ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 7, № 4 (2003) с. 419–425

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 7, No. 4 (2003) p. 419–425

ВПЛИВ ПАРІВ АМІЯКУ НА ПОВЕРХНЕВИЙ СТРУМ В p–n ПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВІ НАПІВПРОВІДНИКІВ A^3B^5

О. Птащенко, О. Артеменко, Ф. Птащенко[1]
Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова, вул. Дворянська, 2, Одеса, 65100, Україна
[1] *Одеська національна морська академія, вул. Дідріхсона, 8, Одеса, 65029, Україна*
(Отримано 16 грудня 2002 р.)

Досліджено вплив парів аміяку на вольт-амперні характеристики прямого і зворотного струмів у лазерних гетероструктурах на основі AlGaAs–GaAs та в p–n-структурах на основі GaAs. Виміряно кінетику наростання і спаду поверхневого струму в p–n-структурах зі зміною газового середовища при температурах 290–330 K. Результати пояснено утворенням провідного поверхневого каналу під дією електричного поля йонів аміяку, які є на поверхні власного оксиду. Зміну ВАХ p–n-структур під дією парів аміяку можна використати для створення сенсора цих парів. Найбільшу чутливість (до 1×10^{-8} А·Па$^{-1}$В$^{-1}$) мали p–n-переходи на основі GaAs зі шліфованою боковою поверхнею. Кінетика наростання і спаду поверхневого струму при адсорбції та десорбції молекул NH_3 свідчить про наявність у таких структурах поверхневих рекомбінаційних центрів з малим перерізом захоплення електронів, причому для рекомбінації носіїв через ці центри існує потенціяльний бар'єр висотою $\Delta E = 0.52$ еВ.
Ключові слова: p–n перехід, поверхневий струм, провідний канал, аміяк, сенсор.

PACS number(s): 73.20.Hb, 73.25.+i.

ВСТУП

Склад навколишньої атмосфери впливає на величину поверхневого струму в p–n-структурах на основі напівпровідників A^3B^5, що можна використати для створення газових сенсорів [1, 2]. В указаних працях досліджено вплив парів води, етилену, ацетону та аміяку на стаціонарні вольт-амперні характеристики (ВАХ) p–n-структур на основі напівпровідників A^3B^5 і лазерних гетероструктур (ЛГС) на основі AlGaAs–GaAs. Особливо сильно змінює прямий і зворотний струми p–n-структур наявність у навколишній атмосфері парів аміяку, який є сильним донором на поверхні напівпровідників A^3B^5 [1, 2].

Попередні дослідження показали, що кінетика наростання додаткового поверхневого струму (ДПС) при підвищенні концентрації аміяку в навколишній атмосфері значно повільніша, ніж кінетика спаду струму при зменшенні парціяльного тиску аміяку. Крім того, спостерігалась не експоненційна (іноді — двостадійна) кінетика наростання струму.

У цій роботі досліджено вплив парів аміяку на ВАХ прямого і зворотного струмів ЛГС на основі AlGaAs–GaAs та випромінювальних p–n структур на основі GaAs. Виміряно кінетику наростання і спаду поверхневого струму в p–n-структурах зі зміною газового середовища при різних температурах у діяпазоні 290–330 K.

I. ДОСЛІДЖЕНІ ЗРАЗКИ ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ

Дослідження проведено на p–n-структурах та ЛГС, оптимізованих для одержання максимального квантового виходу випромінювання [3–5]. P–n-структури на основі GaAs створювали епітаксійним нарощуванням GaAs(Si) на підкладку із GaAs(Te). Концентрація Te в підкладці становила 5×10^{17}см$^{-3}$, а вміст кремнію в епітаксійному шарі досягав 5×10^{18}см$^{-3}$. P–n-перехід створювали (внаслідок амфотерности Si як домішки в GaAs) зміною технологічних умов вирощування. Ці p–n-структури мали форму зрізаного конуса, що досягалося шліфуванням бокової поверхні.

Лазерні гетероструктури одержували епітаксійним нарощуванням відповідних шарів на підкладку із GaAs n-типу (товщиною 100 мкм), леґованого телуром. Активна ділянка являла собою шар товщиною 0.3 мкм із GaAs p-типу, леґованого кремнієм. Сусідні шари (інжектори електронів і дірок) товщиною 1.8 мкм складалися із потрійної сполуки $Al_xGa_{1-x}As$ з $x \approx 0.1$. Шар p-типу був легований германієм, а шар n-типу — телуром. В усіх структурах p–n-перехід був паралельний площині (100). Зразки ЛГС отримували сколюванням по площинах (110).

