

С.П. Новосядлий, А.М. Босацький

Варізонна технологія формування структур швидкодіючих GaAs – транзисторів як основи сучасних ВІС

*Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57,
м. Івано-Франківськ, 76018, Україна*

Зменшення розмірів кремнієвих приладів супроводжується збільшенням ефективної швидкості електронів, зменшенням їх пролітного часу і переходом до балістичного режиму роботи. Одночасно, як наслідок, із зменшенням розмірів знижується і споживана потужність. Формування структур ВІС на Si-гомпереході зменшує їх частотний діапазон та швидкодію.

Сучасними світовими розробниками було запропоновано декілька нових типів приладів і технологій формування їх структур, які використовують переваги високих значень швидкості і рухливості електронів в GaAs, а також використання малих розмірів структур. До них відносяться, наприклад, польові транзистори на гетероструктурах із сегментованим легуванням (СЛПТ), біполярні транзистори (БГТ) із широкозонним емітером, транзистором з проникливою базою, вертикальні балістичні транзистори, прилади з плоско-легованими бар'єрами і транзистори на гарячих електронах, як елементної бази сучасних швидкодіючих ВІС.

В даній статті ми зупинимось варізонної технології формування структур як біполярних, так і польових транзисторів, які стануть основою сучасних швидкодіючих ВІС.

Стаття постуила до редакції 23.10.2014; прийнята до друку 15.12.2014.

I. Біполярні варізонні гетеротранзистори

Ідею використання біполярних гетеротранзисторів (БГТ) вперше висловив Шоттк, а в подальшому була розвинута Кремером. І сьогоднішня теорія, яка описує ряд БГТ із широкозонним варізонним емітером, саме основана на роботі Кремера [1, 2, 3]. Принцип дії транзистора простіше всього зрозуміти, розглянувши всі компоненти струму, що пробігають через прилад, як це показано на рис. 1,а.

Струм емітера I_e , бази I_b та колектора I_k можна подати у вигляді:

$$I_e = I_{ne} + I_{pe} + I_{pene} \quad I_b = I_{ne} + I_{pen} + I_{гk} \quad (1)$$

$$I_k = I_{pe} + I_{pene} + I_{гk} + I_{pek}$$

де I_{ne} – струм електронів, інжектований із емітера в базу; I_{pe} – струм дірок, інжектований в емітер; I_{pene} – струм рекомбінації електронів і дірок, зумовлений рекомбінацією носіїв заряду в прямозмщеному переході емітер-база; I_{pek} – струм, зумовлений рекомбінацією носіїв заряду в пасивних областях бази (поза збідненою областю емітерного переходу); $I_{гk}$ – генераційний струм в оберненозмщеному переході колектор-бази. Тоді коефіцієнт підсилення за струмом β в схемі із загальним емітером

визначається згідно виразу:

$$\beta = \frac{I_k}{I_b} = \frac{I_{ne} - I_{pek} + I_{гk}}{I_{pe} + I_{pene} + I_{pek} - I_{гk}} < \beta_{max} \quad (2)$$

де $\beta_{max} = \frac{I_{ne}}{I_{pe}}$ – верхня межа підсилення, що

визначається ефективністю інжекції емітера: $\gamma = \frac{I_{ne}}{I_e}$.

В рамках елементарної дифузійної теорії транзистора з гомпереходом отримуємо вираз:

$$\beta_{max} = \frac{D_n N_{de} X_e}{D_p N_{Ab} X_b} \quad (3)$$

де X_e і X_b – ширини емітера і бази; N_{de} і N_{Ab} – концентрації домішок в них; D_n і D_p – коефіцієнти дифузії електронів і дірок. Як було вказано Кремером більш точний вираз для β_{max} має вигляд:

$$\beta_{max} = \frac{N_{de} V_{n0}}{N_{Ab} V_{pe}} \quad (4)$$

де V_{n0} і V_{pe} – ефективні швидкості електронів в базі і дірок в емітері, що визначають дифузійну і дрейфову складові.

В БГТ ширина забороненої зони емітера більша, ніж ширина забороненої зони бази. Якщо в цьому випадку прийняти, що різниця значень ширини заборонених зон співпадає за величиною з розривом валентної зони ΔE_g , то зонна діаграма БГТ бути мати вигляд, поданий на рис. 1,б. В цьому випадку вираз для β_{max} в транзисторі із варізонним емітером прийме вигляд, що описується виразом:

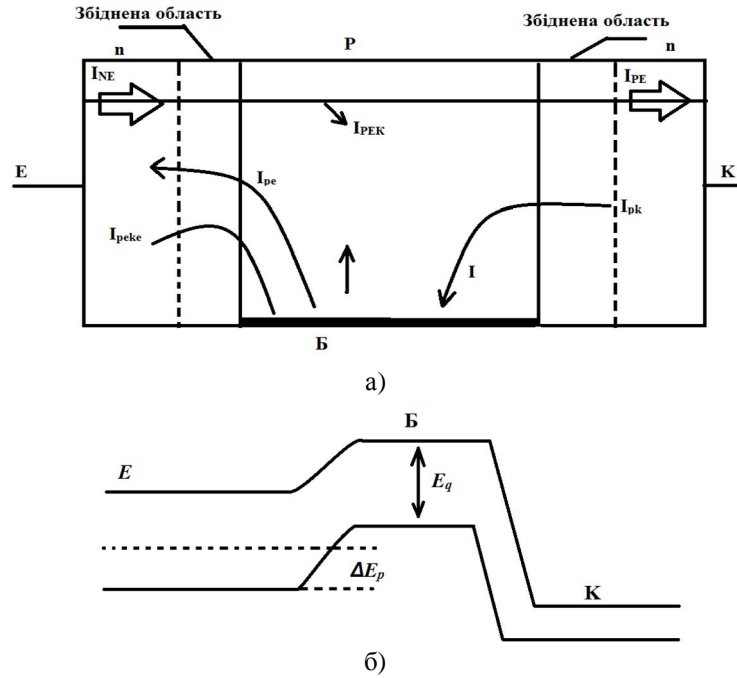


Рис. 1. Структурні складові струму в біполярному транзисторі а); енергетична зонна діаграма БГТ б).

