

СЕНСОРИ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН

PHYSICAL SENSORS

УДК 621.382

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198924>

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ПАРАМЕТРИ МАГНІТОЧУТЛИВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. І. Лепіх
Одеський національний університет імені І.І. Мечникова
e-mail: ndl_lepikh@onu.edu.ua

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ПАРАМЕТРИ МАГНІТОЧУТЛИВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. І. Лепіх

Анотація. Напівпровідникові магніточутливі транзисторні структури (МТС), як показали дослідження, можуть бути основою ефективних сенсорів магнітного поля, а також сенсорів інших фізичних величин. Однак практичне застосування таких сенсорів вимагає для забезпечення високих метрологічних характеристик дослідження впливу дестабілізуючих чинників на самі МТС. В числі основних таких чинників є температура. Дослідженню впливу на основні характеристики МТС температури зовнішнього середовища і присвячена дана робота.

Аналізуються механізми впливу температури на МТС, залежність їх характеристик, зокрема перетворювальних параметрів з позицій можливого використання в сенсорах.

Ключові слова: магніточутливі транзисторні структури, напівпровідник, температура, магнітне поле, сенсори

TEMPERATURE INFLUENCE ON THE MAGNETIC SENSITIVE TRANSISTOR STRUCTURES PARAMETERS

М. А. Glauberman, Ya. I. Lepikh

Abstract. Studies have shown that semiconductor magnetically sensitive transistor structures (MTS) can be the basis of effective magnetic field sensors, as well as sensors of the other physical quantities. However, such sensors practical application requires investigation of the destabilizing

factors influence on the MTS themselves to ensure high metrological characteristics. Temperature is among these main factors. The study of the environment temperature influence on the main MTS characteristics is the subject of this work.

The mechanisms of the temperature influence on the MTS, their characteristics dependences, in particular, the conversion parameters from the point of view of possible use in sensors, are analyzed.

Keywords: magnetosensitive transistor structures, semiconductor, temperature, magnetic field, sensors

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. И. Лепих

Анотация. Полупроводниковые магниточувствительные транзисторные структуры (МТС), как показали исследования, могут быть основой эффективных сенсоров магнитного поля, а также сенсоров других физических величин. Однако практическое применение таких сенсоров требует для обеспечения высоких метрологических характеристик исследования влияния дестабилизирующих факторов на сами МТС. В числе таких основных факторов является температура. Исследованию влияния на основные характеристики МТС температуры внешней среды и посвящена данная работа.

Анализируются механизмы влияния температуры на МТС, зависимость их характеристик, в частности преобразовательных параметров с позиций возможного использования в сенсорах.

Ключевые слова: магниточувствительные транзисторные структуры, полупроводник, температура, магнитное поле, сенсоры

Вступ

Як відомо, магніточутливі транзисторні структури (МТС), можуть використовуватися як основа для створення сенсорів магнітного поля. Водночас відомо, що характеристики таких сенсорів значною мірою залежать від дестабілізуючого впливу на МТС зовнішніх чинників, а також від їх конструктивно-технологічних рішень [1-3]. Найбільш вагомим впливом на характеристики МТС і, відповідно, на характеристики сенсорів є температура. Вплив її настільки помітний, що залежність параметрів МТС від неї можуть бути використаними для сенсорів інших фізичних величин. Дослідженню впливу температури на характеристики МТС присвячено ряд робіт [4-8]. Однак вони носять несистемний характер і різняться певними відмінностями результатів і не завжди мають достатнє порівняння з теорією і

пояснення природи та механізмів температурного впливу. В даній роботі ставиться задача послідовного і системного вивчення означених питань з метою більш повного знання про вплив температури на характеристики МТС.

Основні електрофізичні параметри (ЕФП) МТС можна представити функціями виду

$$\alpha = f[\theta, (b/L)^2, g(a/E_0, T)]; \quad (1)$$

$$S_R = \psi[\theta, b, \mu, \tau, E_0, T]. \quad (2)$$

Серед визначальних величин в записаних виразах можна виділити принципово незмінні в часі (α, b, θ) і здатні до такої зміни під дією зовнішніх чинників (E_0, μ, τ, T).