Для вимірювань у різних атмосферах зразок поміщали в замкнену термостатовану посудину, де були насичені пари речовини над цією ж речовиною в рідкому стані. Для створення різних значень парціяльного тиску аміяку використовували насичені пари NH_3 над його водними розчинами різних концентрацій.

Вимірюючи стаціонарні характеристики, враховували інерційність змін струму при зміні навколишньої атмосфери. Кінетику поверхневого струму фіксували самописцем. Обробляли дані на ЕОМ.

II. СТАЦІОНАРНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДПС

Виміряні в повітрі ВАХ прямих струмів досліджених p–n-структур у ділянці до 1 мкА мають вигляд

$$I(V) = I_0 \exp(qV/n_t kT), \qquad (1)$$

де коефіцієнт неідеальности $n_t \approx 2$ при $T = 300$ К і зростає зі зниженням температури. Аналіз указаних ділянок ВАХ свідчить, що вони пов'язані з поверхневою рекомбінацією носіїв заряду поблизу p–n-переходу [6]. Пари води, етилену й ацетону лише незначно змінювали поверхневий струм досліджених структур, тоді як пари аміяку значно збільшували його.

На рис. 1 наведено залежності прямої (а) і зворотної (б) компонент ДПС, зумовленого адсорбцією молекул NH_3, в p–n-переході на основі GaAs від напруги, виміряні в парах аміяку над його водними розчинами при різних значеннях парціяльного тиску NH_3.

Установлено такі закономірності впливу парів аміяку на поверхневий струм у p–n-структурах:

а) зміни поверхневого струму всіх досліджених p–n-переходів під дією парів аміяку були оборотними: при видаленні з навколишньої атмосфери парів аміяку всі характеристики зразків відновлювалися. Це свідчить про фізичний, а не хемічний механізм адсорбції молекул NH_3 [7] на поверхні GaAs. Аналогічний результат дали вимірювання на p–n-переходах на основі GaP, GaAsP і AlGaAs;

б) як видно із рис. 1, пряма і зворотна компоненти ДПС лінійно залежать від прикладеної напруги, тобто

$$I = a\,(V - V_0)\,, \qquad (2)$$

де величина $V_0 = \pm 0.12$ В, причому знак "+" відповідає прямому струму, а "–" — зворотному; коефіцієнт a має розмірність Ом$^{-1}$. Таку залежність $I(V)$ можна пов'язати з виникненням провідного приповерхневого каналу в p–n структурах, поміщених у пари аміяку, який "закорочує" p–n-перехід [1, 2];

в) вигляд ВАХ на рис. 1 свідчить, що при адсорбції молекул NH_3 в p–n-переходах виникає, згідно з формулою (2), електрорушійна сила (ЕРС) величиною 0.12 В. Знак ЕРС свідчить, що при взаємодії молекул NH_3 з p–n-структурою ґенеруються неосновні носії заряду. Враховуючи, що молекули аміяку поводяться як донори на поверхні GaAs, можна зробити висновок, що провідний канал, зумовлений адсорбцією молекул NH_3, створюється в p-ділянці за рахунок приповерхневого вигину зон, який веде до інверсії знака основних носіїв. При цьому величину $V_0 = 0.12$ В можна інтерпретувати як різницю між енерґією десорбції позитивного йону аміяку й енерґією адсорбції нейтральної молекули аміяку на поверхню GaAs;

г) при прикладеній напрузі до 1 В величина ДПС у більшості зразків лінійно залежала від парціяльного тиску парів NH_3 у діяпазоні $10^2 \div 10^4$ Па. Це свідчить про лінійність залежности концентрації електронів у приповерхневому провідному каналі від концентрації молекул NH_3 в навколишній атмосфері. Указану закономірність спостерігали і для прямого, і для зворотного струмів у p–n-структурах;

ґ) величина додаткового прямого струму, пов'язаного з адсорбцією молекул NH_3, значно більша, ніж величина додаткового зворотного струму при тій же концентрації парів аміяку. Це можна пояснити залежністю довжини поверхневого провідного каналу від знака прикладеної напруги.