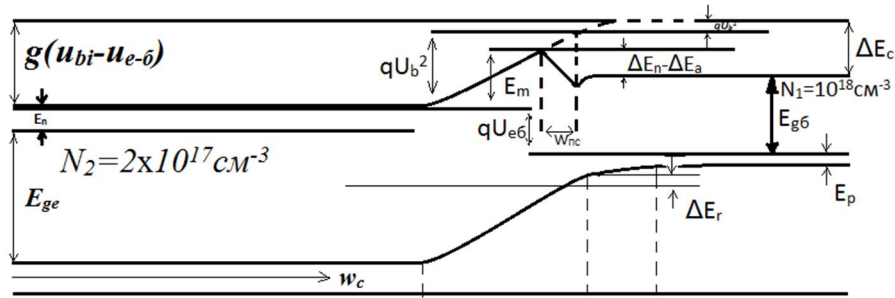


Рис. 2. Зонна діаграма БГТ з варізонним переходом емітер-база.

$$\beta_{max} = \frac{N_{De}V_{n\delta}}{N_{A\delta}V_{pe}} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (5)$$

Таким чином, високі значення β_{max} можуть бути досягнуті при $N_{De} < N_{A\delta}$ тобто коли база є більш легваною, ніж емітер.

Реально зонна діаграма гетеропереходу в цьому випадку має вигляд зображений на рис.2.

Тобто формулу (5) можна подати у вигляді: $\beta_{max} = \frac{N_{De}V_{n\delta}}{N_{A\delta}V_{pe}} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$ де $\Delta E_r = \Delta E_g - \Delta E_c$, що дещо знижує різкість р-п - переходу, що мало впливає на величину β_{max} . Це зв'язано з тим, що в гетероструктурі зі спіном електрони інжектуються в базу з дуже високою енергією порядку 10^5 м/с. Через те що в GaAs, є переважаючим полярне оптичне розсіювання, яке має неперервний характер, то електрони можуть пролітати базу з дуже високою швидкістю. Саме Кремер назвав пік потенціала в зоні провідності піком захисту балістичних електронів. Тут слід зауважити, що величину піку можна зменшувати, змінюючи склад широкозонного емітера поблизу межі гетеропереходу+. Це дозволяє нам аргументувати, що ефективність емітера може

бути для варі зонного БГТ сильно збільшеною, а коефіцієнт підсилення β в цьому випадку буде обмеженим тільки рекомбінаційним струмом:

$$\beta = \frac{I_{ne}}{I_{rq} + I_{mr}} \quad (5)$$

та досягає декількох тисяч і більше при умові, що межа гетеропереходу не буде містити дефектів, а струм $I_{рек}$ є малий. Це значить, що цей струм можна регулювати гетерною технологією, яка була розроблена для кремнієвих приладів і ІС. Нами було розроблено кілька комп'ютерних моделей БГТ, які дозволяють проаналізувати їх параметри - це: 1) термоелектронно-дифузійна модель БГТ з різким переходом емітер-база; 2) термоелектронно-дифузійна –польова модель. Зупинимось коротко на їх особливостях.

1) Термоелектронно-дифузійна модель з різким переходом е-б. Зонна діаграма переходу емітер-база БГТ з n-p-n структурою представлено на рис.2. Як уже вказувалось вище, розрив дна зони провідності призводить до утворення потенціального бар'єру, що запобігає інжекції електронів в базу. Тому перенос електронів через такий бар'єр можна описати за

допомогою термоелектронної емісії. Проте у всіх інших областях решти структури при низькому рівні інжекції вже підходить звичайна дифузійна модель.

В збідненому шарі, де повний струм значно менший як дрейфовий, так і дифузійної компоненти, тобто це дві компоненти приблизно компенсують одне одного, а квазірівні Фермі електронів і дірок є приблизно постійними, за виключенням області, що безпосередньо примикає до межі гетеропереходу. При відхиленні від квазірівноваги область напівпровідника n-типу, в якій вже квазірівень змінюється, зростає. Якщо квазірівні Фермі, як вказувалось вище, постійні в межах шару, то концентрація електронів на межі об'єднаних областей і поблизу так званого плаваючого переходу можуть бути зв'язані з бальцманівськими співмножниками. Для різного гетеропереходу густина струму електронів через межу між двома матеріалами можна знайти як різницю струмів, що течуть в двох протилежних напрямках згідно виразу:

$$I_n(X_j) - q \frac{V_n}{4} [n(X_j^-) - n(X_j^+) \exp(-\Delta E_c / kT)] \quad (6')$$

де ΔE_c - розрив зони провідності на межі гетеропереходу і $V_n = \left(\frac{8kT}{\pi m_n}\right)^{\frac{1}{2}}$ - середня теплова швидкість електронів, m_n -ефективна маса електронів в емітері, а $n(X_j^-)$ та $n(X_j^+)$ - концентрації електронів по різні сторони від межі гетеропереходу. Концентрацію електронів в рівнянні (6) можна

виразити через їх концентрацію на межі області просторового заряду X_1 і X_2 :

$$n(X_j^-) = n(X_2) \exp\left(-\frac{gU_b^{(2)}}{kt}\right)$$

$$n(X_j^+) = n(X_1) \exp\left(\frac{gU_b^{(1)}}{kt}\right) \quad (6'')$$

де $U_b^{(1)} = (U_{bi} - U_{e-\delta})\zeta$, $U_b^{(2)} = (U_{bi} - U_{e-\delta})(1 - \zeta)$, $\zeta = \frac{N_2 \varepsilon_2}{N_1 \varepsilon_1 + N_2 \varepsilon_2}$; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - значення діелектричної проникності, N_1, N_2 - концентрація домішок в базі і емітері, U_{bi} -вмонтований потенціал, $U_{e-\delta}$ - пряма напруга зміщення емітерного переходу. Густина струму, що описується виразом (6) повинна бути рівна густині струму, обумовленого дифузиею $I_n(X_1)$ на межі області просторового заряду X_1 в базі (рис.2):

$$I_n(X_1) = \frac{qD_m}{L_1} \frac{[n(X_1) - n_1] \operatorname{ch}\left(\frac{w_6}{L_1}\right) - [n(X_2) - n_1]}{\operatorname{sh}\left(\frac{w_6}{L_1}\right)} \quad (6''')$$

де n_1, D_m і L_1 - рівноважна концентрація, коефіцієнт дифузії і дифузійна довжина електронів в базі відповідно, w_6 - ширина бази.

