

АКУСТОЕЛЕКТРОННІ СЕНСОРИ

ACOUSTOELECTRONIC SENSORS

PACS: 73.30.+y, 61.80.Ed, 43.35.Ty
УДК: 534.29; 538.935

ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ УЛЬТРАЗВУКУ НА ПЕРЕНЕСЕННЯ ЗАРЯДУ В КРЕМНІЄВИХ СТРУКТУРАХ З БАР'ЄРОМ ШОТКИ ЗАЛЕЖНО ВІД ДОЗИ γ -ОПРОМІНЕННЯ

О. Я. Оліх

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет,
вул. Володимирська 64, Київ 01601, Україна, e-mail: olikh@univ.kiev.ua

ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ УЛЬТРАЗВУКУ НА ПЕРЕНЕСЕННЯ ЗАРЯДУ В КРЕМНІЄВИХ СТРУКТУРАХ З БАР'ЄРОМ ШОТКИ ЗАЛЕЖНО ВІД ДОЗИ γ -ОПРОМІНЕННЯ

О. Я. Оліх

Анотація. Представлені результати експериментального дослідження зворотніх вольт-амперних характеристик структур $\text{Mo}/n\text{-}n^+\text{-Si}$ з бар'єром Шотки, опромінених γ -квантами ^{60}Co дозами 0, 10 та 100 кГр. Дослідження проведені в температурному діапазоні 120–330 К, а також в умовах ультразвукового навантаження при кімнатній температурі (частота коливань 9.6 МГц, інтенсивність повздовжніх хвиль до 1.3 Вт/см²). Встановлено, що основними механізмами перенесення заряду є термоелектрична емісія, пряме тунелювання через глибокий центр та стимульоване фононами тунелювання, причому внесок останнього механізму стає суттєвим лише після опромінення. Вперше виявлено ефект акустоіндукованого оборотнього збільшення величини зворотнього струму; розглянуто можливість застосування ефекту для створення сенсора γ -опромінення. Показано, що особливості виявленого ефекту можуть бути пояснені іонізацією дефектів на границі розділу за рахунок взаємодії ультразвуку з дислокаціями та радіаційними точковими порушеннями періодичності в неопромінених та опромінених структурах відповідно.

Ключові слова: ультразвук, γ -кванти, діод Шотки

FEATURES OF ULTRASOUND INFLUENCE ON THE CHARGE TRANSPORT IN SILICON SCHOTTKY BARRIER STRUCTURES DEPENDING ON γ -IRRADIATION DOSE

O. Ya. Olikh

Abstract. The results of the experimental investigations of the reverse current-voltage characteristics of the Mo/ n - n^+ -Si Schottky structures are presented. The structures were irradiated by γ -rays ^{60}Co , the cumulative doses were equal to 0, 10, and 100 kGy. The investigation has been carried out in the temperature range 120–330 K and for the ultrasound loading condition (vibration frequency was 9.6 MHz, intensity of the longitudinal wave was up to 1.3 W/cm²). It was established that the main charge transport mechanisms are the thermionic emission, the direct tunneling through deep center and the tunneling stimulated by phonons; the contribution of the last one appeared after irradiation only. For the first time the acousto-stimulated reversible increase of the reverse current has been revealed. The possibility of a creation of a γ -irradiation sensor based on this effect was considered. It was shown that effect's features can be explained by an ionization of the interface defects due to an interaction between ultrasound and dislocations or point radiation defects in the non-irradiated or irradiated structures respectively.

Keywords: ultrasound, γ -ray, diod Schottky

ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДОЗЫ γ -ОБЛУЧЕНИЯ

О. Я. Олих

Аннотация. Представлены результаты экспериментального исследования обратных вольт-амперных характеристик структур Mo/ n - n^+ -Si с барьером Шоттки, облученных γ -квантами ^{60}Co дозой 0, 10 и 100 кГр. Исследования проведены в температурном диапазоне 120–330 К, а также в условиях ультразвукового нагружения при комнатной температуре (частота колебаний 9.6 МГц, интенсивность продольных волн до 1.3 Вт/см²). Установлено, что основными механизмами переноса заряда являются термоэлектронная эмиссия, прямое туннелирование через глубокий центр и стимулированное фононами туннелирование, причем вклад последнего механизма становится существенным только после облучения. Впервые обнаружен эффект акустоиндуцированного обратимого увеличения величины обратного тока. Рассмотрена возможность использования данного эффекта для создания сенсора γ -облучения. Показано, что особенности выявленного эффекта могут быть объяснены ионизацией дефектов на границе раздела за счет взаимодействия ультразвука с дислокациями и радиационными точечными нарушениями периодичности в необлученных и облученных структурах соответственно.