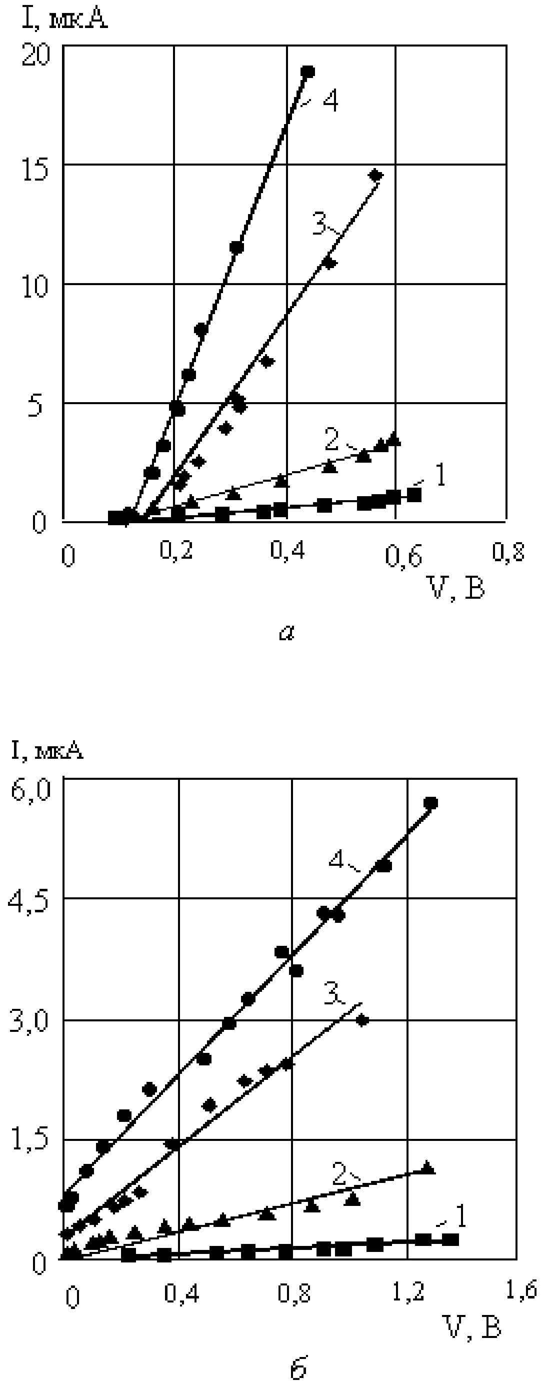

Рис. 1. Залежності прямої (а) і зворотної (б) компонент додаткового струму, зумовленого адсорбцією молекул NH_3, в p–n-переході на основі GaAs від напруги, виміряні при таких значеннях парціяльного тиску аміяку: 1 — 400 Па; 2 — 800 Па; 3 — 1500 Па; 4 — 3000 Па.

Нахил кривих $I(V)$, тобто коефіцієнт а у формулі (2), зростає з підвищенням парціяльного тиску парів аміяку. При цьому цей коефіцієнт для прямої компоненти поверхневого струму набагато вищий, ніж для аналогічної компоненти зворотного струму. Можна ввести поняття про струмову чутливість p–n-структур як сенсорів аміяку

$$S_i = \frac{\Delta I}{\Delta P}, \tag{3}$$

де ΔI — зміна струму в сенсорі, яка відповідає зміні парціяльного тиску аміяку ΔP. Унаслідок лінійности залежности $I(V)$ струмова чутливість цих структур до аміяку зростає з підвищенням напруги. Тому зручно користуватися поняттям питомої чутливости

$$S_P = \frac{1}{V - V_0}\frac{\Delta I}{\Delta P}. \tag{4}$$

Питома чутливість ЛГС на основі AlGaAs–GaAs як сенсорів аміяку становила 0.7×10^{-9}А·В$^{-1}$ Па$^{-1}$, а для p–n-структур на основі GaAs зі шліфованою боковою поверхнею ця величина становила 1×10^{-8}А·В$^{-1}$ Па$^{-1}$. Слід відзначити, що довжина периметра p–n-переходу в структурах на основі GaAs була в 3.3 раза більша, ніж у ЛГС, а чутливість приблизно в 15 разів вища.