Так як струм, що визначений (6) та (6'') повинні бути рівними, то їх можна прирівняти і отримати рівняння для надлишкової концентрації носіїв заряду на межі збідненого шару емітера, а саме $n(X_1) - n_1$ Тобто:

$$n(X_1) - n_1 = \left(\frac{1}{R_n}\right) \left\{ \xi_n \exp\left(-\frac{\Delta E_n}{kT}\right) [n(X_3) - n_1] n(X_2) \exp\left[-gU_{bi} + gU_{e-\delta} + \frac{\Delta E_c}{kT} - R_1\right] \right\}$$

$$\text{де } \xi_n = \frac{4D_{n1}}{v_n L_1 \operatorname{sh}\left(\frac{w_6}{L_1}\right)},$$

$$R_n = 1 + \xi_n \operatorname{ch}\left(\frac{w_6}{L_1}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E_n}{kT}\right) \quad (6''')$$

$$\Delta E_n = gU_b^{(1)} - \Delta E_c$$

Підставляючи (6''') в (6'') і враховуючи співвідношення

$$n = n_2 \exp\left[\frac{(\Delta E_c - gU_{bi})}{kT}\right]$$

$$n(X_3) = n_1 \exp\left(-g\frac{U_{n-\delta}}{kT}\right)$$

Отримаємо вираз для густини електронного струму еітера:

$$I_n(X_1) = -\frac{I_{ne}}{R_n} \left\{ \left[\exp\left(\frac{qU_{e-\delta}}{kT}\right) - 1 \right] \operatorname{ch}\left(\frac{w_6}{L_1}\right) - \left[\exp\left(-\frac{qU_{k-\delta}}{kT}\right) - 1 \right] \right\}$$

$$\text{де } I_{ne} = gD_{n1}R_1 / [L_1 \operatorname{sh}\left(\frac{w_6}{4}\right)].$$

Тут n_1 - рівноважна концентрація електронів в емітері, $U_{k-\delta}$ - зворотня напруга колектор-база.

Аналогічні міркування приводять нас до наступного виразу вже для діркової складової густини струму.

$$I_\xi(X_2) = -\frac{I_{pe}}{R_p} \left\{ \left[\exp\left(\frac{qU_{e-\delta}}{kT}\right) - 1 \right] \operatorname{ch}\left(\frac{w_6}{L_2}\right) \right\} \quad (7)$$

$$\text{де } I_{pe} = gD_{p2}p_2 / [L_2 \operatorname{sh}\left(\frac{w_6}{L_2}\right)], R_p =$$

$$1 + \xi_p \operatorname{ch}\left(\frac{w_6}{L_2}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E_p}{kT}\right), \Delta E_p = gU_b^{(2)}, \xi_p =$$

$\frac{L_1 D_{p2}}{[v_p L_2 \operatorname{ch}\left(\frac{w_6}{L_2}\right)]}$, L_2 і D_{p2} - дифузійна довжина і коефіцієнт дифузії дірок в емітері, p_2 -рівноважна концентрація дірок в емітері, v_p - середня теплова швидкість дірок. Тепер електронна компонента емітерного струму отримується підставленням величини $[n(X_2) - n_1]$ в рівнянні (6''') в наступний вираз, який визначений з використанням дифузійної моделі в області бази:

$$I_n(X_3) = -\frac{I_{ne}}{n_1} \left\{ [n(X_1) - n_1] - [n(X_3) - n_1] \operatorname{ch}\left(\frac{w_6}{L_1}\right) \right\} \quad (7')$$

Підстановка цього виразу дає формулу для густини колекторного струму

$$I_n^{(k)} = \frac{-I_{ne}}{R_n \{ [\exp(\frac{gU_{e-\delta}}{kT}) - 1] - [\exp(-\frac{gU_{k-\delta}}{kT} - 1)] [ch(\frac{w_\delta}{L_1}) + \xi_n sh^2(\frac{w_\delta}{L_1}) \exp(-\frac{\Delta E_n}{kT})] \}} \quad (7'')$$

Відповідно вираз для діркової компоненти густини колекторного струму виразу, що визначається звичайною дифузійною моделлю біполярного транзистора:

$$I_p^{(k)} = +I_{pk}/ch(\frac{w_k}{L_3}) [\exp(-\frac{gU_{k-\delta}}{kT} - 1)] \quad (7''')$$

де w_k - товщина нейтральної частини колектора, aL_3 - дифузійна довжина дірок в колекторі.

Оскільки одна із переваг БГТ – це можливість легування бази до оптимального значення для досягнення рівня без погіршення його параметрів і концентрація домішок в базі повинна бути більшою,

або принаймі на рівні з концентрацією домішки в емітері. В результаті у такого БГТ концентрація інжекуючих в базу електронів є меншою концентрації основних носіїв заряду (дірок). Тому можна вважати

$$n_2(X_2) \cong n_2, p(X_1) \cong p_1$$

Обчисливши струмові компоненти на кожному із р-п-переходів БГТ, можна переписати рівняння для струмів емітера і колектора у формі рівнянь Еберса-Молла для звичайних транзисторів.

$$I_e = A_{11} [\exp(\frac{gU_{e-\delta}}{kT}) - 1] + A_{12} [\exp(-\frac{gU_{k-\delta}}{kT} - 1)] - I_{pek}^e \quad (8)$$

$$I_n = A_{21} [\exp(\frac{gU_{e-\delta}}{kT}) - 1] + A_{22} [\exp(-\frac{gU_{k-\delta}}{kT} - 1)]$$

$$\text{де } A_{11} = -[\frac{I_{ne}}{R_n ch(\frac{w_\delta}{L_1})} + (-I_{pe}/R_p ch(\frac{w_\delta}{L_2}))], A_{22} = \{ [\frac{I_{ne}}{R_n} [ch(\frac{w_\delta}{L_1}) + \xi_n ch^2(\frac{w_\delta}{L_2}) \exp(\frac{\Delta E_n}{kT})] + I_{pk} ch(\frac{w_k}{L_3}) \},$$

$A_{12} = A_{21} = I_{ne}/R_n$, I_{pek}^e - густина рекомбінаційного струму в області просторового заряду переходу емітер-база.

