

УДК 537.311.33

Гандзюк В.І.¹, студ.,
Павлюк С.П.¹, к.ф.-м.н., с.н.с.
Оберемок О.С.¹, к.ф.н., м.н.с.

V. I. Handziuk¹, stud.,
S. P. Pavljuk¹, Ph.D.
O. S. Oberemok¹, Ph.D.

Вплив польового розігріву на інжекційні ефекти в кремнієвих $n^+ - n - n^+$ структурах

The influence of field heating on injection effects in silicon $n^+ - n - n^+$ structures

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 03680, м. Київ, пр-т. Глушкова 4г, e-mail: gandziuk2009@gmail.com

¹ Taras Shevchenko National University of Kyiv, 03680, Kyiv, Glushkova st., 4g, e-mail: gandziuk2009@gmail.com

В роботі розглянуто вплив польового розігріву на інжекційні ефекти в кремнієвих $n^+ - n - n^+$ структурах. Показано, що за умов виникнення ТГД домену польовий розігрів носіїв заряду не є визначальним.

Ключові слова: інжекційні ефекти, польовий розігрів, вольт-амперна характеристика

The features of electron transport in semiconductor structures at non-uniform heating and presence of non-equilibrium electron-hole plasma are discussed. The influence of field heating on injection effects in silicon $n^+ - n - n^+$ structures, which are the most common used diffusion resistors in IC is studied. It is indicated that charge carriers are warm in electric field of thermal gradient-drift (THD) domain, which appears in a set of semiconductors described conditions. The dependence of gradient of relation of mobilities of charge carriers on temperature and electric field is analyzed. It is shown that THD domain occurs in silicon at significantly higher temperature and electric field than in germanium. It is also demonstrated that field heating of charge carriers is not determinant mechanism in conditions of THD domain appearance. Such influence is present, but it is much less significant than non-uniform thermal heating of the lattice.

Key Words: injection effects, field heating, cv-curve

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Скришевський В.А.

Дослідження інжекційних ефектів займає одне із центральних місць у фізиці напівпровідників. Це пояснюється тим, що інжекційні явища мають місце в багатьох напівпровідникових приладах, а виявлення нових інжекційних ефектів створює нові можливості для їх розробки.

Відомо, що в напівпровідниках з біполярною провідністю електричний струм утворюється електронами і дірками. Співвідношення між густиною електронного J_n та діркового J_p струмів можна характеризувати величиною:

$$\lambda = J_p / J, \quad (1)$$

де $J = J_n + J_p$.

Нехтуючи дифузійною складовою струмів J_n та J_p , можна отримати вираз:

$$\lambda = p / (bn + p), \quad (2)$$

де $b = \mu_n / \mu_p$, μ_n та μ_p - рухливості електронів та дірок відповідно, n та p - їх концентрації.

Якщо λ змінюється вздовж протікання струму, то в зразку з'являються нерівноважні заряди.

Добре відомі випадки, коли зміна λ утворена шляхом технологічної зміни концентрації електронів та дірок. Наприклад $p - n$ перехід, $n^+ - n$ перехід. Протікання струму крізь $p - n$ перехід призводить до біполярної інжекції або ексклюзії носіїв заряду, а через $n^+ - n$ перехід – до акумуляції або екстракції. З цих явищ найбільш відома інжекція.

Сильні інжекційні ефекти можуть виникати також через зміну b в результаті зміни рухливості носіїв заряду. Такі ефекти цікаві для досліджень з фізики напівпровідників та експериментальних досліджень. Розглянемо рівняння руху електронно-діркової плазми в напівпровіднику:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -V \frac{dp}{dx} + \frac{np}{q(bn + p)^2} j \frac{db}{dx} - \frac{p - p_0}{\tau}, \quad (3)$$

де $V = b(n_0 - p_0) / q(bn + p)^2$, t - час, q - заряд електрона, τ - час життя носіїв заряду.

Перший член в правій частині формули (3) описує звичайний амбіполярний дрейф, V - його швидкість. Другий член рівняння описує дрейф, що виникає за рахунок наявності градієнтів рухливостей зарядів. Третій член описує генераційно-рекомбінаційні процеси.

За стандартних умов, коли градієнти рухливості носіїв заряду відсутні або малі, другий і третій члени формули (3) значно менші від першого члена, і ними звичайно нехтують. Рух електронно-діркової плазми визначається першим членом.