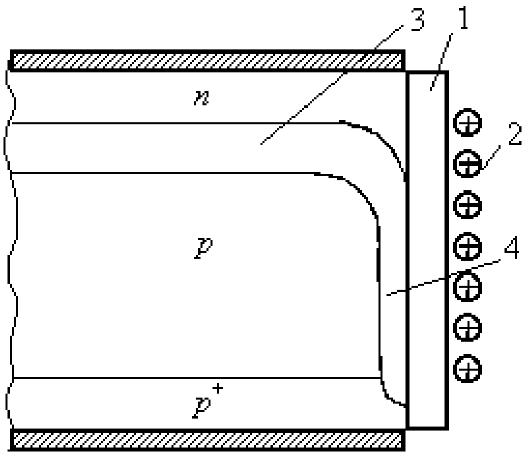

Рис. 2. Схема p–n-структури, поміщеної в пари аміяку.

На рис. 2 показана схема p–n-структури, поміщеної в пари аміяку. На поверхні кристала є тонкий шар природного оксиду 1. Адсорбовані молекули аміяку, які відіграють роль донорів у напівпровідниках $A^{III}B^{V}$, віддають електрони кристала і створюють шар позитивних йонів (шар 2). Шар просторового заряду 3, виходячи на поверхню, викривляється за рахунок електричного поля йонів, унаслідок чого створюється поверхневий шар 4, збіднений дірками і збагачений електронами. Формування цього шару й зумовлює додатковий поверхневий струм у p–n-структурах, поміщених у пари аміяку. Таким чином, виникнення ДПС можна трактувати як ефект поля в p–n-переході, особливістю якого є створення зовнішнього електричного поля й ґенерація неосновних носіїв заряду за рахунок адсорбції з навколишнього газу молекул та їх йонізації на поверхні шару власного оксиду.

III. КІНЕТИКА ДПС

Кінетика наростання ДПС в ЛГС після введення зразків в атмосферу, що містила пари NH_3, звичайно була експоненційною [1]. Час релаксації струму зростав від 20 с до 60 с при підвищенні тиску парів аміяку від 10^2 до 3×10^3 Па. Кінетика спаду ДПС після перенесення зразків в атмосферу без аміяку також була експоненційною, але час релаксації струму зменшувався від 8 с до 2 с з підвищенням парціяльного тиску парів аміяку в тому ж діяпазоні, що узгоджується з результатами попередніх досліджень [1].

Кінетика наростання поверхневого струму в p–n-структурах на основі GaAs зі шліфованою боковою поверхнею була, як правило, не експоненційною, звичайно — двостадійною. При температурі T = 293 K час наростання ДПС до 90% його стаціонарної величини становив тисячі секунд, а час спаду — кілька секунд. Якби наростання і спад ДПС були зумовлені тільки процесами адсорбції й десорбції нейтральних молекул NH_3, кінетика ДПС була б експоненційною, причому характеристичний час наростання τ_r і час спаду τ_d збігалися б і визначалися б імовірністю десорбції w_d [7], тобто

$$\tau_r = \tau_d = w_d^{-1}. \tag{5}$$

Наявність напруги відсічки на ВАХ ДПС та її знак, як указувалося, можна пояснити тим, що на поверхні p-ділянки адсорбуються нейтральні молекули аміяку, а десорбуються позитивні йони. Йони сильніше електрично взаємодіють з поверхнею кристала, ніж нейтральні молекули, що може привести тільки до $\tau_d > \tau_r$. Виконання зворотної сильної нерівности, спостерігалося в наших експериментах, неможливо пояснити тільки адсорбційно-десорбційними процесами. Тому ми пов'язуємо велику інерційність наростання ДПС із заповненням глибоких поверхневих станів. Для перевірки цього припущення вимірювали кінетику наростання ДПС при впуску парів аміяку в посудину, що містила зразок, і спад ДПС при короткочасному видаленні парів аміяку з навколишньої атмосфери.

Рис. 3 ілюструє кінетику наростання і спаду ДПС в p–n-структурі на основі GaAs при $T = 293$ K. До зняття кривої зразок витримували півгодини в чистому повітрі. Потім його поміщали в атмосферу, що містила пари аміяку, і включали запис кінетики наростання ДПС. В моменти $t = 700$ с, 1800 с і 3000 с зразок на 8–12 с переносився із парів аміяку в чисте повітря, а потім знову поміщався в пари аміяку. При цьому продовжували запис кінетики ДПС. Так робилося на різних стадіях наростання ДПС. Із рисунка видно, що після короткочасної (протягом 10 с) витримки зразка в чистому повітрі ДПС наростає суттєво швидше до свого попереднього значення, ніж після тривалої (до півгодини) витримки. Це означає, що існує "пам'ять" ДПС, яку можна пояснити заповненням глибоких поверхневих рівнів, які не встигають суттєво термічно спустошитися за час витримки зразка в чистому повітрі.