Тоді коефіцієнт підсилення струму в схемі із загальним емітером буде визначатись як :

$$\beta = [ch(\frac{w_\delta}{L_1}) - 1 + \frac{R_n I_{pe}}{R_p I_{ne}} ch(\frac{w_e}{L_2}) + \frac{I_{pek}^e R_n}{I_{ne} \exp(\frac{gU_{e-\delta}}{kT})}]^{-1} \quad (8')$$

В той же час, згідно традиційній дифузійній теорії біполярного гомо-транзистора, отримаємо наступний вираз для тієї ж величини β :

$$\beta = [ch(\frac{w_\delta}{L_1}) - 1 + \frac{I_{pe}}{I_{ne}} ch(\frac{w_e}{L_2}) + \frac{I_{pek}^e}{I_{ne} \exp(\frac{gU_{e-\delta}}{kT})}]^{-1} \quad (8'')$$

Порівнюючи ці два вирази, можна відмітити різницю між двома моделями, яка визначається множинами R_n і R_p . Коли $\Delta E_n \gg kT$ і $\Delta E_p \gg kT$, результати, отримані за цими двома моделями, співпадають. А коли $\Delta E_n < 0$ висота піка потенціала на межі гетеропереходу виявляється є величина зони провідності E_c в нейтральній базі. Запишемо вираз для ΔE_n : $\Delta E_n = g(U_{bi} - U_{e-\delta})\xi - E_c$, з якого видно, що ΔE_n стає від'ємним при прямому зміщенні

переходу емітер-база. Відповідно струм інжекцій електронів, виявляється суттєво менший величини, отриманої у відповідності з дифузійною теорією. В цей ж час $\Delta E_p \gg kT$ зазвичай виконується в БГТ при всіх напругах зміщення переходу. Для типових транзисторів справедливі наступні співвідношення :

$$L_1 \gg w_\delta, L_2 \gg w_e \text{ і } \Delta E_p \gg kT$$

і формулу для коефіцієнта підсилення β БГТ можна дещо спростити, бо при виконанні цих нерівностей, можна записати наступне :

$$R_n = 1 + \left(\frac{\xi D_{n1}}{v_n w_\delta}\right) \exp(-\frac{\Delta E_n}{kT})$$

І при використанні виразу для I_{pek}^e через діод ний коефіцієнт m :

$$I_{pek}^e = I_{pek} \exp(\frac{gU_{e-\delta}}{m kT})$$

отримаємо кінцевий вираз для β БГТ при $\Delta E_n \gg kT$:

$$\beta = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{w_\delta}{L_1}\right)^2 + \left(\frac{I_{pe}}{I_{ne}^*}\right) \left(\frac{I_k}{I_{ne}^*}\right)^{\xi(1-\xi)} + \left(\frac{I_{pek}^e}{I_{ne}^*}\right) \left(\frac{I_k}{I_{ne}^*}\right)^{\xi_1/[m[1-\xi]-1]} \right]^{-1} \quad (8''')$$

$$\text{де } I_{ne}^* = \frac{q v_n n_1}{\xi \exp[\frac{gU_{bi}\xi - \Delta E_c}{kT}]}$$

Проведене моделювання коефіцієнта підсилення за струмом для БГТ для даної термоелектронно-дифузійно-польової (ТДПМ) і термоелектронно-дифузійної моделі (ТДМ) подане на графіка рис.3.

Результати, які подані на рис.3 показують, що коефіцієнт підсилення БГТ в режимі із загальним емітером для гетеропереходу є малим, бо інжекцію електронів обмежує потенціальний бар'єр (пік) на

межі гетеропереходу. Проте значення β , які розраховані з ТДМ, значно менші. Така різниця пояснюється зростанням тунельної компоненти струму поблизу вершини піка потенціал на межі переходу, в результаті чого зростає і підсилення струму. Ефект тунелювання в даному випадку аналогічний зменшенню висоти потенціального бар'єру для електронів. Для зменшення піка поблизу межі розділу необхідна плавна зміна концентрації напівпровідникового матеріалу емітера, тобто

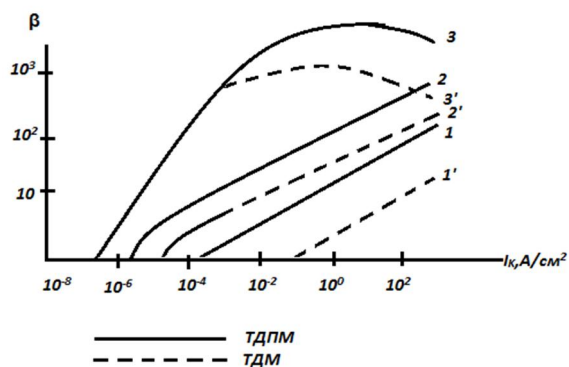


Рис. 3. Залежність коефіцієнта підсилення за струмом БГТ в схемі із загальним емітером від густини струму колекторного струму для різного гетеропереходу ($N_2 = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; (1i1') - $N_1 = 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; (2i2') - $N_1 = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; (3i3') - $N_2 = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Таблиця 1

№	Параметр	Позначення	Величина
1	Концентрація в емітері	N_e	$2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$
2	Ширина емітера	W_e	0,5 мкм
3	Ширина бази	W_b	0,1 мкм
4	Коеф. диф електронів	D_{n1}	$78 \text{ см}^2/\text{с}$
5	Коеф. диф дірок	D_{p1}	$9 \text{ см}^2/\text{с}$
6	Час життя електронів	τ	$2 \times 10^{-9} \text{ с}$
7	Множина I_{pek}	I_{pek}	$4 \times 10^{12} \text{ А/с}$
8	Діодний коефіцієнт	m	1,92

необхідно формувати варізонний емітер. Тому в наступному розділі розглянемо моделювання БГТ вже з певною зміною складу емітерної області (варізонний емітер) - шаром забороненої зони.