Зміни рухливості найбільш просто можуть бути реалізовані за рахунок неоднорідного термічного розігріву і за рахунок польового розігріву в електричному полі.

Ефекти, пов'язані із неоднорідним термічним розігрівом для германію, були докладно описані в роботах [3, 4], а для кремнію – в роботах [5, 6]. Дослідження проводились на великих зразках, розміром порядку декількох сантиметрів. Ефекти, які виникають на зразках з мікронними розмірами, виготовленими за технологією КСДІ (кремній з діелектричною ізоляцією), досліджувались в роботах [7, 8].

В них виявлена нелінійність вольт-амперної характеристики та поява високопольової області

були пояснені виникненням неоднорідного термічного розігріву та формуванням термічного градієнтно-дрейфового (ТГД) домену. Розрахунки роботи [7] показали, що разом із значним неоднорідним термічним розігрівом і появою градієнту температури у зразку виникає сильне електричне поле, яке призводить до насичення дрейфової швидкості носіїв [2]. Відбувається польовий розігрів електронно-діркової плазми, який раніше не враховували.

Метою даної роботи є аналіз впливу польового розігріву на градієнт відношення рухливості носіїв заряду для різних напівпровідникових матеріалів.

Зміна b відбувається не тільки за рахунок розігріву ґратки, а і за рахунок польового розігріву носіїв заряду. Розглянемо його вплив на процес утворення ТГД домену.

Для значної частини реалізованого діапазону значень E електрони та дірки є теплими [2]. У цьому випадку:

$$\mu_n = \mu_{n0} (1 - \gamma_n E^2), \quad \mu_p = \mu_{p0} (1 - \gamma_p E^2), \quad (4)$$

де γ_n та γ_p - коефіцієнти неомічності.

$$\gamma_n = C_n T^{\delta_n}, \quad \gamma_p = C_p T^{\delta_p} \quad (5)$$

$$\frac{1}{b} \frac{db}{dx} = [(\alpha - \beta) + AE^2] \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} + 2(\gamma_p - \gamma_n) E \frac{dE}{dx}, \quad (6)$$

де $A = \gamma_p \delta_p - \gamma_n \delta_n$

Теоретичні розрахунки

Розрахунки будемо проводити для структури №2, довжиною 2.4 мкм, описаної в роботах [7, 8]. Експериментально розподіли температури та поля вздовж зразка в роботах [7, 8] поміряні не були через малі розміри структури але було вказане оціночне значення температури $T \approx 1350 K$ та поля $E \approx 4 \times 10^4$ В/см. Залежність температури – неоднорідна і має максимум, оскільки існує тепловідбір із приконтактних ділянок. Подібно поводить себе і розподіл поля, так як для забезпечення омичного контакту приконтактні ділянки сильно легуються, і відповідно поле у них буде слабким. Було також встановлено [8], що при утворенні високопольової області із частини структури шириною приблизно 1.5 мкм виходило випромінювання. Тому для розрахунків вибрано

залежності температури та поля, що відповідають розподілу Гауса із напівшириною піку 1.5 мкм та максимумами відповідно 1350 K – для температури та 40000 В/см – для поля. Також відомо, що максимумами розподілів зміщені один відносно одного по осі x за рахунок того, що один із контактів є запірним, а інший – анти запірним. Нормовані графіки залежностей температури та поля від координати наведено на рис. 1.

Для знаходження коефіцієнтів пропорційності у виразах (5) скористаємося даними таблиці 1. Отримані результати відображено в таблиці 2.

Промодельюємо вираз (6) відповідно до обраних параметрів. Розрахований розподіл величини $\frac{1}{b} \frac{db}{dx}$ за координатою представлено на рис. 2, а залежності від T та E показано на рис.3. Залежність виразу від координати є досить складною, а залежність від температури та поля

за певних значень параметрів змінює знак.