Різке сповільнення процесу наростання ДПС у зразках зі шліфованою боковою поверхнею можна пов'язати з високою дефектністю приповерхневого шару. Подібну кінетику наростання нерівноважного струму можна спостерігати за наявности, щонайменше, двох типів глибоких поверхневих центрів [8, 9]: а) центрів рекомбінації та центрів прилипання для електронів; б) двох типів рекомбінаційних центрів з різними значеннями коефіцієнта захоплення електрона. У першому випадку, за наявности високої концентрації центрів прилипання з малим перерізом захоплення для електронів [8], для поверхневої концентрації електронів у провідному каналі N можна записати кінетичне рівняння

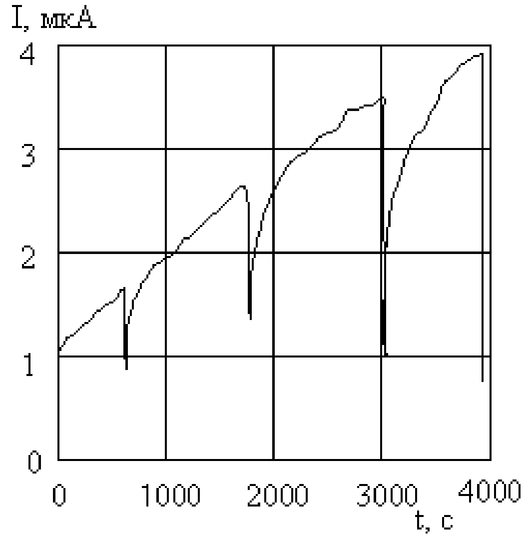

Рис. 3. Кінетика наростання поверхневого струму в p–n-структурі після поміщення зразка в пари аміяку та після короткочасного перебування зразка в чистому повітрі (при $t = 700$ с, 1800 с і 3000 с.).

$$\frac{dN}{dt} = G - \frac{N}{\tau_s} - C_s N(N_s - N_s^-) + \kappa C_s N_c \exp\left(-\frac{E_{cs}}{kT}\right) N_s^-, \qquad (6)$$

де G — інтенсивнсть ґенерації електронів, яка пов'язана з інтенсивністю йонізації адсорбованих молекул NH_3; τ_s — час життя електронів у провідному каналі, зумовлений рекомбінацією через глибокі центри; параметр $\kappa = 1$; C_s — коефіцієнт захоплення електрона центром прилипання; N_s і N_s^- — повна поверхнева щільність рівнів прилипання та поверхнева концентрація захоплених на ці рівні електронів; N_c — ефективна щільність станів у c-зоні; E_{cs} — глибина рівня присипання; k — стала Больцмана; T — температура. Кінетичне рівняння для заповнення рівнів прилипання має вигляд

$$\frac{dN_s^-}{dt} = \frac{dN_s^-}{dt} = \frac{dN_s^-}{dt} = C_s N(N_s - N_s^-) - w_s N_s^-, \quad (7)$$

де

$$w_s = C_s N_c \exp\left(-\frac{E_{cs}}{kT}\right). \qquad (8)$$

Розв'язок системи рівнянь (6) і (7) при початковій умові $N = N_s^- = 0$ дає двостадійне наростання ДПС, що відповідає даним рис. 3. Спочатку ДПС повинен швидко наростати до певного значення, а потім повільно зростати до стаціонарної величини. При цьому крива спаду також повинна бути двостадійною, а експериментальні криві спаду ДПС були експоненційними, одностадійними.

У другій моделі, яка враховує наявність двох типів рекомбінаційних центрів для електронів з різними значеннями коефіцієнта захоплення електрона [9], для поверхневої концентрації електронів у провідному каналі N можна записати кінетичне рівняння (6), де τ_s — час життя електронів у провідному каналі, зумовлений рекомбінацією через "швидкі" глибокі центри (з більшим перерізом захоплення електрона); параметр $\kappa = 0$; C_s — коефіцієнт захоплення електрона "повільними" центрами (з меншим перерізом захоплення електрона); N_s і N_s^- — повна поверхнева щільність "повільних" рівнів та поверхнева концентрація захоплених на ці рівні електронів. Заповнення "повільних" рівнів можна описати кінетичним рівнянням (7), де

$$w_s = C_{ps} p_b \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right), \qquad (9)$$

де C_{ps} — коефіцієнт захоплення дірки "повільним" центром; p_b — концентрація дірок в об'ємі p-ділянки; E_s — величина поверхневого вигину зон у p-ділянці (або висота локального бар'єра для захоплення дірки "повільним" поверхневим центром).