II. Термоелектронно-дифузійна модель БГТ з варізонним (плавним) емітер переходом

Якісний аналіз явищ в гетеропереході з варізонним емітером (шаром $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) поблизу межі гетеропереходу дане в роботі [1]. Ми провели комп'ютерне моделювання даної моделі та запропонували технологію варізонного емітера. Енергетична діаграма переходу емітер-база із варізонним емітером подано на рис.3 неперервною лінією. Тут вважається, що склад $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_n$. Тобто значення x в емітерній області змінюється лінійно по товщині перехідного шару W_{PC} , причому на межі гетеропереходу $x = 0$. Як бачимо із рис.3, варізонна область емітера зменшує відемну величину ΔE_n . Для значень W_{PC} , що має практичну зацікавленість, пік потенціалу залишився гострим. Тому теорію термоелектронної емісії застосувати вже неможна. Таким чином, єдину зміну, яку необхідно внести в

теорію ТДМ – не замінити ΔE_n на нове значення варізонного емітера :

$$\Delta E_n = gU_{bi} - gU_{e-\delta} - \Delta E_c - E_m$$

де $E_m = \frac{g^2 N_2}{2 \epsilon_n} (X_D - w_{ne})^2$, ця формула справедлива, коли товщина варізонного шару є менша ширини забороненої області в емітері, тобто повинна виконуватись умова

$$\frac{dE_c}{dx} |_{x = -w_{PC}} > 0, \quad \text{то } E_m = 0$$

Тоді можна знайти густину струму колектора I_n та β за виразами :

$$\beta = \left[\frac{1}{2} \frac{w_b^2}{L_1^2} + \left(\frac{I_{pe}}{I_k} \right) \exp\left(\frac{gU_{e-\delta}}{kT}\right) + \left(\frac{I_{pek}}{I_k} \right) \exp\left(\frac{gU_{e-\delta}}{m kT}\right) \right]^{-1} \quad (9)$$

$$I_n = \left(\frac{I_{pe}}{R_n} \right) \exp\left(\frac{gU_{e-\delta}}{kT}\right)$$

Залежності густини струму колектора I_k від напруги $U_{e-\delta}$ при різних значеннях w_{PC} , що промодульовані на основі рівняння (9) подані на рис. 4. Тут слід зауважити сильне зростання колекторного струму із збільшенням w_{PC} .

Для великих товщин $w_{PC} \geq 30 \text{ нм}$ струм близький

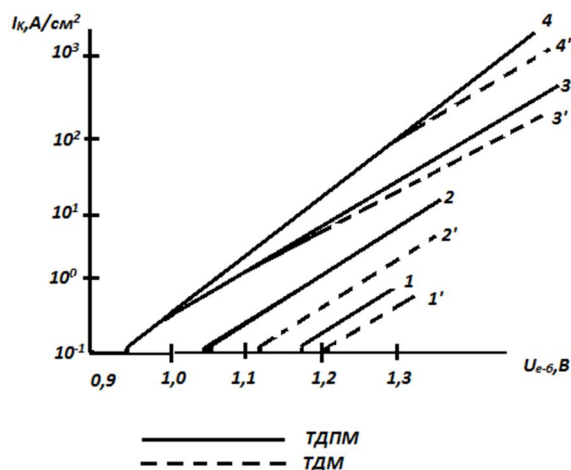
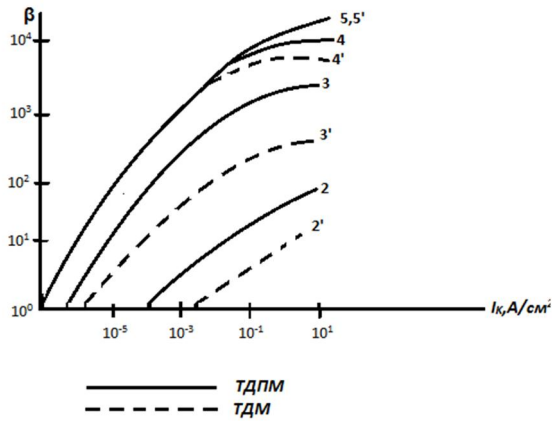


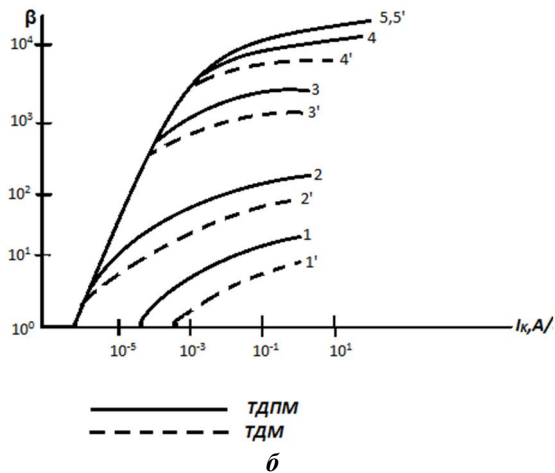
Рис. 4. Залежність густини колекторного струму від напруги $U_{e-\delta}$ і різної товщини варізонного шару ($N_1 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $N_2 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $w_{PC} = 5 \text{ нм}$ (1,1) $w_{PC} = 10 \text{ нм}$ (2,2); $w_{PC} = 20 \text{ нм}$ (3,3)).

до величин отриманих з термоелектронно-дифузійного моделювання. Також було проведено комп'ютерне моделювання коефіцієнта підсилення за струмом β для схеми із загальним емітером для різних значень концентрації в емітері: а) $N_1 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ б) $N_1 = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5, а, б). На важливу роль варізонного шару вказує різне збільшення β з ростом w_{PC} (рис. 5, а, б).

Як бачимо варізонний емітер дозволяє формувати супер-бета-транзистори на арсеніді галію. А така технологія, що може формувати більш леговану базу, ніж емітер може здійснитись тільки багатозарядною імплантацією, а епітаксійні шари потребують низько-температурної технології епіросту в реакторах електронно-циклотронного резонансу. Низький рівень рекомбінаційних процесів забезпечує гетерна



а



б

Рис. 5. Залежність коефіцієнта підсилення зс струмом в схемі із загальним емітером β від густини колекторного струму I_k при різній товщині варізонного шару: а) $N_1=10^{18}\text{см}^{-3}$; б) $N_1=4 \times 10^{17}\text{см}^{-3}$; 1,1' – $w_{PC} = 0$; 2,2' – $w_{PC} = 5\text{нм}$; 3,3' – $w_{PC} = 10\text{нм}$; 4,4' – $w_{PC} = 20\text{нм}$; 5,5' – $w_{PC} = 30\text{нм}$.