Ключевые слова: ультразвук, γ -кванты, диод Шоттки

1. Вступ

Відомо, що структури з контактом Шотки широко використовуються при виготовленні швидкісних логічних, інтегральних та оптоелектронних елементів. Електричні властивості таких систем, як і напівпровідникових приладів іншого типу, визначаються, насамперед, різноманітними дефектами структури і тому будь-яка зовнішня дія, що впливає на дефектну підсистему, є причиною зміни характеристик структур. Наприклад, після опромінення γ -квантами структур метал-напівпровідник (МН) спостерігаються зміни висоти бар'єру Шотки, фактору неідеальності, величини зворотнього струму [1-5], причому нерідко величина і напрям зміни параметрів немонотонно залежать від поглинутої дози [3,5,6]. З іншого боку, останнім часом широка увага приділяється дослідженню можливості використання акустичних хвиль як інструменту активного впливу на дефекти у напівпровідниках. Зокрема, виявлено, що під дією ультразвуку (УЗ) в кремнієвих структурах може відбуватися відпал [7], перебудова [8-10] та дифузія [11] радіаційних дефектів. Причиною цих акустоіндукованих (АІ) ефектів є необоротна зміна дефектної підсистеми в результаті УЗ обробки. В той же час для оцінки накопичених радіаційних порушень може бути використане явище динамічної зміни властивостей напівпровідникових структур, зокрема характеристик діодів Шотки (ДШ), в умовах УЗ навантаження (УЗН). На жаль, подібні процеси залишаються практично поза увагою дослідників.

Метою даної роботи є експериментальне дослідження динамічного впливу УЗ на зворотні характеристики структур $\text{Mo}/n\text{-}n^+\text{-Si}$ з різним ступенем γ -опромінення. Подібні дослідження є важливими не лише з точки зору отримання інформації про механізм взаємодії пружних хвиль з дефектами, у тому числі і радіаційними, але й завдяки перспективі практичного застосування для створення акустокерованих сенсорів дози опромінення.

2. Методика експерименту

У роботі використовувались зразки, що склалися з підкладки $n^+\text{-Si:Sb}$ (КЭС 0.01) товщиною 250 мкм та епітаксійного шару $n\text{-Si:P}$ (концентрація носіїв $N_d \approx 1.2 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$, товщина ~ 0.2 мкм), на поверхні якого створено молибденовий контакт Шотки діаметром 2 мм. Досліджувалися три типи опромінених γ -квантами ^{60}Co зразків, для яких поглинута доза D_γ складала 0, 10 та 100 кГр.

В роботі проводилися вимірювання зворотніх вольт-амперних характеристик (ВАХ) в режимі постійного струму від 10^{-9} до 2×10^{-2} А. Для з'ясування механізмів проходження зворотнього струму були виміряні ВАХ в діапазоні температур 120–330 К. При кімнатній температурі були дослідженні ВАХ в умовах УЗН. Під час УЗН у зразках за допомогою п'єзоелектричних перетворювачів збуджувались повздовжні хвилі з частотою 9.6 МГц та інтенсивністю W_{us} до 1.3 Вт/см^2 . Для виключення впливу на ВАХ п'єзоелектричного поля, перетворювачі екранувалися. З метою розділення впливу знакозмінної деформації та нагріву, який можливий при УЗН, проводилися контроль температури зразків під час поширення УЗ та розрахунок акустостимульованих змін параметрів з врахуванням поправок на нагрів. Більш детально процедура описана в [12].

3. Отримані результати та їх обговорення

На рис.1 наведено типові зворотні ВАХ структур $\text{Mo}/n\text{-}n^+\text{-Si}$ при різних температурах. Видно, що опромінення призводить до зміни величини зворотнього струму I_R , причому а) при низьких температурах струм у зразках з $D_\gamma = 10$ кГр менший ніж у неопромінених, а у зразках з $D_\gamma = 100$ кГр – більший, тобто спостерігається немонотонна дозова залежність; б) при температурах близьких до кімнатних співвідношення величин струмів опроміненого і неопроміненого зразків залежить від зміщення V_R ; подібні результати отримані і в [4].