Проаналізуємо поведінку різних складових виразу (6). Графік залежності AE^2 та $(\alpha - \beta)$

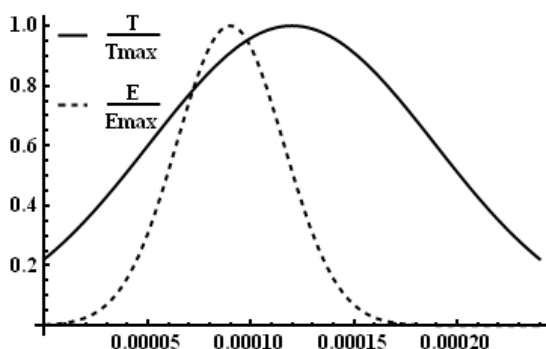


Рис.1 Розподіли температури та поля по структурі

Таблиця 1

Емпіричні параметри для розрахунків

Параметр	Кремній, Si	Германій, Ge
α	-2.6	-1.66
β	-2.3	-2.33
δ_n	-5.89	-4.27
δ_p	-3.25	-2.27
$\gamma_n, (T = 300K)$	4.9×10^{-8}	3×10^{-7}
$\gamma_p, (T = 300K)$	1.8×10^{-8}	2.1×10^{-7}

для кремнію наведено на рис.4, а для германію – на рис.7. Із отриманих залежностей видно, що за малих значень температури знак AE^2 в кремнії є протилежним від знаку $(\alpha - \beta)$ (рис.4).

Таблиця 2

Коефіцієнти пропорційності

Коефіцієнти	Кремній, Si	Германій, Ge
C_n	1.91×10^7	1.13×10^4
C_p	2.02	8.82×10^{-2}

Це перешкоджає утворенню домену. Але при досягненні певного значення температури ($T \approx 550 K$) вираз $A(T)$ змінює знак на протилежний (рис.6), таким чином сприяючи

формуванню домену. В германії спостерігається інша картина: за невеликих температур знак AE^2 співпадає зі знаком $(\alpha - \beta)$ (рис.7) що стимулює утворення ТГД домену при невеликих температурах і її градієнтах.. Тобто в кремнії теж можна спостерігати утворення високопольової області як і у германії, але при більших полях та температурах, що і спостерігалось на експерименті.

На рис. 5 зображено залежність $\frac{1}{b} \frac{db}{dx} = f(T, E)$ при $x = 1.25$ мкм (середина зразка). При досягненні певного значення x залежність змінює знак на протилежний. Але для будь-якого значення x залишається справедливим те, що при збільшенні температури вплив поля зменшується.

З отриманих даних видно, що за виникнення ТГД домену відповідає член з dT/dx в формулі (6). Раніше для спрощення другий доданок у цьому члені, який з'являється при врахуванні температурної залежності γ_n та γ_p не враховували. Розрахунки, проведені на основі даних [4], показують, що в германії при $T = 300^\circ C$ $A = 7 \times 10^{-7}$ см²/В² та має знак як у $(\alpha - \beta)$ (рис.6). Тому вклад доданку AE^2 в тій частині зразка, де він суттєвий, тільки підсилює ефекти і не змінює якісної інтерпретації результатів. Інша картина спостерігається у кремнії. В ньому при $T = 300K$ $A = 2 \times 10^{-7}$ см²/В² і знак його протилежний до знаку $(\alpha - \beta)$ (рис.6). Тому температурна залежність γ_n та γ_p послаблює описані ефекти. Але зі збільшенням температури величина A швидко зменшується ($\delta_n = -5.89$ $\delta_p = -3.25$) [1] і навіть змінює свій знак (рис.2). При достатньо сильному розігріві AE^2 стає менше $|\alpha - \beta|$ (рис.4) Домен в кремнії спостерігається за температур значно більших, ніж в германії. Це пов'язано із різними внесками члену з AE^2 у першому та другому випадках.

В зразку є ділянки, де член з dE/dx у виразі (6) перевищує член з dT/dx . Але розглянуті ефекти визначаються розігрівом ґратки, а якісного впливу на них польового розігріву не виявлено. Хоча в частині зразка член з dE/dx - великий, але в області максимуму напруженості поля, де формується домен, в силу умови $dE/dx \approx 0$, він завжди малий.