технологія в GaAs .

III. Термоелектронно-дифузійно-польова модель. Перевагиварізонних БГТ

При врахуванні тунелювання електронів (яке визначається розмірами скачка в зоні провідності ΔE_c), то формулу для електричного струму можна подати у вигляді :

$$I_n(X_j) = -\frac{v_n}{L_1} [n(X_j^-) - n(X_j^+)] \exp\left(\frac{\Delta E_c}{kT}\right) \gamma_n(10)$$

де $\gamma_n = 1 + \exp\left(\frac{E_m}{kT}\right) 1/kT \int_{E^*}^{E_m} D\left(\frac{E_x}{E_m}\right) \exp\left(\frac{E_x}{kT}\right) dE_x$ ефективність бар'єра, а $D\left(\frac{E_x}{E_m}\right)$ – проникливість бар'єра.

Цей вираз справедливий тільки при $\frac{dE_c}{dx} |_{x = -w_{PC}} < 0$

Якщо ця нерівність не виконується, то необхідно використовувати розглянуте нами вище дифузійну модель. Проте, як показали експериментальні досягнення, ця умова виконується. І порівнявши (10)

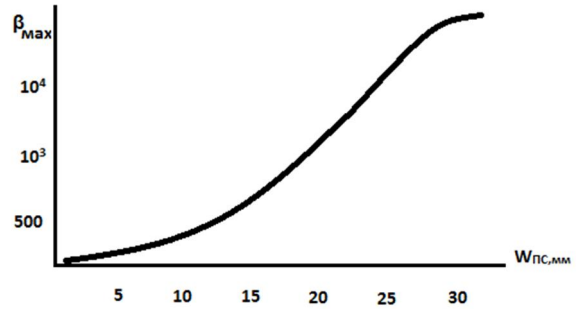


Рис. 6. Залежність β_{max} в схемі із загальним емітером від товщини варізонного шару ($N_1 = 10^{18}\text{см}^{-3}$; $N_2 = 2 \times 10^{17}\text{см}^{-3}$).

з (7') показує що у випадку різного гетеропереходу тунелювання приводить до зростання $\beta_{max}(I_k)_{max}$ майже на порядок. Таким чином в БГТ тунельні ефекти відіграють дуже важливу роль при формуванні супер β -транзисторів, коли $\beta_{max} \geq 10^4$.

Залежність максимального коефіцієнта підсилення по струму від товщини варізонного шару і її порівняння з експериментальними даними представлено на рис. 6. І у відповідності з даною польовою теорією після того, як товщина варізонного шару порівнюється з шириною збідненої області, коефіцієнт β_{max} перестав зростати. В залежності від концен-трації в емітері це відповідає величині $w_{PC} = 35 - 40 \text{ нм}$. Тому важливо техно-логічно контролювати цю величину, використовуючи технологічну САПР .

Тепер розглянемо досягнуті параметри БГТ. Як уже ми акцентували вище БГТ допускає більш гнучкіший підбір профілів легування емітера і бази, ніж гомоструктура. В цьому випадку для забезпечення профілей емітера і бази (тобто w_{PC}) коли відпрацьовані технології багатозарядної імплантації GaAs .

Сильне легування бази дозволяє зменшити його опір розтікання $\eta_{b'b}$ який є обернено пропорційний числу Гуммеля : $Q_6 = g \int_g^{w_b} N_{ab} dx$. Для круглої і прямокутної геометрії відповідно маємо :

$$\eta_{b'b} = \begin{cases} 1/(8\pi\mu_p Q_6) \\ 1/[12\left(\frac{h}{\mu_p Q_6}\right)] \end{cases}$$

Слабке легування емітера дозволяє зменшити ємність переходу емітер-база

$$C_{e-b} \cong A_e \left[\frac{g \epsilon N_{pe}}{2(U_{bi} - H)} \right]^{1/2},$$

а це є також фактором підвищення швидкодії.

Гранична частота підсилення по струму $f_\beta(f_t)$ визначається виразом

$$\frac{1}{2\pi f_t} = \tau_e + \tau_k + \tau_{k_{прил}} + \tau_{б_{прол}}$$

де $\tau_e = \eta_e (C_{e-b} - C_{De}) \cong \frac{\xi U_t}{I_e} C_{e-b}(0)$, де τ_e - час зарядження ємності емітера; $U_T = \frac{kT}{q}$, r_e - опір переходу емітера; C_{De} - дифузійна ємність переходу емітер-база. Як бачимо, зниження N_{De} призводить до

приводить до зменшення послідовного опору

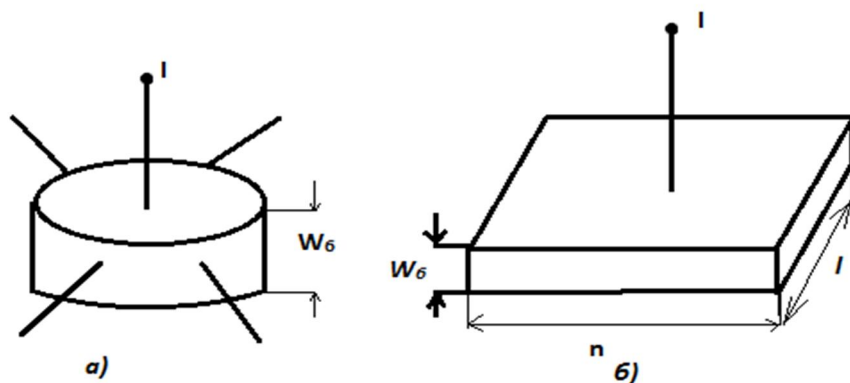


Рис. 7. Опір розтікання бази : а) кругла геометрія ; б) прямокутна геометрія.

