

Час релаксації і форма сигналів пов'язані із генерацією носіїв заряду, що виникають під дією ЛУХ та її загасанням під час подальшого переходу в акустичну. Амплітуда сигналу, що генерується, може зменшуватись із збільшенням енергії лазерного імпульсу. Останнє можна пояснити на основі моделі трансформації акустичної хвилі в ударну і впливу цього ефекту на величину тиску ударної хвилі та її розсіянням в мідному екрані, що захищав кремнієву структуру від світлового та теплового чинників лазерного впливу.

Дійсно, за умови переходу акустичної хвилі в ударну товщина шару, в якому здійснюється генерація ЛУХ, залежить від енергії і тривалості імпульсу та поглинальної здатності речовини. Нескладно показати, що формула переходу акустичної хвилі в ударну [7] для лазерного імпульсу у разі потрапляння на мідний екран має дуже простий, зручний для аналізу вигляд:

$$X = 10^{-3} Q^{-0.5} t_i^{0.5}, \tag{2}$$

де X – глибина переходу акустичної хвилі в ударну, Q – густина потоку поглинутої енергії, t_i – тривалість лазерного імпульсу.

Із формул, що визначають глибину X і тиск ЛУХ, випливає, що вони обернено пропорційні між собою. Однак, як відомо, проходячи по екрану, ЛУХ втрачає свою енергію на дефектоутворення, а її тиск при цьому падає. Отже, зменшується ефективність дії ЛУХ, її йонізаційна та дефектотвірна здатність при потраплянні на кремнієву структуру. Отриманий результат узгоджується із раніше проведеними нами дослідженнями залишкових змін електроопору приповерхневих шарів кремнію.

Проведені нами розрахунки показують, що якщо ЛУХ вважати потоком нерівноважних фононів, то надлишкова сила, а відповідно і надлишковий імпульс, що діє на центр розсіяння в кремнії на фронті ударної хвилі, повинні зростати з ростом температури в 0,2 раза за зміни температури зразка на 10 К в інтервалі температур 290 – 360 К. Водночас відомо, що в кремнієвих структурах з p–n переходом тепловий струм, який входить до формули (1), подвоюється із зміною температури на кожні 5 – 10 градусів. Тобто, зменшення сигналу аж до його повного зникнення за сталих густини потоку і відповідно тиску та товщини екрана, що захищає структуру від прямої лазерної дії, із підвищенням температури опромінюваного зразка, можна пояснити тим, що процес генерації носіїв заряду обмежується, з одного боку, зростанням неконтрольованого теплового струму, а з іншого – виснаженням пасток, які зумовлені введеними ЛУХ дефектами.

Сигнал, викликаний генерацією носіїв ЛУХ у кремнієвих структурах з p–n переходом, відрізняється від фотоелектричного сигналу від розсіяного лазерного випромінювання формою – тому, що перший зумовлений іншими причинами генерації носіїв заряду, ніж при ЛУХ дії. Довжина хвилі випромінювання неодимового лазера відповідає енергії кванта 1,17 еВ. Найімовірніше, що механізм генерації носіїв у випадку дії ЛУХ пов’язаний із йонізацією атомів неконтрольованих домішок унаслідок зменшення відстані їхніх енергетичних рівнів до зони провідності. Носії, що виникають при цьому і знаходяться поблизу p–n переходу, розділяються ним. Залишкові зміни, пов’язані на початковій стадії накопичення дефектів у кремнієвих структурах з p–n переходом, є незначними, що випливає з контрольних вимірювань ВАХ до і після дії ЛУХ. Однак, як зазначалось, сигнал після певної кількості пострілів зникає. Отже, p–n перехід втрачає в деякий момент свої роздільні властивості. Це свідчить про накопичення найпростіших дефектів, що впливають на генерацію ЕРС та час життя носіїв. Дефекти відпалюються за кімнатної температури упродовж короткого часу. Внаслідок цього сигнал, який зник після дії 10–12 лазерних імпульсів, що генерували ЛУХ у зразках, захищених екраном завтовшки 1,15 мм, знову реєструвався після 48-годинної витримки зразка за кімнатної температури. Однак він зник уже після першого пострілу. Цей ефект необхідно ще глибше вивчити.

