ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 12, № 4 (2011) С. 1097-1101

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 12, № 4 (2011) P. 1097-1101

УДК 621.315.592

ISSN 1729-4428

С.І. Круковський[2], А.В. Сукач[1], В.В. Тетьоркін[1], І.О. Мрихін[2], Ю.С. Михащук[2]

Електричні властивості подвійних гетероструктур InP/InGaAsP

[1] Інститут фізики напівпровідників Ім. В.Є Лашкарьова НАН України проспект Науки, 41, 03028 Київ. Україна
[2] НВП „Карат" вул. Стрийська, 202, 79031 Львів, Україна

Методом рідинно-фазної епітаксії вирощені подвійні гетеропереходи p^+-InP/*n*- InGaAsP/ *n*- InP та встановлено взаємозв'язок між технологічними режимами вирощування та їх фізичними властивостями. Показано, що використання цинку в якості легуючої акцепторної домішки InP спричиняє формування дифузійного *p-n* переходу в шарі n-InGaAsP. Досліджені механізми проходження темнового струму в інтервалі температур 77 – 378 К і встановлено, що при температурах 77-250 К реалізуються тунельні струми при прямих та зворотних напругах зміщення. При температурах T > 290 К переважає генераційно-рекомбінаційний струм. Показано, що найбільш ймовірною причиною тунельного струму є наявність дислокацій невідповідності в шарі InGaAsP, генерованих в процесі вирощування гетеропереходів.

Ключові слова: подвійний гетероперехід, тунельний струм, дислокація, інфрачервоний

Стаття поступила до редакції 22.05.2011; прийнята до друку 15.09.2011.

Вступ

Незважаючи на суттєвий прогрес у технології вирощування подвійних гетеропереходів (ПГ) p^+-InP/*n*(*p*)-InGaAsP/*n*-InP [1] і розробці оптоелектронних приладів на їх основі [2 - 4], актуальними залишаються вирішення завдань з відтворюваності складу і електрофізичних параметрів активної InGaAsP області, зменшення впливу фонових домішок на концентрацію основних носіїв заряду в ній, з'ясування механізмів деградації і природи надлишкових темнових струмів в таких структурах [1 - 5]. Використання рідкісноземельних елементів (РЗЕ) у технології ПГ дає можливість відтворювано отримувати концентрацію основних носіїв заряду в активній області $\leq 10^{16}$ см$^{-3}$ [6 - 8]. Проте використання РЗЕ при вирощуванні фосфорвмістних сполук (InP, InGaAsP та ін.) пов'язане з подоланням технологічних проблем, обумовлених високою хімічною активністю РЗЕ по відношенню до фосфору з можливим утворенням хімічних сполук, внаслідок чого може порушитися фазова рівновага між розчином-розплавом і підкладкою. Ще однією з технологічних проблем у використанні РЗЕ при вирощуванні структур InP/InGaAsP методом РФЕ є встановлена у праці [8] їх гранична концентрація, перевищення якої у розплаві індію призводить до суттєвого погіршення структурно-морфологічної якості шарів InGaAsP.

Метою роботи є встановлення взаємозв'язку між технологічними режимами вирощування ПГ p^+-InP/*n*-InGaAsP/*n*-InP методом РФЕ з використанням РЗЕ та їх електрофізичними і фотоелектричними властивостями.

I. Зразки та експериментальні методики

Епітаксійні шари InP та InGaAsP вирощувались методом РФЕ у графітовій слайдерній касеті з розплаву індію чистотою 99.9999 на підкладках n^+-InP з концентрацією електронів $n^+ \approx 2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ і кристалографічною орієнтацією робочої поверхні (100). Температура початку епітаксії для шарів InP становила 680 та 650 ºС для шарів InGaAsP. Кристалізація шарів здійснювалась із переохолодженого розчин-розплаву при швидкості охолодження 0.8 ºС/хв. Необхідні для очищення шарів від фонових домішок елементи алюміній та ітербій додавались у шихту перед завантаженням у касету. Для насичення розплавів по фосфору використовувався полікристалічний порівняно чистий InP з концентрацією електронів ~ (5 - 7)$\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ (T = 300 К).