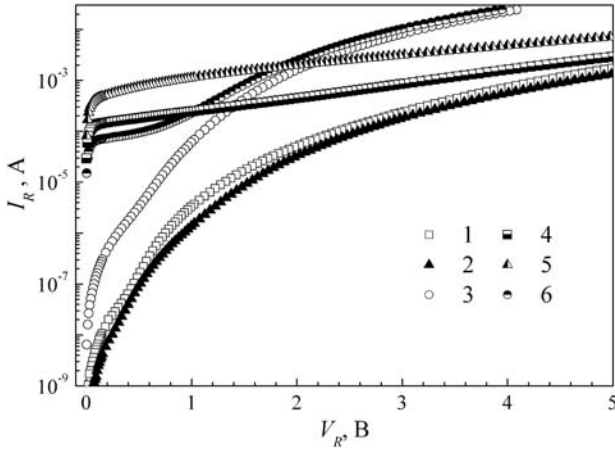


Рис.1. Зворотні ВАХ характеристики структур Мо/*n-n⁺*-Si при температурах 130 (криві 1-3) та 330 (4-6) К. Поглинута доза D_γ , кГр: 0 (1, 4), 10 (2, 5), 100 (3, 6).

Температурні залежності величини I_R при сталому зміщенні ($V_R = \text{const}$) вдалося апроксимувати формулою:

$$I_R(T) = I_1 + I_2(T) + I_3(T) = I_1 + C_2 T^2 \exp(-E_{TE}/kT) + C_3 \exp(-E_3/kT), \quad (1)$$

де k – стала Больцмана, параметри I_1 , C_2 , C_3 , E_{TE} та E_3 не залежать від температури, але залежать від V_R . Фактично, вираз (1) означає, що процес протікання струму у структурах визначається трьома механізмами. Зауважимо, що для неопромінених зразків $I_3 = 0$. Подібна ситуація, коли після γ -опромінення у ДШ з'являється новий механізм перенесення заряду, відома з літератури; наприклад, в [2,3] припускається, що такими додатковими причинами проходження струму можуть бути генераційно-рекомбінаційні процеси або тунелювання.

Було встановлено, що польова залежність I_1 є лінійною (рис.2) в координатах Фаулера-Нордгейма $\ln(I_1 F^2) = f(F^{-1})$, де $F = (2qN_d V_{bb} / \epsilon_0 \epsilon)^{1/2}$ – напруженість електричного поля на границі МН [13], q – елементарний заряд, ϵ_0 – діелектрична стала, ϵ – діелектрична проникність напівпровідника, для Si $\epsilon = 11.7$, $V_{bb} = \Phi_B - V_n + V_R$, Φ_B – висота бар'єру Шотки при нульовому зміщенні, $V_n = (kT/q) \ln(N_c/N_d)$ – об'ємний потенціал, N_c – ефективна густина

станів біля дна зони провідності. При розрахунках використовувалися значення Φ_B 0.663, 0.772 та 0.710 В для зразків з поглинутою дозою, рівною 0, 10 та 100 кГр відповідно, отримані з аналізу прямих ділянок ВАХ. Лінійний характер польової залежності та незалежність від температури величини I_1 свідчать про тунельний характер цього струму. Якщо тунелюванням здійснюється через трикутний бар'єр, то [14,15]

$$\ln(I_1 / F^2) \propto -4\sqrt{2m^*} (qE_{A,\text{eff}})^{3/2} / (3\hbar qF), \quad (2)$$

де m^* – ефективна маса електрону, для Si $m^* = 1.08 \times 9.11 \times 10^{-31}$ кг, \hbar – стала Планка, $E_{A,\text{eff}}$ – ефективна енергія тунелювання, яка для випадку тунелюванням через центр у забороненій зоні залежить від глибини залягання рівня E_A [15,16]:

$$E_{A,\text{eff}} = E_g \left\{ \frac{3}{16} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(1 - \frac{2E_A}{E_g} \right) \right] - \frac{3}{8} \left(1 - \frac{2E_A}{E_g} \right) \sqrt{\frac{E_A}{E_g} - \left(\frac{E_A}{E_g} \right)^2} \right\}^{2/3}, \quad (3)$$