Головний інтерес представляє неконтрольований вплив зовнішніх чинників, оскільки обумовлена ними нестабільність параметрів МТС обмежує можливості підвищення роздільної здатності по магнітному полю. У той же час

видається цілком обґрунтованою можливість використання цілеспрямованого контрольованого впливу цих факторів як засобу поліпшення параметрів структур.

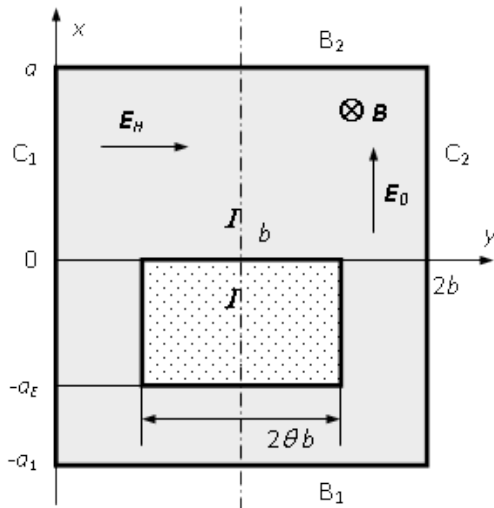


Рис. 1. Модель МТС з обмеженою базою

Найважливішим дестабілізуючим зовнішнім фактором є температура. Інші можливі зовнішні впливи на напівпровідникові структури прийнято поділяти на два класи: ті, що викликають накопичення і негайну відповідну реакцію. Впливи першої групи обумовлені атмосферними факторами (вологість, тиск, пил та ін.) і особливих проблем не викликають, оскільки звичайна герметизація структур дозволяє практично повністю від них позбутися. Виняток при цьому становить радіація як причина дефектоутворення в структурах і температура.

Таким чином, температура і радіаційне випромінювання виявляються найбільш важливими зовнішніми факторами. Їх значимість визначається не тільки ефективністю впливу на параметри матеріалу (а для температури - ще й безпосереднім впливом на характер переносу носіїв заряду), але й відсутністю дієвих засобів їх ослаблення (очевидно, що системи термостатування і радіаційні екрани не можуть вважатися практично прийнятними для виробів мікроелектроніки).

Залежність параметрів МТС від електричного режиму, що визначається сукупністю контрольованих зовнішніх впливів (зміни напруженості прискорюючого поля і струму емі-

тера), представляє самостійний інтерес. Ця залежність, з одного боку, відкриває можливість ослаблення небажаних неконтрольованих впливів схемотехнічними засобами за рахунок введення зворотних зв'язків і різного роду електронних систем компенсації, а з іншого - може радикально впливати на сам характер функціонування МТС. Наприклад, при певних умовах в дрейфовому МТС (ДМТС) можуть виникати автоколивання як в звичайному двобазовому діоді.

Тому задача дослідження впливу температури на параметри МТС, якій присвячена дана робота, представляється актуальною.

Температурна залежність перетворювальних параметрів МТС

При розгляді температурної залежності коефіцієнта передачі сигналу слід, строго кажучи, мати на увазі залежність

$$\alpha = v(T) * \alpha'[\theta, (b/L)^2, g(a/E_0, T)], \quad (3)$$

де v - коефіцієнт інжекції емітерного переходу (ефективність емітера);

α' - коефіцієнт перенесення заряду. Тому перш за все розглянемо питання про залежність $v(T)$.