Гомогенізація розчин-розплаву відбувалась впродовж 1,5 – 2,0 годин в атмосфері очищеного паладієвими фільтрами водню з точкою роси -70º С. Безпосередньо перед початком нарощування шару поверхня підкладки підрозчинялась у недонасиченому розплаві індію. Товщини автоепітаксійних шарів становили 5 – 7 мкм з

Таблиця

Параметри прямої ВАХ

Температура, К	I_{01}, А	E_0, меВ	I_{02}, А	β	R_S, Ом	$R_ш$, Ом	α
378	$2.5\cdot10^{-8}$	80.5	$3.6\cdot10^{-10}$	1.7	7.4	$1.5\cdot10^{6}$	$7.5\cdot10^{4}$
320	$1.2\cdot10^{-9}$	74.5	$4.0\cdot10^{-12}$	1.8	11.7	$3.4\cdot10^{6}$	$1.0\cdot10^{5}$
266	$5.5\cdot10^{-11}$	69.8	$2.8\cdot10^{-12}$	2.3	16.7	$5.4\cdot10^{7}$	$4.6\cdot10^{5}$
231	$3.5\cdot10^{-11}$	72.0	$3.0\cdot10^{-13}$	2.6	17.2	$6.5\cdot10^{7}$	$4.8\cdot10^{5}$
144	$7.1\cdot10^{-12}$	69.2	$2.8\cdot10^{-14}$	4.3	16.8	$8.9\cdot10^{7}$	$5.0\cdot10^{5}$
77	$1.8\cdot10^{-12}$	70.1	$3.0\cdot10^{-14}$	9.0	-	$1.4\cdot10^{8}$	$6.3\cdot10^{5}$

концентрацією електронів $(5 - 7)\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ та рухливістю 1500 см^2/В·с при T = 300 К. За буферним автоепітаксійним InP-шаром вирощувався шар сполуки n- InGaAsP ($E_g \approx$ 1,17 еВ) з концентрацією електронів $(1 - 2)\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ і товщиною 3 – 4 мкм. У подальшому на шарі сполуки InGaAsP вирощувався легований цинком емітерний шар p^+-InP товщиною 2 -3 мкм з концентрацією дірок $(2 - 3)\cdot10^{18}$ см$^{-3}$.

В якості омічного контакту до p-InP використовувався сплав In-Zn з 3% вмістом цинку, а для n-InP – чистий індій. Контактні площадки наносились термовакуумним методом з наступною термообробкою в атмосфері очищеного водню при температурі ~ 400 ºС впродовж 3 - 5 хв. Технологія виготовлення омічного контакту до InP відпрацьовувалась попередньо на зразках n- та p-типу провідності.

Для виготовлення мезаструктур використовувався травник: соляна кислота + оцтова кислота + перекис водню у співвідношенні 1:2:1. Спеціально проведеними дослідженнями було встановлено відсутність поверхневої провідності мезаструктури з використанням такого травника. Активна площа мезаструкутри становила (2,5 - 3.0)$\times10^{-3}$ см^2, діаметр верхнього точкового контакту не первищував 0,15 мм, а нижній був суцільним.

Темнові ВАХ вимірювались на постійному струмі в інтервалі температур 77 – 378 К, причому температура зразка підтримувалась з точністю ± 0,5 ^{0}С. Розподіл основних носіїв заряду не гетеромежі контролювався методом високочастотних (1 МГц) вольт-фарадних характеристик (ВФХ). Вимірювання спектрального розподілу ампер-ватної чутливості зразків здійснювався в режимі струму короткого замикання.