де E_g – ширина забороненої зони. Апроксимуючи отримані залежності (рис.2) згідно з (2) та використовуючи (3), знайдено, що незалежно від поглинутої дози для досліджуваних зразків $E_A = (120 \pm 5)$ меВ. Ця величина добре узгоджується з акцепторним рівнем для міжвузольного атому вуглецю $C_1 E_c - (0.10 \div 0.12)$ еВ [17,18] (E_c – енергія дна зони провідності), який є вторинним дефектом при опроміненні кремнію γ -квантами ^{60}Co [17]. В нашому випадку величина I_1 після опромінення зростала (рис.2), що додатково може свідчити про появи цієї складової зворотнього струму за рахунок тунелювання за участю рівнів, пов'язаних з C_1^- . Оскільки в наших експериментах досягалися температури до 330 К, необхідно зауважити, що в [18] показана можливість відпалу C_1 в об'ємному кремнії при температурах

300–350 К шляхом утворення комплексу з міжвузольним атомом кисню чи заміщуючим атомом вуглецю. Проте, на нашу думку, процеси просторового розділення різнойменно заряджених дефектів, які можуть відбуватися при γ -опроміненні бар'єрних структур [19], є причиною стабільності C_1 до 330 К. Таким чином, струм I_1 добре описується моделлю тунелювання через глибокий центр, яким, імовірно, є міжвузольний атом вуглецю.

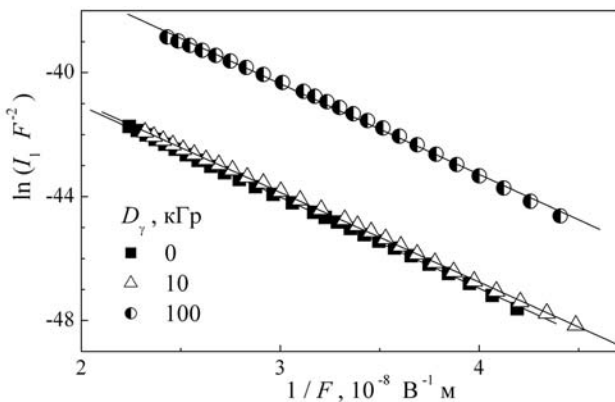


Рис.2. Польові залежності температуро-незалежної складової зворотнього струму I_1 . Точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

Друга складова зворотнього струму $I_2 = C_2 T^2 \exp(-E_{TE}/kT)$ описує типовий для ДШ термоємісійний струм. Відомо [13], що висота бар'єру Шотки (ВБШ), з якою пов'язана характеристична енергія E_{TE} , залежить від напруги зміщення і саме з цим пов'язана експериментально виявлена залежність E_{TE} від V_R . Для неопроміненого зразка $E_{TE} \sim V_{bb}^{2/3}$, що є характерним для контакту МН, де присутні локальні області зі зниженим значенням ВБШ, тобто для неоднорідного бар'єру [20]. В той же час для опромінених структур $E_{TE} \sim V_{bb}^{1/4}$ (рис.3), тобто в них вплив неоднорідностей на термоємісійний зворотній струм несуттєвий, а зменшення ВБШ пов'язане з дією сил зображення [13].

З літератури [16, 21] відомо, що у структурах МН може протікати струм, пов'язаний зі стимульованими фононами тунелюванням за участю глибоких центрів. В цьому випадку для кожної температури існує діапазон полів

(загалом тим більший, чим вища температура), коли імовірність багатфононої іонізації та величина струму залежать від електричного поля як $\exp(F^2/F_0^2)$ [16,22]. Саме така залежність спостерігається для третьої складової струму I_3 – рис.4(а). Теоретично показано, що коефіцієнт нахилу F_0 має залежати від температури, причому [16,22]:

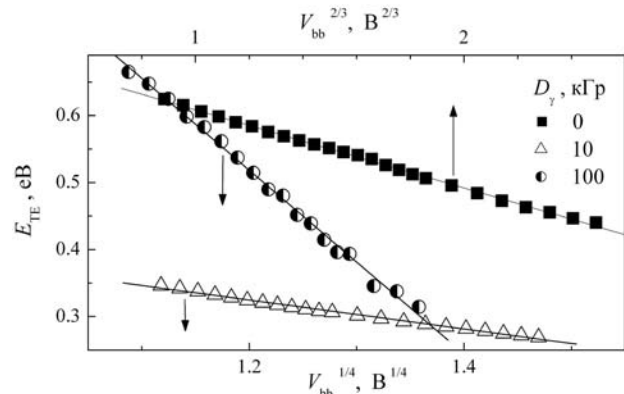


Рис.3. Польові залежності характеристичної енергії E_{TE} термоємісійної складової зворотнього струму I_2 . Точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

$$\frac{1}{F_0^{2/3}} = \sqrt[3]{\frac{d \ln I}{d(F^2)}} \propto \sqrt[3]{\frac{q^2 \hbar^2}{24 k^3 m^*} \frac{1}{T}}. \quad (4)$$