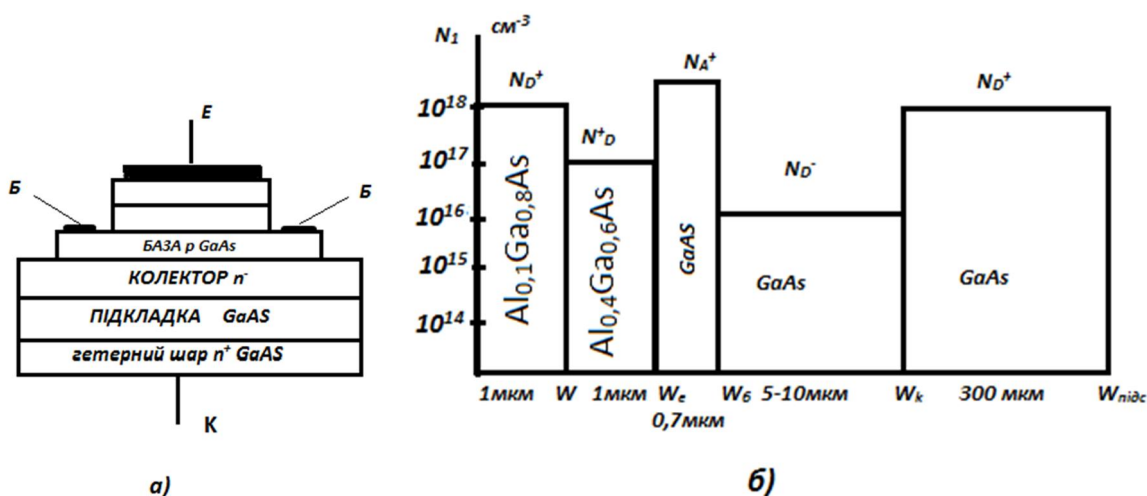


Рис. 8. Варізонний біполярний гетеротранзистор: а) структура; б) профіль легування.

зменшення τ_e і росту f_e .

Час затримки колекторної ємкості можна записати як $\tau_k = r_{kn} C_{k-б}$, де $C_{k-б}$ – ємність переходу колектор-база, а r_{kn} – послідовний опір колектора.

Збільшення легування приконтактної частини колектора дозволяє зменшити r_{kn} і відповідно τ_k . Цей же ефект досягається за рахунок зменшення ємності $C_{k-б}$ внаслідок зменшення концентрації домішок N_{Dk} в колекторі. Ефективний час прольоту бази рівний: $\tau_{бпрол} = \omega_б / v_{nб}$. Коли дрейфом неосновних носіїв заряду можна знехтувати, ефективна швидкість електронів визначається виразом: $v_{nб} = 2D_{nб} / \omega_б$, де $D_{nб}$ – коефіцієнт дифузії електронів в базі, $D_{nб} = \mu_n KT / q$. І на кінець $\tau_{нпрол} = X_k / v_s$, де X_k – збіднений шар колектора шириною X_k , а V_s – швидкість насичення.

Позитивний ефект, який впливає на параметри БГТ висока рухливість електронів в GaAs, полягає в зменшенні часу прольоту бази $\tau_{бпрол}$, а також

колектора.

До додаткових і важливих переваг БГТ з варізонним емітером відносяться також підвищена густина критичного струму, при якій проходять збільшення ефективної товщини активної бази (ефект Кірха). Ця густина струму є пропорційна рухливості електронів: $J_б = q \mu_{nk} N_{pk} \frac{U_{k-б}}{\omega_k}$.

Ще одним фактором, що визначає роботу варізонного БГТ необхідно врахувати витіснення емітерного струму (емітера), що збільшує потужність транзистора. Він стає важливим, коли густина емітерного струму перевищує величину $J_e = \frac{8}{e^2 D_{ps} Q_б \beta}$. Як впливає з цього виразу, вигідно перевищувати легування в базі, бо це призводить до зростання $Q_б$.

Схематичне зображення варізонної гетероструктури $Al_x Ga_{1-x} As - GaAs$ і профілі легування подані на рисунку 8.

Таблиця 2

Параметри епішаруварізонного БГТ

№	Епішар	Тип	Концентрація домішки, см ⁻³	Товщина, мкм
1	Верхній контактний	n ⁺ Al _{0,2} Ga _{0,8} As	3x10 ¹⁸	0,1-0,2
2	Емітерний	n-Al _{0,4} Ga _{0,6} As	2x10 ¹⁷	0,1
3	Базовий	p ⁺ -GaAs	1x10 ¹⁹	0,1
4	Колекторний	n-GaAs	5x10 ¹⁶	5-10
5	Буферний(гетерний)	n ⁺ -GaAs	3x10 ¹⁸	1,0
6	Підкладка GaAs	напівпрозорий GaAs	C ₂ -O ₂	350

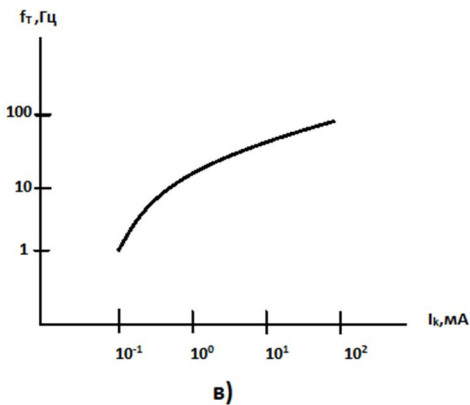
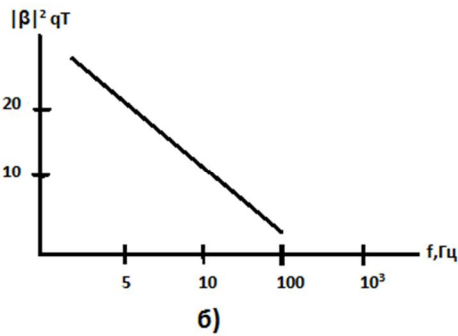
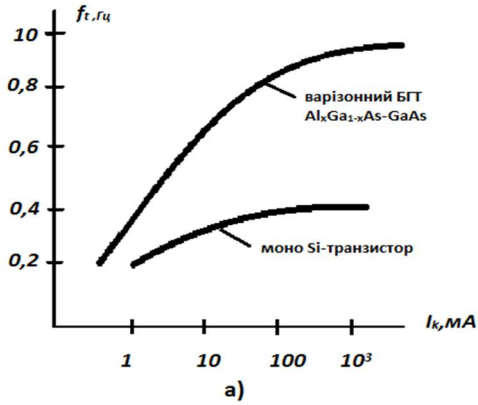


Рис.9. Залежності параметрів варі зонного гетеро транзистора: а) граничної частоти від струму колектора; б) коефіцієнта підсилення від частоти; в) граничної частоти від струму колектора.