II. Результати експерименту та їх обговорення

Для з'ясування характеру розподілу основних носіїв заряду на межі потенціального бар'єру ПГ були проведені вимірювання високочастотних ВФХ. Експериментальні результати лінеаризувались в координатах $C^{-2} - U$ при зворотних напругах зміщення $0 < U \leq 1{,}5$ В, причому ємнісна напруга відсічки становила U_C = 1,4 – 1,5 В, що перевищує ширину забороненої зони InP ($E_g \approx$ 1,35 еВ) при T = 300 К [9]. Таке високе значення U_C може обумовлюватись як впливом послідовного опору, так і глибоких центрів, локалізованих в області просторового заряду (ОПЗ) гетероструктури на ВФХ [10, 11]. За нахилом лінійної ділянки ВФХ, побудованої в координатах $C^{-2} - U$, оцінено значення ефективної концентрації основних носіїв заряду в квазінейтральній області, яка становила $N_{еф} \approx (7 \pm 0.5)\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ при T = 295 К, що вказує на формування компенсованої області на гетеромежі. Товщина ОПЗ за нульової напруги зміщення була ~0,57 мкм.

Результати вимірювань прямих ВАХ ПГ в інтервалі температур 77 - 378 К представлено на рис. 1, з якого видно, що експериментальні результати аналітично можливо описати виразом

$$I = I_{01}\exp\left(eU/E_0\right) + I_{02}\exp\left(\frac{eU - IR_S}{b\,kT}\right), \qquad (1)$$

де I_{01}, I_{02} - передекспоненційні множники для першої та другої експоненційних ділянок, E_0 - характеристична енергія, R_S - послідовний опір, β – коефіцієнт неідеальності. Результати обробки прямих ВАХ за виразом (1) представлено в таблиці, на основі аналізу цих результатів можливо сформулювати наступне. Значення характеристичної енергії E_0 в інтервалі температур 77 – 266 К майже не залежить від температури, а при T > 266 К – збільшується. Залежність $I_{01}\left(T^{-1}\right)$ в інтервалі температур 288 - 378 К є активаційною з енергією активації $\Delta E \approx$ 0,68 еВ, що було отримано з представлення експериментальних результатів в координатах $\lg I_{01} - T^{-1}$, а при T < 266 К – безактиваційною, аналогічна закономірність спостерігається і для залежності $I_{02}\left(T^{-1}\right)$. Для другої експоненційної ділянки ВАХ в інтервалі температур 288 – 378 К значення β зменшується від 2,0 до1,7, як це видно з таблиці, і цей факт, разом з тим, що значення енергії активації залежності $I_{02}\left(T^{-1}\right)$ для цього ж інтервалу температур становить ~ $E_g/2$, сполуки InGaAsP за температури абсолютного нуля однозначно вказує на реалізацію генераційно-рекомбінаційної складової темнового струму. При $T \leq 266$ К коефіцієнт $\beta > 2$,

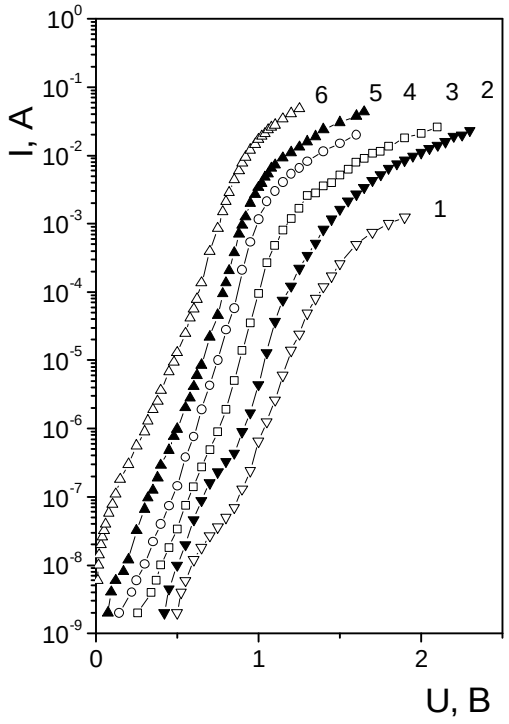

Рис. 1. Прямі ВАХ за температур, К: 77 (1), 144 (2), 231 (3), 288 (4), 320 (5), 378 (6).