Для I_3 залежність $F_0^{-2/3}$ від оберненої температури дійсно є лінійною (рис.4(б)), причому отримані значення величини $[d(F_0^{-2/3})/d(T^{-1})]_{\text{exp}}$ рівні 2.9×10^{-3} та $0.6 \times 10^{-3} \text{ К} \times (\text{м/В})^{2/3}$ для структур з дозами опромінення 10 та 100 кГр відповідно задовільно узгоджуються з теоретичним значенням $(q^2 \hbar^2 / 24 k^3 m^*)^{1/3} = 1.7 \times 10^{-3} \text{ К} \times (\text{м/В})^{2/3}$. Отже, причиною появи зворотнього струму I_3 є стимульоване фононами тунелювання. Зауважимо, що I_3 з'являється лише у опромінених структурах, причому зі збільшенням D_γ його величина зростає. На нашу думку, це пов'язано з появою радіаційних дефектів та пов'язаних з ними рівнів у забороненій зоні, по ланцюжкам яких і відбувається багатострибкове тунелювання в області просторового заряду.

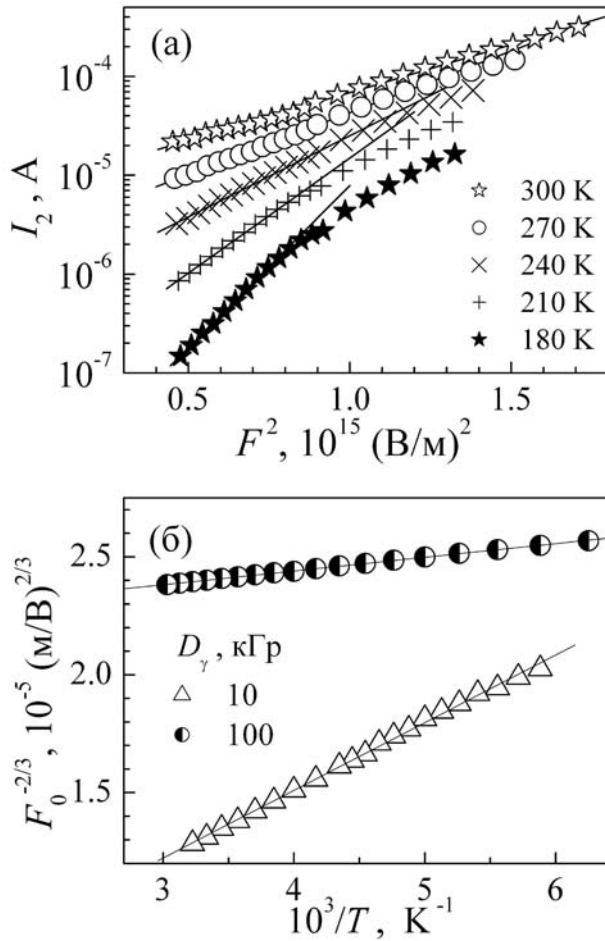


Рис.4. (а) Польові залежності термоактивованої складової зворотнього струму I_3 при різних температурах для структури $\text{Mo}/n\text{-}n^+\text{-Si}$ з $D_\gamma = 100$ кГр; (б) температурна залежність коефіцієнту нахилу $F_0^{-2/3}$ польової залежності I_3 , Точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація за методом найменших квадратів.

Проведені дослідження показали, що при збудженні УЗ в структурах $\text{Mo}/n\text{-}n^+\text{-Si}$ спостерігається збільшення зворотнього струму незалежно від ступеню опромінення. Підкреслимо, що ці зміни мали оборотній характер і після припинення УЗН величина I_R поверталася до свого попереднього значення за час порядку декількох хвилин. На рис.5 наведено типові амплітудні залежності величини $\varepsilon I_{us} = (I_{R,us} - I_{R,0}) / I_{R,0}$ (де $I_{R,0}$ та $I_{R,us}$ величини зворотнього струму до/після та під час УЗН відповідно) при певному зміщенні. Видно, що: а) збільшення I_R може досягати декількох десятків відсотків; б) в неопромінених структу-

рах на амплітудній залежності спостерігається певний поріг, що відповідає $W_{us} \approx 0.35 \text{ Вт/см}^2$; в) після опромінення спостерігається як зменшення ефективності впливу УЗ, так і зникнення порогу; г) величина зміни I_R зростає з підвищенням поглинутої дози. Такі особливості акустичного впливу дозволяють запропонувати метод оцінки дози γ -квантів, поглинутих структурою МН. А саме, метод може базуватися на вимірюванні зміни величини зворотнього струму εI_{us} під впливом УЗ хоча б при двох значеннях W_{us} , одне з яких більше, а інше менше порогу для неопроміненого зразка. Відношення отриманих значень дозволить зробити висновок про сам факт опромінення, а величина εI_{us} при більшій W_{us} пов'язана з дозою. Подібна система діод-Шотки-п'єзоперетворювач може бути і своєрідним сенсором γ -опромінення.