Для одновимірного лінійного транзистора з довжиною бази W має місце [9]

$$v = \left[1 + \frac{c_{mnE} D_E L_B}{c_{mnB} D_B L_E} \hbar \left(\frac{W}{L_B} \right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

де значення концентрацій - рівноважні, а індекси B і E відносять параметри відповідно до бази і емітера. Після переходу до концентрацій основних носіїв виразу (4) можна надати вигляду [10]

$$v = \left[1 + \frac{\rho_E \hbar}{\rho_B} \left(\frac{W}{L_B} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

У випадку звичайного (підсилюючого) біполярного транзистора, як правило, справедли-

во $W \ll L_B \Rightarrow th(W/L_B) \ll 1$, тому, навіть при $p_E \approx p_B$, досить обґрунтовано приймається $v \approx 1 = \text{const}(T)$. У нас же перша умова може не виконуватися. Справді, маючи відповідно до

$$W(u, B) = u \sqrt{1 + \left(\frac{\eta u}{L}\right)^2 \left(1 + \mu_{mn}^* B \eta u / L\right)^2} \approx \frac{\eta u^2}{L} \left(1 + \mu_{mn}^* B \eta u / L\right)$$

буде $W \approx \eta b^2 / L_B$. Для оптимального значення b згідно [11] $2b \approx (4...5) L$ отримуємо $W/L_B \approx 6\eta$. Оскільки η значно більше одиниці, це дає $th(W/L_B) \approx 1$, і умова $\rho_E \ll \rho_B$ залишається єдиним фактором незалежності v від температури. Однак, оскільки воно на практиці зазвичай виконується, то цілком справедливо вважати $\alpha = \alpha'$.

Нами були отримані експериментальні температурні залежності коефіцієнта передачі струму ДМТС, які порівнювалися з розрахованими відповідно до моделі еквівалентного лінійного транзистора для структур, виготовлених на основі n -Si з питомим опором близько 100 - 200 Ом*см за стандартною планарною технологією. На рис. 2 представлені температурні залежності коефіцієнта α в фіксованому магнітному полі. Виміри проводилися при постійному струмі через електрод B_2 , так що напруга між B_1 і B_2 , а з ним - і E_0 , змінювалися з температурою по закону зміни опору бази: $E_0 \propto 1 / \mu(T)$. Зі зниженням температури від кімнатної до азотної спостерігається зростання α з температурним коефіцієнтом $\lambda = 0,05 \div 0,15\% \text{ K}^{-1}$. Настільки значна температурна залежність α свідчить про те, що визначальним фактором в даному випадку є зміна під дією температури рухливості, а не часу життя (як у підсилюючих транзисторах з тонкою базою).

Теоретичні криві розраховувалися за формулою

$$\alpha_0 = \frac{1}{\theta} \left(\frac{L}{b}\right) \sqrt{\frac{\pi}{2}} * \left[\Phi\left(\frac{b-y_0}{L}\right) - \Phi\left((1-\theta)*\frac{b}{L}\right) \right]. \quad (6)$$

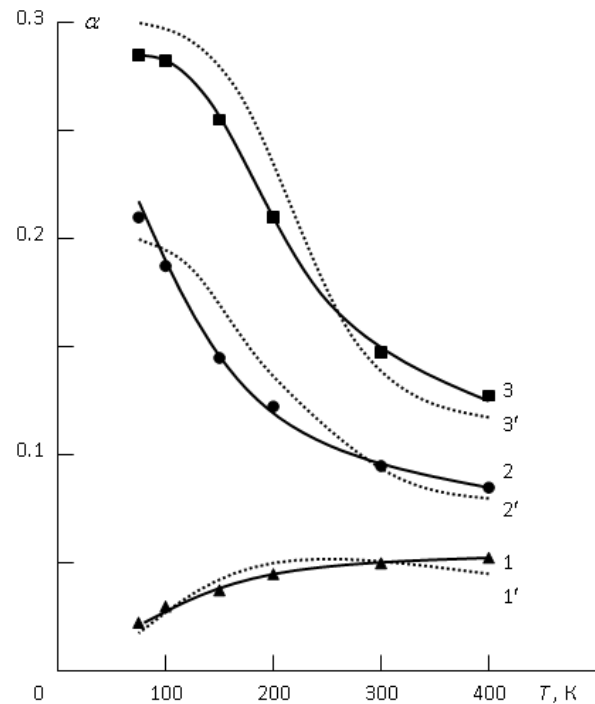


Рис. 2. Температурні залежності коефіцієнта передачі струму ДМТС в магнітному полі. (1, 2, 3 - експериментальні криві, 1', 2', 3' - теоретичні. 1, 1' - $B = 0.2$ Тл; 2, 2' - $B = 0$; 3, 3' - $B = 0.2$ Тл)