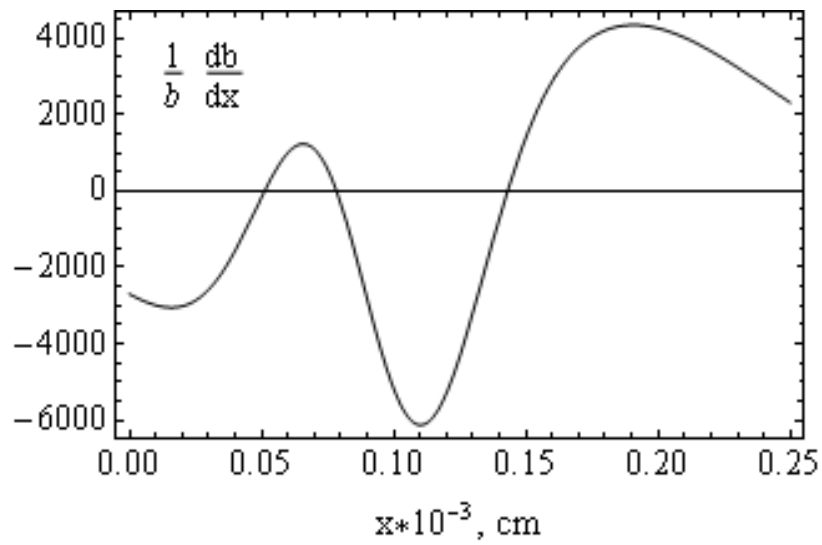


Рис. 2 Розрахований розподіл $\frac{1}{b} \frac{db}{dx}$, за координатою

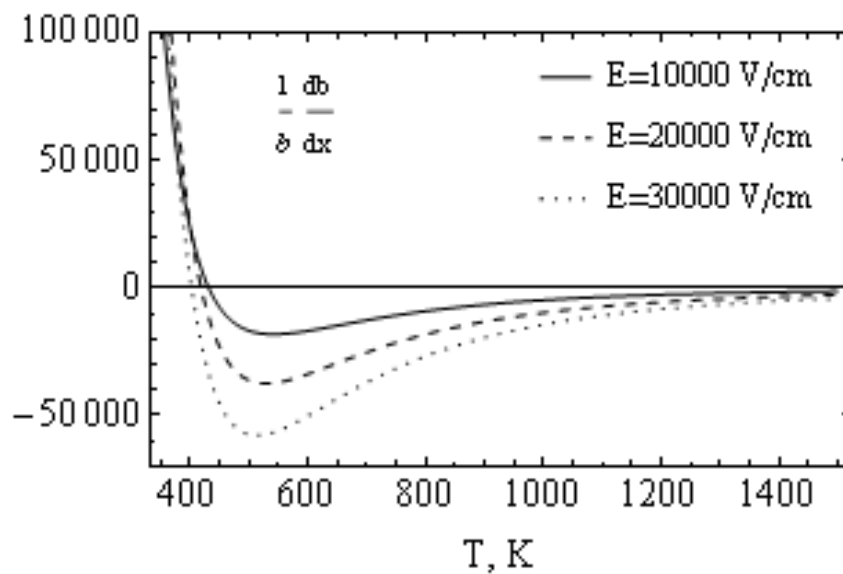


Рис.3 Розраховані залежності величини $\frac{1}{b} \frac{db}{dx}$ у центрі зразка від температури для декількох значень поля