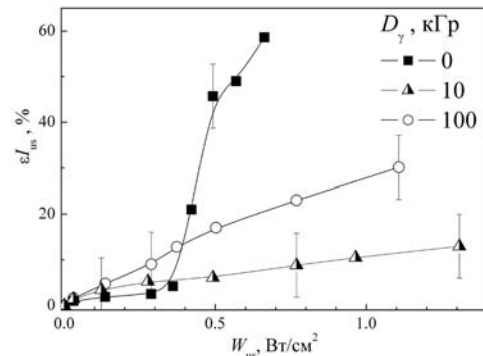


Рис.5. Залежність відносних змін величини зворотнього струму від інтенсивності ультразвукового навантаження. $V_R = 0.5$ В.

Для визначення фізичної причини АІ зміни I_R необхідно, насамперед, уточнити на яку саму складову струму найбільше впливає УЗН. Для вирішення цієї задачі було порівняно залежності відносних внесків кожного з механізмів $\varepsilon I_j = I_j / I_R$ ($j = 1..3$) та εI_{us} від напруги зміщення – рис.6. Виявилось, що незалежно від ступеню опромінення характер польових залежностей АІ змін зворотнього струму співпадає з поведінкою термоемісійної складової (порівнюємо криві 2 та 4 на рис.4(а)-(в)). Отже, можна стверджувати, що динамічні зміни зворотнього струму як неопромінених, так і γ -опромінених структур $\text{Mo}/n\text{-}n^+\text{-Si}$ в умовах УЗН спричинені дією пружних коливань на термоемісійні процеси.

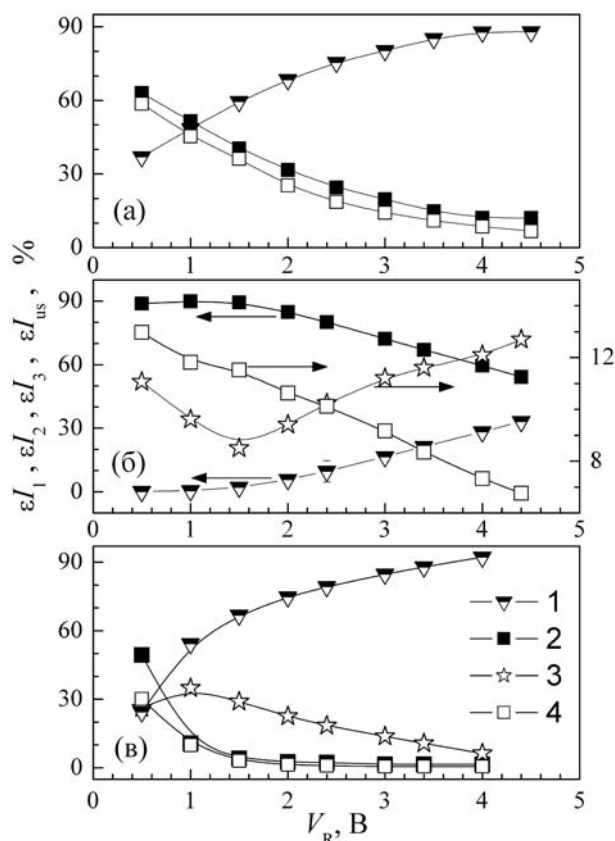


Рис.6. Залежності відносних внесків прямого тунелювання εI_1 (1), термоемісійного струму εI_2 (2) і стимульованого фононами тунелювання εI_3 (3) у зворотній струм, та відносної акустостимульованої зміни зворотнього струму εI_{us} (4) від напруги зміщення. D_γ , кГр: 0 (а), 10 (б), 100 (в). W_{us} , Вт/см²: 0.6 (а), 1.3 (б), 1.1 (в). $T = 300$ К.