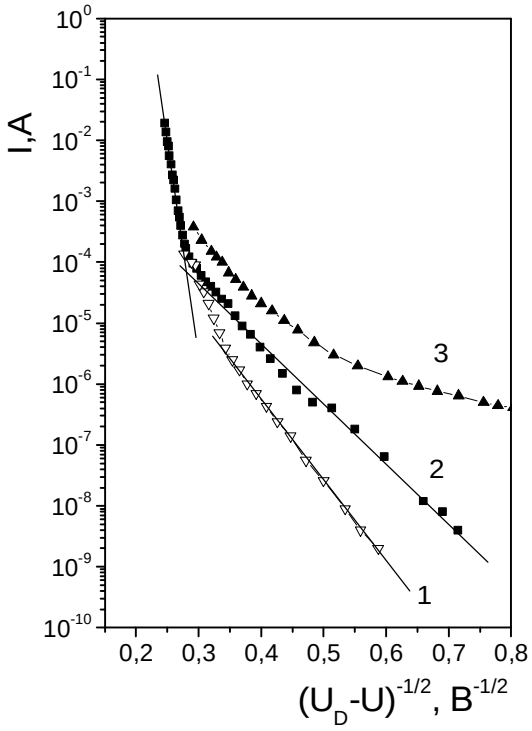

Рис. 2. Зворотні ВАХ за температур, К: 77 (1). 288 (2), 378 (3).

що враховує безактиваційний характер залежності $I_{02}\left(T^{-1}\right)$, свідчить про реалізацію тунельної компоненти струму. Порівняно високі значення шунтуючого опору $R_ш$ ПГ, які визначались за диференціальним опором зворотних ВАХ при напрузі зміщення $U \approx 2$ В, а також його зростання зі зменшенням температури, вказують на мінімальний вплив поверхневої провідності мезаструктури на результати вимірювань. Про досить високу інжекційну здатність потенціального бар'єру виготовлених структур свідчить і максимальне значення коефіцієнта випрямлення α. Зауважимо також, що за T = 77 К структура переходить у більш низькоомний стан при досягненні значень струму ~ 2 мА, а ВАХ набуває S-подібної форми, що не дозволило визначити R_S. Такий характер ВАХ може пояснюватися перезарядженням глибоких центрів у компенсованій області.

Поширеним методом дискримінації тунельного струму в бар'єрних структурах при зворотних зміщеннях є представлення ВАХ в координатах lg I – $(U_D\text{-}U)^{-1/2}$ [12]. На рис. 2 показані звортні ВАХ у вказаних координатах, з якого видно задовільну лінеаризацію експериментальних результатів в межах трьох порядків зміни темнового струму (криві 1, 2). Причому при менших зміщеннях лінійна ділянка темнового струму може бути обумовлена тунелюванням носіїв за участю дефектів (включаючи дислокації), а при більших – міжзонним тунелюванням [13 - 16]. Відсутність лінеаризації ВАХ при високій температурі (крива 3) свідчить про переважаючий вклад в темновий струм генераційної компоненти.

Температурні залежності темнового струму ПГ при U = const як при прямих, так і зворотних напругах зміщення приведені на рис. 3. Активаційний характер ВАХ чітко спостерігається за