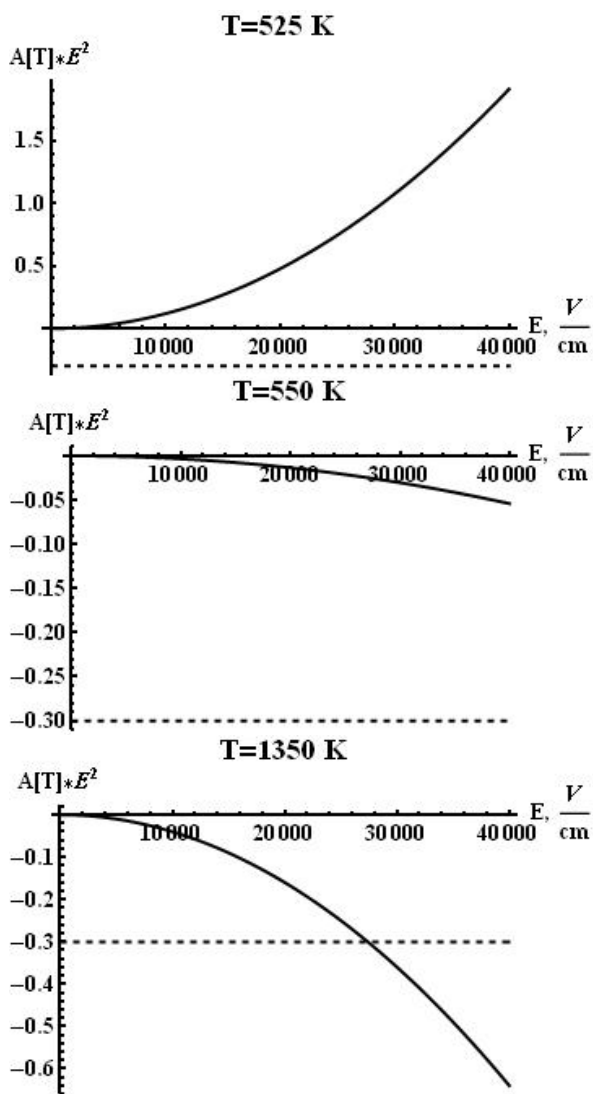


Рис.4 Залежність AE^2 та $(\alpha - \beta)$ для Si від прикладеного поля для різних температур

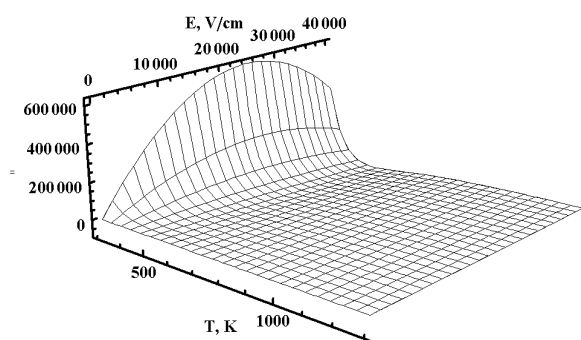


Рис. 5 Вигляд залежності $\frac{1}{b} \frac{db}{dx} = f(T, E)$,
 $x = 1.25 \text{ мкм}$

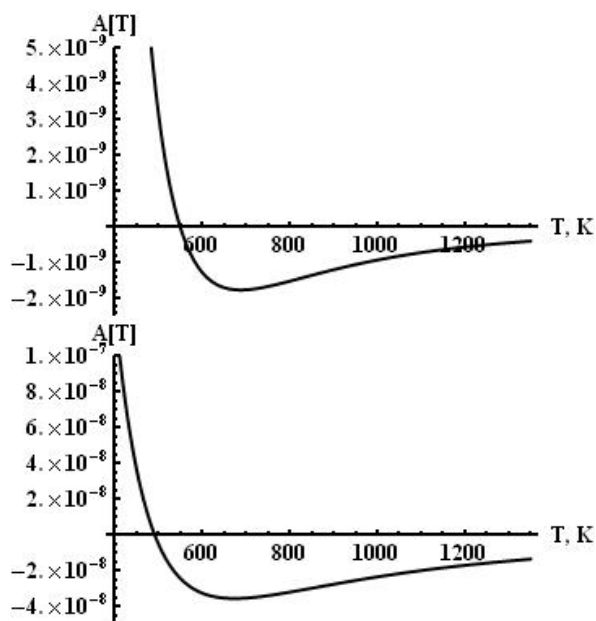


Рис.6 Залежність $A(T)$ для кремнію (зверху) та для германію (знизу)

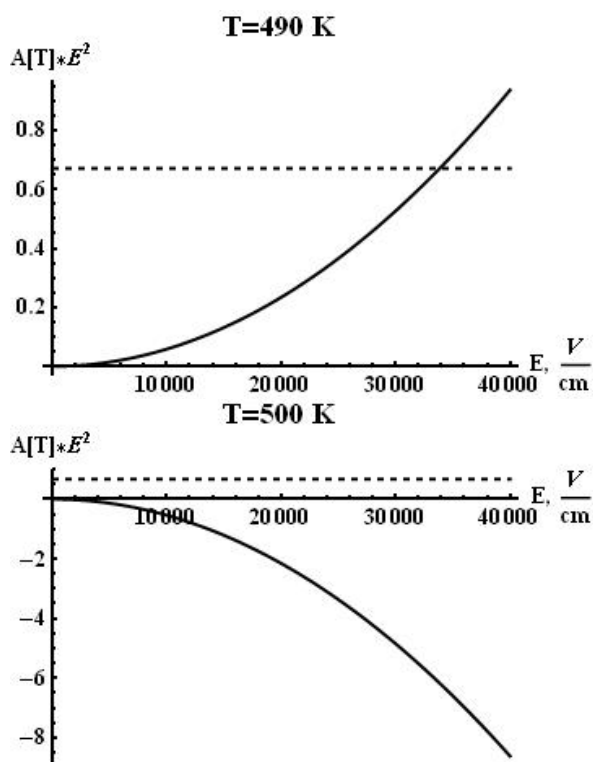


Рис.7 Залежність AE^2 та $(\alpha - \beta)$ для Ge від прикладеного поля для різних температур

Висновки

Вище сказане означає, що польовий розігрів не впливає на розподіл плазми по зразку. Такий

вплив існує, але він менш суттєвий, ніж зміна концентрації за рахунок неоднорідного розігріву ґратки.