Ця модель дає таку ж кінетику наростання струму, що й перша, але кінетика спадану повинна бути одностадійною, що узгоджується з нашими експериментальними даними. Крім того, час спаду ДПС повинен зростати зі збільшенням досягнутого (на момент видалення аміяку з навколишньої атмосфери) струму, тому що перезарядка центрів рекомбінації веде до зростання часу життя електронів у поверхневому каналі.

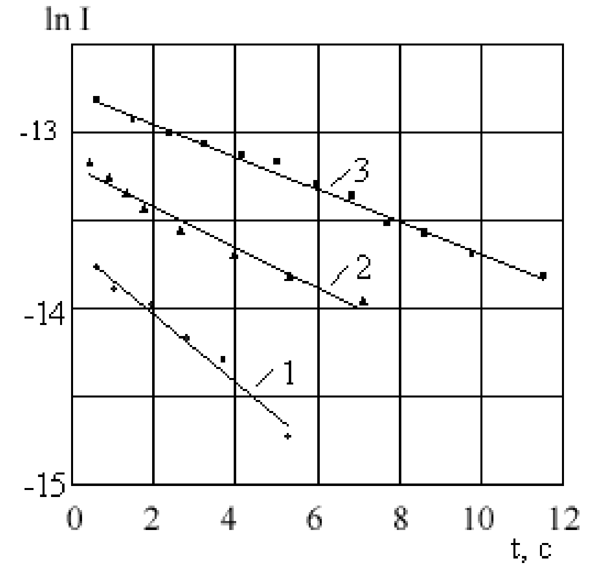

Рис. 4. Кінетика спаду поверхневого струму в p–n-структурі після перенесення зразка з парів аміяку в чисте повітря (що відповідає $t = 700$ с, 1800 с і 3000 с на рис. 3).

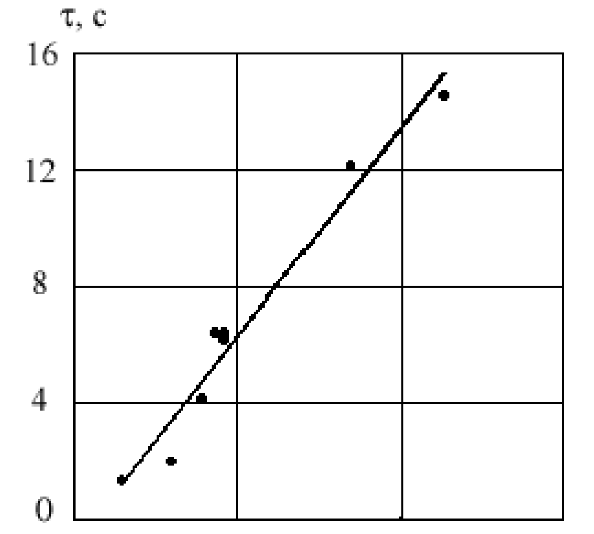

Рис. 5. Залежність часу спаду τ_d поверхневого струму після перенесення зразка з парів аміяку в чисте повітря від досягнутої (в процесі наростання в парах аміяку) величини струму I.

На рис. 4 показана кінетика спаду ДПС після відповідних до рис. 3 змін атмосфери, що оточувала зразок, при $t_0 = 700$ с, 1800 с і 3000 с. Кінетика спаду звичайно була одностадійною, експоненціальною, що підтверджується лінійністю кривих спаду, побудованих у логарифмічному масштабі. Час спаду ДПС залежав від величини того струму I_0, який був досягнутий у момент видалення парів аміяку. При зростанні I_0 спад ДПС ставав повільнішим.

На рис. 5 наведено залежність величини часу спаду ДПС τ_d від досягнутої (в процесі наростання) величини струму I_0. Видно, що ця залежність лінійна. Указані характерні риси кінетики спаду ДПС відповідають другій із описаних рекомбінаційних моделей.