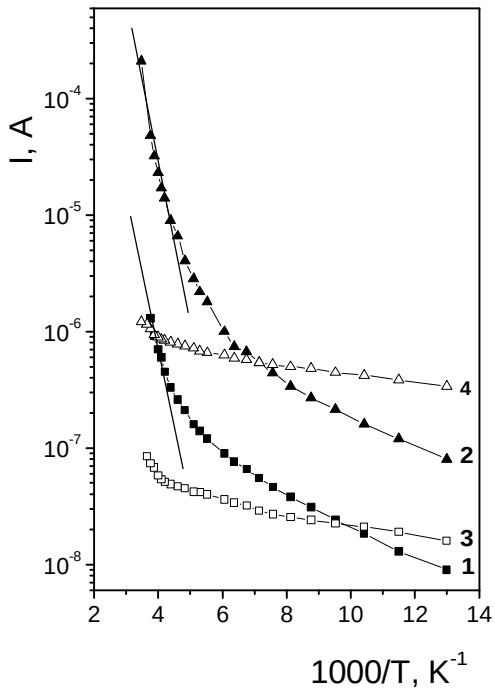

Рис. 3. Температурні залежності прямого (1, 2) та зворотного (3, 4) темнових струмів при напругах зміщення, В: 1 – 0,5; 2 – 0,9; 3 – 3; 4 – 5.

$T > 250$ К при прямих напругах зміщення (криві 1, 2) з енергією активації $\Delta E \approx 0{,}65$ еВ, а безактиваційний за $T \leq 250$ К як для прямих (криві 1, 2), так і зворотних (криві 3, 4) напруг зміщення.

Результати вимірювань спектрального розподілу фоточутливості та спектра електролюмінесценції ПГ приведені на рис. 4. Нетривіальним до очікуваного є спектр фоточутливості (крива 1). Для активної області структури, що збігається з межею

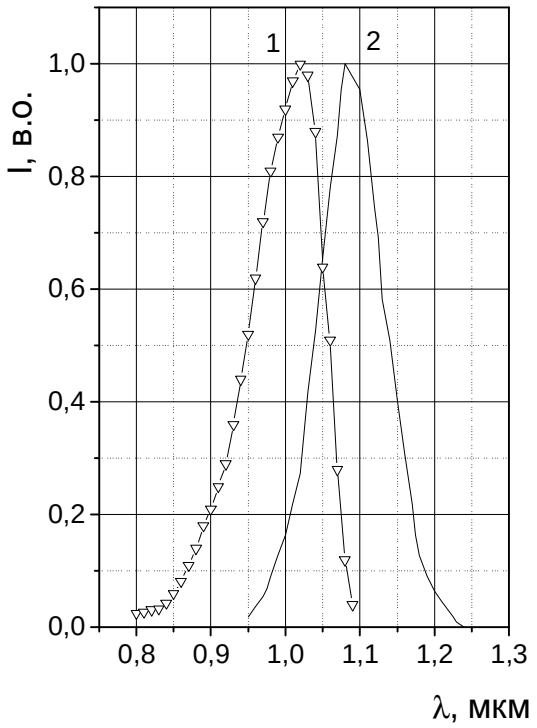

Рис. 4. Спектральний розподіл фоточутливості ПГ p^+-InP/*p*-*n*- InGaAsP/*n*-InP (1) та спектр електролюмінісценції (2) при постійній густині струму 14.1 А/см^2 за $T = 295$ К.