На нашу думку, що механізмом АІ збільшення зворотнього термоемісійного струму є зменшення висоти бар'єру в УЗ полі внаслідок іонізації дефектів на границі розділу МН. Для неопромінених структур природа цього явища, найбільш імовірно, пов'язана з коливанням дислокацій, які виникли під час виготовлення ДШ. Пороговий характер АІ змін пов'язаний з тим, що ефективність коливання дислокаційних відрізків суттєво збільшується після їх відриву від слабких стопорів, а для цього необхідно щоб інтенсивність УЗ перевищила певну величину. Ці ж дислокації можуть бути причиною появи неоднорідностей бар'єру Шотки, вплив яких, як було показано вище, суттєвий саме для неопромінених структур. З іншого боку, лінійні дефекти є центрами гетерування точкових дефектів. Як наслідок,

після опромінення і гетерування дислокаціями радіаційних дефектів, області полегшеного проходження термоемісійного струму зникають і бар'єр стає однорідним, крім того, лінійні дефекти сильніше закріплюються і перестають ефективно взаємодіяти з УЗ при тих же значеннях W_{us} , як і до дії γ -квантів. Водночас, на границі структури збільшується кількість точкових радіаційних дефектів (ТРД), які, як показано в [10], у γ -опроміненому кремнію можуть бути акустоактивними, тобто ефективно приймають участь у акусто-дефектній взаємодії. Зокрема, подібні властивості характерні для дивакансій та А-центрів [10]. В результаті, в опромінених структурах збільшення I_R при УЗН відбувається за рахунок акусто-іонізації ТРД. При збільшенні дози опромінення кількість утворених дефектів зростає і тому ефективність УЗ впливу має зростати, що і спостерігається на експерименті (рис.5). На користь запропонованого механізму також свідчить те, що ефекти АІ іонізації дефектів, у тому числі і дислокацій на границі бар'єрних структур, спостерігалися і раніше [12,23-24]. Відсутність впливу УЗН на складові струму, пов'язані з прямим та стимульованим фононами тунелюваннями за участю глибоких центрів, свідчить про те, що відповідні дефекти не є акустоактивними.

4. Висновки

В роботі експериментально досліджено зворотні вольт-амперні характеристики γ -опромінених структур Мо/ n - n^+ -Si з бар'єром Шотки в температурному діапазоні 120–330 К та в умовах ультразвукового навантаження при кімнатній температурі. Виявлено немонотонний характер зміни величини зворотнього струму при збільшенні дози опромінення. Встановлено, що для неопромінених структур основними механізмами перенесення заряду є термоелектрична емісія через неоднорідний бар'єр та пряме тунелювання через глибокий центр, яким, імовірно, є міжвузольний атом вуглецю. Показано, що опромінення γ -квантами призводить до зникнення неоднорідності бар'єру, а також до появи стимульованого фононами ту-

нелювання. Вперше виявлено оборотне збільшення (до 60%) величини зворотнього струму в умовах УЗН при кімнатній температурі. Встановлено, що в γ -опромінених кремнієвих структурах зворотній струм практично лінійно збільшується при підвищенні інтенсивності введеного УЗ, тоді як в неопромінених діодах Шотки ця залежність має пороговий характер. Показано, що ефект УЗ впливу на величину зворотнього струму може бути використаний для створення сенсора γ -опромінення. Виявлено, що УЗ впливає лише на термоемісійну складову зворотнього струму. Показано, що спостережені ефекти можна пояснити іонізацією дефектів, що знаходяться на границі розділу, за рахунок взаємодії ультразвуку з дислокаціями та радіаційними точковими порушеннями періодичності в неопромінених та опромінених структурах відповідно.