Список використаних джерел

1. Зеєгер К. Физика полупроводников/ К. Зеєгер. – Москва: Мир, 1977 – 616 с.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов/ С. Зи (в 2-х книгах); *пер. с англ. Гергеля В.А., Ракитина В.В.* – Книга 1. – Москва: Мир. – 1981 – 456с.
3. Добровольский В.Н. Дрейф электронно-дырочной плазмы вызванный градиентами подвижностей носителей заряда / В.Н. Добровольский, С.П. Павлюк // Физика и техника полупроводников, **11** – 1977. – № 7. – с. 1377-1380.
4. Добровольский В.Н. Термический градиентно-дрейфовый домен в электронно-дырочной плазме германия / В.Н. Добровольский, С.П. Павлюк // Физика и техника полупроводников, **15** – 1981. – № 1. – с. 120-129.
5. Добровольский В.Н. Инжекционные эффекты в неоднородно разогретом кремнии / В.Н. Добровольский С.П. Павлюк, А.В. Романов // Физика и техника полупроводников, **15** – 1981. – № 2. – с. 411-414.
6. Коноваленко Л.Д. Полупроводниковые энерговиделяющие элементы / Л.Д. Коноваленко, Ф.В. Маркодей, // Фотоэлектроника, **12** – 2003. – с. 21-27.
7. Павлюк С.П. Исследования кремниевых диффузионных резисторов при протекании импульса тока большой мощности / С.П. Павлюк, В.В. Кушниренко, Г.К. Нинидзе, Л.Д. Коноваленко // Технология и конструирование в электронной аппаратуре, **5** – 2005. – № 59. – с. 23-26.
8. Гандзюк В.І. Інжекційні ефекти в кремнієвій симетричній $n^+ - n - n^+$ структурі при живленні в режимі генератора напруги / В.І. Гандзюк, С.П. Павлюк, О.С. Оберемок // Вісник Київського університету – Сер. фіз.-мат. науки. – 2014. – № 1. – с. 221-224.

References

1. ZEEGER, K. (1977) *Physics of semiconductors*. Moscow: Mir.
2. SZE, S. (1981) *Physics of semiconductor devices*. (1st book) Moscow: Mir
3. DOBROVOLSKY, V. & PAVLIUK, S. (1977) Dreyf elektronno-dyrochnoy plazmy vyzvanny gradiyentami podvizhnostey nositeley zaryada *Fizika i Tehnika Polyprovodnikov*. 11 (7). p.1377-1380.
4. DOBROVOLSKY, V. & PAVLIUK, S (1981) Termicheskiy gradiyentno-dreyfovyy domen v elektronno-dyrochnoy plazme germaniya *Fizika i Tehnika Polyprovodnikov*. 15 (1). p.120-129.
5. DOBROVOLSKY, V., PAVLIUK, S. & ROMANOV, A. (1981) Inzheksionnyye efekty v neodnorodno razogretom kremnii *Fizika i Tehnika Polyprovodnikov*. 15 (2). p.411-414.
6. KONOVALENKO, L. & MAKORDEY, F. et al. (2003) Poluprovodnikovyye energovidelyayushchiye elementy *Fotoelektronika*. 12. p.21-27.
7. PAVLIUK, S. & KUSHNIRENKO, V. et al. (2005) Issledovaniya kremniyevykh diffuzionnykh rezistorov pri protekaniy impuls'a toka bol'shoy moshchnosti *Tekhnologiya i konstruirovaniye v elektronnoy apparature*. 5 (59). p.23-26.
8. GANDZIUK, V. & PAVLIUK, S. (2014) Inzheksiyuni efekty v kremniyeviy symetrychniy $n^+ - n - n^+$ strukturi pry zhyvlenni v rezhymi heneratora napruhy *Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv Series Physics & Mathematics*. 1. p.221-224

Надійшла до редколегії 28.04.14