гетеропереходу p^+-InP/*n*-InGaAsP, очікуваний спектр фоточутливості повинен бути неселективним, а, враховуючи „ефект вікна” у гетеропереходах, спектральна область порівняно однорідної фоточутливості становила б $\Delta\lambda \approx 0{,}92 - 1{,}06$ мкм, як це спостерігалось у праці [17]. Селективний характер кривої 1 свідчить про те, що активна фоточутлива область структури і межа гетеропереходу p^+-InP/*n*-InGaAsP не співпадають. Найбільш ймовірною причиною такої розбіжності може бути дифузія цинку з епітаксійного шару p^+-InP:Zn в *n*-InGaAsP область з формуванням у ній *p*- *n*- переходу у процесі вирощування ПГ. Достатньо висока концентрація основних носіїв заряду в *n*- InGaAsP (~ 10^{17} см$^{-3}$) вимагає для формування *p*-області також високої концентрації легуючої акцепторної домішки цинку, що обумовлює у квазінейтральних областях InGaAsP *p*- *n*- переходу малий ефективний час життя [18], та малі довжини дифузії нерівноважних носіїв заряду (< 1 мкм). У випадку, коли глибина залягання *p*–*n*-переходу *l* більша за довжину дифузії нерівноважних електронів L_n в *p*-InGaAsP, утворюється нефоточутливий шар товщиною $l - L_n$, що спричиняє селективний характер спектра з *p*–*n*-переходом в InGaAsP, тобто формується ПГ типу p^+-InP/*p*-*n*-InGaAsP/ *n*-InP. Довгохвильовий спад спектра фоточутливості структури обумовлюється спектральною залежністю фундаментального поглинання в InGaAsP, а короткохвильовий – поглинанням випромінювання в нефотоактивній області *p*- InGaAsP. Зазначимо, що довжина хвилі, яка відповідає довгохвильовому напівспаду спектра фоточутливості, становить $\lambda_c \approx 1{,}06$ мкм і узгоджується з шириною забороненої зони $E_g \approx 1{,}17$ еВ сполуки InGaAsP за $T = 295$ К. Важлива властивість спектральної фоточутливості ПГ – відсутність зміни полярності сигналу фотоструму в спектральному діапазоні $\Delta\lambda = 0{,}9 - 1{,}1$ мкм. Цей факт вказує на те, що на гетеромежі ізотипного гетеропереходу *n*- InP/*n*- InGaAsP достатньо мала густина поверхневих станів, а також на відсутність потенціального бар’єру на контактах. При високій густині поверхневих станів на гетеромежі енергетичну зонну діаграму ізотипного гетеропереходу можливо представити у вигляді двох діодів Шотткі, ввімкнених назустріч один одному [19]. У цьому випадку полярність фотосигналу в довгохвильовій області $\lambda > 1{,}05$ мкм повинна змінити знак, аналогічний ефект спостерігався б і при наявності бар’єру на контактах. Освітленість ПГ зі сторони p^+-InP призводить до генерації на освітлюваному контакті позитивної полярності фото-ЕРС, що відповідає як енергетичній діаграмі p^+-InP/*n*-InGaAsP/*n*- InP гетеропереходу, так і p^+-InP/*p*-*n*-InGaAsP/*n*- InP.

Загальний вигляд спектра електролюмінісценції ПГ при густині постійного струму живлення ~ 14.1 А/см^2 представлено кривою 2 на рис. 4. Максимум спектра електролюмінісценції становить $\lambda_{ma} \approx 1{,}08$ мкм, а енергетична півширина спектра ~120 меВ відповідає умові селективності. Слід зазначити, що спектр електролюмінісценції є асиметричним з більш плавним зменшенням його інтенсивності в довгохвильовій області $\lambda > \lambda_{max}$. Така асиметрія спектра може пояснюватись самопоглинанням короткохвильового випромінювання в InGaAsP, що здатне змістити положення максимуму спектра в більш довгохвильову область у порівнянні з очікуваним значенням $\lambda_{max} = 1{,}06$ мкм. При струмі 50 мА досягнута потужність випромінювання 0,37 мВт, причому залежність потужності ІЧ випромінювання від струму живлення має степеневий характер з показником ~ 1,3.

Висновки

1. Встановлено взаємозв’язок між технологічними режимами вирощування подвійних гетеропереходів p^+-InP/*n*- InGaAsP/ *n*- InP методом рідинно-фазної епітаксії та їх фізичними властивостями. Показано, що використання цинку в якості легуючої акцепторної домішки InP спричиняє

формування дифузійного p-n переходу в шарі n-InGaAsP, що зумовлює зміщення максимуму спектра електролюмінесценції у довгохвильову область (λ_{max} = 1,08 мкм) і зменшення потужності ІЧ випромінювання.

2. Досліджені механізми проходження темнового струму в інтервалі температур 77 – 378 К і встановлено, що при температурах 77 - 250 К реалізуються тунельні струми при прямих та зворотних напругах зміщення. При температурах T > 290 К переважає генераційно-рекомбінаційний струм. Показано, що найбільш ймовірною причиною тунельного струму є наявність дислокацій невідповідності в шарі InGaAsP, генерованих в процесі вирощування гетеропереходів.