Спостережуваний сигнал містив коливання на своїй останній стадії перед повним загасанням (див. рис. 1, *а*). Це можна пояснити переходом ударної хвилі в акустичну. Треба зазначити, що про акустоЕРС, що пов’язувалась із зміною дефектності структури поверхні пластин кремнію під дією потужних лазерних імпульсів, повідомлялось в роботі [8]. Якщо продовжувати ЛУХ обробку структури, то в певний момент настає перехід до залишкових змін, які можна зафіксувати на вольтамперних характеристиках, але тільки за більших значень тиску (це означає зменшення товщини екрана) і у вузькому інтервалі густин потоків, до моменту появи мікротріщин. Тобто, дослідження свідчать, що вивчення генерації ЕРС у напівпровідниках з p–n переходом є дуже чутливим методом і розширює можливості вивчення фізики впливу ЛУХ на дефектоутворення та електронні властивості твердих тіл без їхнього руйнування, одночасно уточнюючи певні фізико-технічні особливості генерації ЛУХ.

Висновки

Під час розроблення методик досліджень напівпровідникових матеріалів, що обробляються наносекундним лазерним опромінюванням у режимі, який супроводжується генерацією ударних хвиль, необхідно враховувати товщину захисних екранів, трансформацію акустичної хвилі в ударну, що залежать від густини потоку лазерного імпульсу.

Метод, заснований на генерації ЕРС лазерною ударною хвилею в комплексі з вивченням явища фотоефекту є ефективним інструментом дослідження початкової стадії змін електронних властивостей матеріалів та процесу накопичення дефектів у напівпровідникових структурах з p–n переходом, оскільки характер сигналу, пов'язаний із накопиченням дефектів, відрізняється від сигналу, викликаного фотоефектом того самого лазерного імпульсу як за амплітудою, так і за тривалістю.

1. Байдуллаева А., Булах М.Б., Власенко А.И., Ломовцев А.В., Мозоль П.Е. // Физ. и техн. полупроводников. – 2004. – Т. 38. Вып 1. – С. 26–29. 2. Kovalyuk B.P., Nikiforov Yu.N., Nischenko M.M. // Rev. Adv. Mater. Sci. – 8 (2004). – P. 34–40. 3. Заспа Ю.П., Шалапко Ю.И. // Металлофизика и новейшие технологии. – 2003 Т.25, № 1. – С. 81–88. 4. Лопатинський І.Є., Рудий І.О., Курило І.В., Вірт І.С., Фружинський М.С., Кемпник В.І. // Вісн. Національного університету "Львівська політехніка" "Електроніка". – 2005. – № 532. – С. 33–-41. 5. Полянинов А.В., Гуров К.П., Янушкевич В.А. // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 75. – Вып. 2(8). –С. 617 – 627. 6. Tyagi M.S. Introduction to semiconductor materials and devices. – N.Y., 1991. 7. Иванов Л.И., Литвинова Н.А., Янушкевич В.А. // Квантовая электроника. – 1977.– Т.4, № 1.– С. 204–206. 8. Коровин С.Б., Петров Ю.Н., Пустовой В.И. // Тез. докл. VI научн. школы "Физика импульсных воздействий на конденсированные среды". – Николаев, 1993.– С. 73–74.

УДК 548.522

І.В. Курило[1], О.В. Рибак[2]
Національний університет "Львівська політехніка",
[1]кафедра напівпровідникової електроніки,
[2]кафедра фізики

МОРФОЛОГІЯ І СТРУКТУРНА ДОСКОНАЛІСТЬ КРИСТАЛІВ PbI_2 В ЗВ'ЯЗКУ З УМОВАМИ ЇХ РОСТУ

© Курило І. В., Рибак О. В., 2007

I.V. Kurilo, O.V. Rybak

THE MORPHOLOGY AND STRUCTURAL PERFECTION OF PbI_2 CRYSTALS IN CONNECTION WITH GROWTH CONDITIONS

© Kurilo I. V., Rybak O. V., 2007

Подано результати дослідження морфології та структури кристалів PbI_2, одержаних із парової фази в закритій системі. Залежно від технологічних умов вирощування одержано такі типи кристалів: пластинчасті, смужкові, голчасті, двійникові, дендритні утворення, полікристали, а також їхні комбінації та зростки.

Data are presented on the and structural perfection of PbI_2 crystals grown from the vapor phase in a closed system. By varying growth conditions, platelike, ribbon, needle, twinned, and dendritic crystals were prepared, as well as combinations and intergrowths of these habits.

Вступ

Кристали PbI_2 застосовують для записування оптичної інформації, у пристроях нелінійної оптики, детекторах X- і гама-випромінювань [1, 2] . Виготовлення пристроїв на основі масивних монокристалів, отриманих з розплаву, вимагає механічного та хімічного оброблень поверхні кристалів, що істотно впливає на їхні властивості. Найдосконаліший кристали одержують із