На рис. 6 показана температурна залежність τ_d, виміряна при зміні навколишньої атмосфери аміяк — чисте повітря на чотирьох p–n-структурах на основі GaAs зі шліфованою поверхнею. Лінійність залежности $\ln \tau_d(1/T)$ свідчить, що виконується рівність

$$\tau_d = w_d^{-1} = \tau_{d0} \exp\left(\Delta E / kT\right), \qquad (10)$$

де величина τ_{d0} не залежить від температури; ΔE — енерґія термічної активації руйнування провідного каналу. Аналіз наведених на рис. 6 даних дає $\Delta E = 0.50 \div 0.54$ еВ для досліджених p–n-переходів на основі GaAs з шліфованою боковою поверхнею.

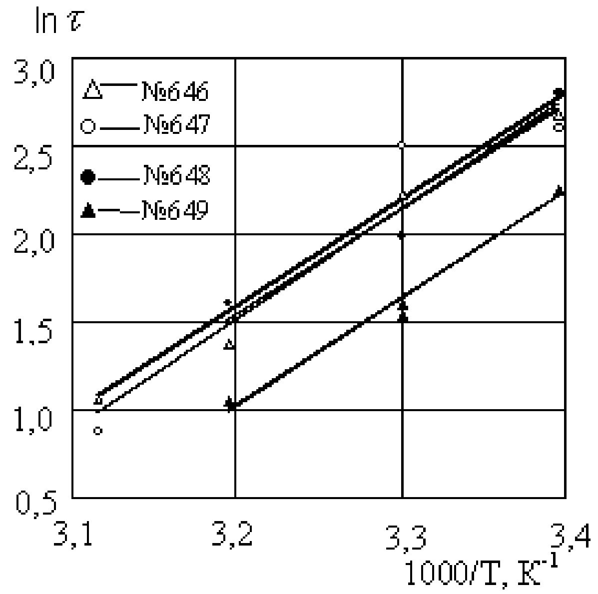

Рис. 6. Залежності логарифму часу спадання поверхневого струму (після перенесення зразка з парів аміяку в чисте повітря) від оберненої температури для чотирьох зразків на основі GaAs.

Слід відзначити, що значення часу спаду ДПС порядку кількох секунд, що ми спостерігали, на багато порядків перевищують час життя електронів у цих структурах, що становить десятки наносекунд [5]. Тому таке тривале затягування спаду ДПС можна пов'язати з наявністю бар'єрів для електронів і дірок у дефектному (внаслідок шліфування) приповерхневому шарі [10], і отримана величина ΔE може бути пов'язана з висотою вказаних бар'єрів.

Для оцінки впливу висоти бар'єра в об'ємі p–n-структури на кінетику формування й розпаду поверхневого провідного каналу ми вивчали кінетику ДПС при імпульсному живленні зразків. На зразок подавали прямокутні імпульси напруги частотою 1 кГц при значеннях шпаруватости $M_1 = 2$ і $M_2 = 10$. Очевидно, що при цьому тривалість імпульсів була набагато меншою, ніж час наростання і час спаду ДПС. Крім того, при шпаруватості $M_2 = 10$ протягом 90% від виміряного часу зразок не був під напругою, тобто висота бар'єра в об'ємі напівпровідника визначалася лише параметрами напівпровідникової структури. Вимірювання показали, що шпаруватість імпульсного живлення зразка практично не впливає на кінетику наростання ДПС і при прямому, і при зворотному зміщенні. Водночас шпаруватість імпульсів напруги впливала на кінетику спаду ПДС, яка залишалася експоненційною. При прямому зміщенні зростання шпаруватости вело до невеликого зменшення часу спаду τ_d, тоді при зворотному зміщенні спостерігали обернену залежність $\tau_d(M)$. Така закономірність свідчить, що зростання висоти потенціяльного бар'єра в p–n-переході (зростання електричного поля в шарі просторового заряду) веде до зменшення величини τ_d. Це означає, що електричне поле p–n-переходу сприяє розпадові провідного каналу при десорбції йонів аміяку.

IV. ВИСНОВКИ

Результати вимірювання впливу парів аміяку на ВАХ прямого і зворотного струмів ЛГС на основі AlGaAs-GaAs та p–n-структур на основі GaAs свідчать, що при адсорбції молекул NH_3 створюється провідний приповерхневий канал, який "закорочує" p–n-перехід. Зміну ВАХ досліджених p–n-структур під дією парів аміяку можна використати для створення сенсора цих парів. Чутливість такого сенсора можна визначити як $S = \Delta I/(V \Delta P)$, де ΔI — зміна струму (виміряного при напрузі V), зумовлена зміною парціяльного тиску парів аміяку на ΔP.