Транзисторна варізоннагетероструктура вирощувалась методом НВγ-епітаксії, при чому відмінна якість матеріалу дозволяє досягати великих значень часу життя носіїв заряду, як 35 нс при $N_{A6} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і 3 нс при $N_{A6} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для зменшення опору омичного контакту

використовувався сильнолегований N^+ шар емітера $Al_xGa_{1-x}As$. Транзистор має такі параметри: $\beta = 3500$, $U_{прол} > 22 \text{ В}$, $f_c > 10 \text{ ГГц}$. Також було встановлено, що характерні часи, що визначають швидкодію транзистора були наступні: $c_k = 48 \text{ Пс}$, $c_{бпрол} = 30 \text{ Пс}$, $c_{кпрол} = 4,5 \text{ Пс}$. На рисунку 9, а порівнюються значення граничної частини варі зонного БГТ на $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$ ілюструє рис.9б. Як можна бачити, добуток ширини смуги на коефіцієнт підсилення досягає рівня 25 – 50 ГГц. Гранична частинна f_c зростає з ростом колекторного струму (рис.9,в) аж до значень 10^4 А/см^2 звичайно, в такому транзисторі відсутній як ефект Кірха, так і витіснення бази.

Параметри епітансійної структури варізонного транзистора подана в табл. 2. В даній технології формування варі зонних структур БГТ використовувався метод взривної літографії при формуванні металевих контактів. Базовий і колекторний шари заглиблювались за допомогою рідинного хімічного травлення або плазмохімічного травлення. Для створення омичних контактів до n- і р-областей використовувався відповідно сплав $AnGeNi$ і $CrAu$ з підшаром золота, яке осаджувалось із водневого розчину золото хлористоводневої пластини. Транзистор мав два емітерних пальця шириною 4,5 і довжиною 10 мкм. Площа переходу база-колектор складала 200 мкм, а поверхневий опір бази легованої – 1 Ом. Ізоляція приладів здійснювалась іонною імплантацією протонів або бору, що формували локальну ізоляцію.

Власний (внутрішній) опір емітера $2e = \frac{nkT}{qI_e}$ був рівний 3 – 4 Ом, а його послідовний опір – 5 Ом. Ємність переходу емітер-база була на рівні 0,6 – 1 Пф. Обчислена за даними значеннями величина $r_e = 5 - 5,5 \text{ пс}$. Зменшуючи r_e можна досягти $f_r \geq 1000 \text{ Гц}$. Тут слід зауважити, що верхня межа оцінки часу проекту електронів через базу складає $6,4 - 5,2 = 1,2 \text{ пс}$. А сума пролітного часу колектора і бази обчислена на основі звичайної дифузійної моделі при врахуванні швидкості насичення електронів $V_c = 1,5 \cdot 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ складала 2,5 Пс.

Такі швидкодіючі варі зонні БГТ можуть з успіхом використовуватися в арсенід галієвих інтегральних схемах, які мають ряд суттєвих переваг перед схемами на арсенід галієвих польових транзисторах із затвором Шотткі.

Висновки

1. Проведено комп'ютерний аналіз варізонних структур біполярного транзистора :

- термоелектронно – дифузійна – польова модель ТДПМ

- термоелектронно – дифузійна модель ТДМ

2. Показано , що зміна провідності бази більшої

за концентрацію емітера створює сегментивно леговані транзистори з високим коефіцієнтом підсилення ($> 10^4$).

3. Формування варізонних емітерів на основі структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ дозволяє отримувати супер β -транзистори з високою швидкістю для швидкозмішуваних ВІС.

- [1] Н. Kroemer, Proc RE. 45, 1535(1983).
- [2] Н. Kroemer, Proc (EEE, 70, 13 (1982).
- [3] Н. Kroemer, J.VacSciTechnol. B 1(2), 126 (1983).
- [4] D.Aakri, A.Ceavennec, C.Besombes, C.Courbet, Heliot, Appl. Phys-Lett. 816 (1982).
- [5] Jn. S.L., Fiselur R., Lyves W.G. J. Appl. Phys.
- [6] R.F.Karariyusov, S.Luryi, Appl. Phys-Lett.38,810(1981).
- [7] C.O.Bosler, G.D. Alleg, Proc (EEE, 70(1), 16(1982).
- [8] P.P.Gukberg, M.S.Shur, R.J. Fisher, H. MorRoc, EEE Trans. ElectronDevieres. ED-31(12), 1758 (1984).
- [9] M. Shur. Sovremennie pribori na arsenidegallija (Mir, Moskva, 1991).
- [10] S.P. Novosjadlij, Sub - i nanomikronna tehnologija formuvannja struktur VGP (Misto NV, Ivano-Frankivs'k, 2011).

S.P. Novosyadlyy, A.M. Bosats'kyy

Graded-Gap Technology Formatting of High-Speed GaAs – Transistor Structures as the Basis for Modern of Large Integrated Circuits

Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, 57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine

Reducing the size of silicon devices is accompanied by an increase in the effective rate of electrons, decrease transit time and the transition to a ballistic work. Power consumption is reduced too. Formation of large integrated circuits structures on Si-heterotransition reduces their frequency range and performance. Nowadays proposed several new types of devices and technologies forming of large integrated circuits structures that based on high speeds and mobility of electrons in GaAs, and small size structures. These include, for example, the heterostructure field-effect transistors on a segmented doping, bipolar transistors with wide-emitter, transistor with soulful base, vertical ballistic transistors, devices with flat-doped barriers and hot electron transistors as element base of modern high-speed large integrated circuits. In this article we consider graded-gap technology formatting as bipolar and field-effect transistors, which are the basis of modern high-speed of large integrated circuits structures.