[1] Получение гетероструктур InP/InGaAsP/InP методом жидкофазной эпитаксии и раздельное приготовление растворов-расплавов / М.Г. Васильев, А.М. Васильев, Д.М. Вилк и др. // Изв. РАН. Неорган. матер.– 43, №7. – С. 775 – 780. – (2007).

[2] Окоси Т., Окамото К., Оцу М. и др. Волоконно-оптические датчики. – Ленинград: Наука,– 256 с. (1990).

[3] Мощные одномодовые лазерные диоды на основе квантово-размерных InGaAsP/InP- гетероструктур (λ = 1.3 – 1.6 мкм) / А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин и др. // Там же.– **36**(11). – С. 1393 – 1399. – (2002).

[4] Мощные диодные лазеры (λ = 1.7 – 1.8 мкм) на основе асимметричных квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур раздельного ограничения / А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова и др. // Там же. — **43**(12). – С. 1646 – 1649. (2009).

[5] Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Туннельно-рекомбинационные токи в неидеальных гетероструктурах InGaAsP/InP // ФТП.– **28**(6). – С. 1027 – 1031. – (1994).

[6] Гореленок А.Т., Каманин А.В., Шмидт Н.М. Редкоземельные элементы в технологии $A^{III}B^{V}$ и приборов на их основе // ФТП. — **37**(8). – С. 922 – 940. (2003).

[7] Characterization of InP and GaInAsP layers preparated by liquid – phase epitaxy using holmium doping and gettering / O. Prochazkova, J. Oswald, J. Zavadil et al. // Material Science and Engineering., (B) — **44**(2). – P. 160 – 163. (1997).

[8] Круковский С.И. Комплексно-легированные эпитаксиальные структуры InP/InGaAsP для оптоэлектроники // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. –- №2. – С. 27 – 31. (2006).

[9] Стрельченко С.С., Лебедев В.В. Соединения A^3B^5. Справочник. – М.: Металлургия, 1984. – 144 с.

[10] Константинов О.В., Мезрин О.А. Влияние последовательного сопротивления диода Шоттки на его эффективную емкость // ФТП.– **17**(2). – С. 305 – 311. (1983).

[11] Берман Л.С. Емкостные методы исследований полупроводников. – Л.: Наука, – 104 с. (1972).

[12] Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы метал – полупроводник. – М.: Мир, – 432 с. (1975).

[13] Влияние несоответствия постоянных решетки на квантовый выход излучательной рекомбинации гетероструктур / В.Е Уманский, С.Г. Конников, Д.З. Гарбузов и др. // ФТП.- **16(**8).- С.1496-1499. (1982).

[14] Токи туннельного типа в *p- n-* гетероструктурах InGaAsP/InP / А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов и др. // ФТП.– **18**(6). – С. 1034 – 1038. (1984).

[15] Влияние несоответствия параметров решеток на *I-U-* характеристики InGaAsP/InP *p- n-* гетероструктур / А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов и др. // Там же.. **18**(8). – С. 1413 – 1416. (1984).

[16] Обратные токи в *p- n-* гетероструктурах InGaAsP/InP / А.Т. Гореленок, В.Г. Груздов, В.В. Евстропов и др. // Там же. – **18**(11). – С. 2036 – 2040. (1984).

[17] Исследование токов утечки планарных *p- n-* переходов в InP и *p-i-n-* структур на основе InGaAs/InP / В.М. Андреев, А.Т. Гореленок, М.З. Жингарев и др. // ФТП.– **19(**4). – С. 668 – 673. (1985).

[18] Рекомбинационные процессы в InGaAsP/InP ДГС с λ = 1 ÷ 1.5 мкм / Д.З. Гарбузов, В.В. Агаев, З.П. Соколова и др. // ФТП.– **18(**6). – С. 1069 – 1076. (1984).

[19] Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы. – М.: Советское радио,– 232 с. (1979).