Із досліджених p–n-структур найбільшу чутливість (до 1×10^{-8}А·Па$^{-1}$В$^{-1}$) мали p–n-переходи на основі GaAs зі шліфованою боковою поверхнею, що можна пов'язати з наявністю в цих структурах дефектного приповерхневого шару. Кінетика наростання і спаду ДПС при адсорбції та десорбції молекул NH_3 свідчить про наявність у таких структурах поверхневих рекомбінаційних центрів з малим перерізом захоплення електронів, причому для рекомбінації носіїв через ці центри існує потенціяльний бар'єр висотою $\Delta E = 0.50 \div 0.54$ еВ. Наявність локальних потенціяльних бар'єрів для рекомбінуючих носіїв заряду підвищує чутливість таких структур, як сенсорів парів аміяку, але різко сповільнює релаксацію ДПС.

[1] Е. С. Артеменко, Н. В. Маслеева, А. А. Птащенко, Ф. А. Пащенко, Вісн. Одес. ун-ту, сер. фіз.-мат. науки **5**(3), 185 (2000).

[2] О. О. Пащенко, О. С. Артеменко, Ф. О. Пащенко, Фіз. хім. тверд. тіла **2**, 481 (2001).

[3] A. A. Ptashchenko, M. V. Deych, N. V. Mironchenko, F. A. Ptashchenko, Solid-State Electron. **37**, 1255 (1994).

[4] A. A. Ptashchenko, F. A. Ptashchenko, Solid-State Electron. **39**, 1495 (1996).

[5] A. A. Ptashchenko, D. V. Melkonyan, N. V. Moroz, F. A. Ptashchenko, Phys. Status Solidi (a) **159**, 523 (1997).

[6] A. A. Ptashchenko, F. A. Ptashchenko, Proc. SPIE **3182**, 145 (1997).

[7] Ф. Ф. Волькештейн, *Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции* (Наука, Москва, 1988).

[8] С. М. Рывкин, *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (Наука, Москва, 1962).

[9] В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман, *Неравновесные процессы в фотопроводниках* (Наукова думка, Киев, 1981).

[10] М. К. Шейнкман, А. Я. Шик, Физ. техн. полупр. **10**, 209 (1976).

THE INFLUENCE OF AMMONIA VAPORS ON THE SURFACE CURRENT IN p–n JUNCTIONS ON III–V SEMICONDUCTORS

O. Ptaschchenko, O. Artemenko, F. Ptashchenko[1]

I. I. Mechnikov National University of Odessa, 2 Dvoryanska Str., Odessa, 65100, Ukraine

[1] *Odessa National See Academy, 8 Didrikhsona Str., Odessa, 65029, Ukraine*

The influence of ammonia vapors on I–V characteristics of the forward and reverse currents in AlGaAs–GaAs laser heterostructures as well as in GaAs p–n structures was studied. The forward- and reverse currents are strongly enhanced in the ammonia atmosphere. I–V curves of the excess surface current (ESC) caused by the adsorption of ammonia molecules are linear. The slope of these curves linearly depends on the ammonia partial pressure over the range 10^2–10^4Pa. The results are interpreted in terms of forming a conducting surface cannel caused by the

electrical field of ammonia ions located on the surface of the natural oxide. The ionizing NH_3 molecules inject electrons in this channel. The change of I–V curves of p–n structures in ammonia vapors can be utilized for the creation of an ammonia sensor. The mostly sensitive to ammonia vapors (up to $1{\cdot}10^{-8}\,A{\cdot}Pa^{-1}V^{-1}$) were GaAs p–n junctions with a polished lateral surface.

The kinetics of the ESC rise and its decay under varying gas atmosphere was measured in the temperature range 290–330 K. The rise- and decay time of ESC in laser heterostructures was of 20–60 s and 2–8 s, respectively. The rise of ESC in the GaAs p–n junctions with a polished lateral surface has two stages; the second of them is very long, of 1000 s. The decay time of ESC of these structures is of the same order of value, as for laser heterostructures. The kinetics of the current rise and its decay, caused by adsorption and desorption of NH_3 molecules, suggests that the GaAs p–n junctions with a polished lateral surface have surface recombination centers with a small capture cross-section for electrons. These centers have a potential barrier of $\Delta E = 0.52$ eV for the capture of charge carriers.