Список літератури

1. Tataroglu A., Altındal S, Gamma-ray irradiation effects on the interface states of MIS structures // *Sensors and Actuators A: Physical.* – 2009. – V.151, is.2. – P. 168-172.
2. Gullu O, Cankaya M, Biber M and Turut A., Gamma irradiation-induced changes at the electrical characteristics of organic-based Schottky structures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2008. – V.41, is.13. – 135103.
3. Karatas S. and Turut A., Electrical properties of Sn/p-Si (MS) Schottky barrier diodes to be exposed to ^{60}Co γ -ray source // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.A.* – 2006. – V.566, is.2 -P.584-589.
4. Karatas S., Turut A. and Altındal S., Effects of ^{60}Co γ -ray irradiation on the electrical characteristics of Au/n-GaAs (MS) structures // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* – 2005. – V.555, is.1-2. – P. 260-265.
5. Tataroglu A. and Altındal S., Analysis of interface states and series resistance at MIS structure irradiated under ^{60}Co γ -rays // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* – 2007. – V.580, is.3. – P. 1588-1593.
6. Kinoshita A., Iwami M., Kobayashi K., Nakano I., Tanaka R., Kamiya T., Ohi A., Ohshima T. and Fukushima Y., Radiation effect on pn-SiC diode as a detector // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.* – 2005. – V.541, is.1-2. – P. 213-220.
7. Гусейнов Н.А., Оліх Я.М., Аскеров Ш.Г., Восстановление фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов, облученных γ -квантами ^{60}Co , с помощью ультразвуковой обработки // *ПЖТФ.* – 2007.- Т.33, №1. – С. 38-44.
8. Парчинский П.Б., Власов С.И., Лигай Л.Г., Исследование влияния ультразвукового воздействия на генерационные характеристики предварительно облученной границы раздела кремний-диоксид кремния // *ФТП.* – 2006. – Т.40, №7. – С. 829-832.
9. Gorb A.M., Korotchenkov O.A., Olikh O. Ya and Podolian A.O., Ultrasonically Recovered Performance of γ -Irradiated Metal-Silicon Structures // *IEEE Trans. Nuc. Sci.* – 2010. – V.57, is.3. – P. 1632-1639.
10. Оліх Я.М., Тимочко Н.Д., Долголенко А.П., Акустостимулированное преобразование радиационных дефектов в γ -облученных кристаллах кремния n-типа // *ПЖТФ.* – 2006. – Т.32, №13. – С. 67-73.
11. Парчинский П.Б., Власов С.И., Муминов Р.А., Исмаилов Х.Х., Тургунов У.Т., Влияние ультразвука на параметры структур металл-диэлектрик-полупроводник // *ПЖТФ.* – 2000. – Т.26, №6. – С. 40-45.
12. Оліх О.Я., особенности динамических акустоиндуцированных изменений фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов // *ФТП.* – 2011. – Т.45, №6, С. 816-822.
13. Родерик Э.Н., Контакты металл-полупроводник. – М.: Радио и связь, 1982. – 208 с.
14. Новиков Ю.Н., Энергонезависимая

- память, основанная на кремниевых нанокластерах // ФТП. – 2009. – Т.43, №8. - С. 1078-1083.
15. Курносова О.В., Пахомов А.А., Туннелирование с глубоких примесных центров в электрическом поле в полупроводниках АШВV // ФТП. – 1986. – Т.20, №10. - С. 1868-1874.
16. Булярский С.В., Жуков А.В., Анализ механизмов переноса тока, определяющих характер обратных вольт-амперных характеристик барьеров металл-GaAs // ФТП. – 2001. – Т.35, №5. - С. 560-563.
17. Вавилов В.С., Киселев В.Ф., Мукашев Б.Н., Дефекты в кремнии и на его поверхности. – М.: Наука, 1990. – 216 с.
18. Song L.W., Benson B.W., Watkins G.D. Identification of a bistable defect in silicon: The carbon interstitial carbon substitutional pair // Appl. Phys. Lett. – 1987. - V.51, is.15. - P. 1155-1157.
19. Музафарова С.А., Мирсагатов Ш.А., Джамалов Ф.Н., Влияние γ -облучения на механизм переноса тока в гетероструктурах n -CdS/ p -CdTe // ФТП. – 2009. – Т.43, №2. - С. 187-192.
20. Tung R.T., Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory // Phys. Rev. B. – 1992. – V.45, is.23. - P. 13509–13523.
21. Евстропов В.В., Жиляев Ю.В., Джумаева М., Назаров Н., Туннельно-избыточный ток в неврирожденных барьерных p - n - и m - s -структурах АШВV на Si // ФТП. – 1997. – Т.31, №2. - С. 152-158.
22. Ганичев С.Д., Яссиевич И.Н., Преттл В., Ионизация глубоких примесных центров дальним инфракрасным излучением // ФТП. – 1997. – Т.39, №11. - С. 1905-1932.
23. Korotchenkov O.A., Grimmliss H.G., Long-wavelength acoustic-mode-enhanced electron emission from Se and Te donors in silicon // Phys.Rev.B. – 1995. - V.52, is.20.– P. 14598-14606.
24. Островський І.В., Коротченко О.О., Фізична акустооптика. – К.: ВЦ «Київський університет», 2000. – 347 с.