Температурна залежність прискорюваного поля враховувалася відповідно до визначення величини $y_a = b - \sqrt{2a\phi_T / E_0}$. Для рухливості приймалося $\mu(T) = \mu(T_0) * (T/T_0)^{-2.42}$; $\mu(293) = 500 \text{ cm}^2 / (\text{V}\cdot\text{c})$. Час життя дірок при кімнатній температурі визначалося виміром $\tau_0 = \tau(293) \approx 3.76 \text{ мкс}$, а його залежність від температури враховувалася відомим співвідношенням

$$\tau(T) = \tau_0 \frac{n_0 + n_t}{n_0 + p_0} \quad (7)$$

в припущенні $p_0 \ll n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Для величини n_t в (7) енергетична відстань від пастки до рівня Фермі при температурі 0 К приймалося рівним 0.05 еВ, а температурний хід цього рівня враховувався як

$$\phi_F(T) = \phi_F(0) - 9*10^{-4} T (\text{eV}),$$

що наближено узгоджується з [9].

Гарне, як видно з рис.2, узгодження тео-

ретичних результатів з експериментальними вказує на прийнятність моделі еквівалентного лінійного транзистора для практичного використання при аналізі температурних залежностей електрофізичних параметрів ДМТС. Зменшення коефіцієнта передачі з ростом температури свідчить про те, що його температурна залежність обумовлена в нашому випадку рухливістю, а не часом життя.

Нами проведено чисельний розрахунок залежності від магнітного поля різниці колекторних струмів ДМТС, виготовлених на основі *n*-кремнію з питомим опором $\rho = 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, в діапазоні температур 173-333 К на основі рішення еліптичного рівняння безперервності. Експериментальний температурний коефіцієнт різниці колекторних струмів при $B = 0.1 \text{ Тл}$ в області позитивних температур становив $0,39\% \text{ K}^{-1}$, а з пониженням температури в діапазоні 173 - 300 К зростав до $1,07\% \text{ K}^{-1}$. Внаслідок більш значного зростання рухливості в високоомному кремнії з пониженням температури, ніж зменшення при її підвищенні, як експериментальний, так і теоретичний температурні коефіцієнти в останньому випадку мають менше значення. Крім того, з пониженням температури збільшується кут Холла, і повний перерозподіл інжектованих носіїв заряду між колекторами відбувається для менших значень магнітного поля, ніж для високих температур.

Оскільки високим температурам відповідає менший кут Холла, то насичення залежності вихідного сигналу від магнітного поля відповідає більше значення B . Отже, з ростом магнітного поля як розрахункові, так і експериментальні температурні коефіцієнти в діапазоні 173 - 300 К зменшуються, а для інтервалу 300 - 333 К - збільшуються (рис. 3).

Максимальні ж перерозподіли потоку інжектованих носіїв заряду зі зміною температури зміщуються вздовж колекторних переходів в залежності від зміни кута відхилення носіїв заряду в магнітному полі зі зміною рухливості в температурному інтервалі 173 - 333 К (рис. 4). Найбільше значення максимальних перерозподілів відповідає низьким температурам. Отримані результати вказують на перевагу протяжних колекторів перед квазіточечними [12].

Нами досліджувався вплив температури на вихідні характеристики ДМТС в залежності від властивостей матеріалу, з якого виготовлена структура (рис. 5). Зразки ДМТС, виготовлені з високоомного кремнію з $\rho = 100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (рис. 5, крива 1) мають високу магніточутливість, але мають високий температурний коефіцієнт вихідного сигналу ($\lambda = 1.58\% / \text{K}$) в порівнянні зі структурами, виготовленими на низькоомному кремнії при однакових режимах роботи. Температурний коефіцієнт ДМТС, виготовлених з низькоомного ($\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) монокристалічного кремнію відповідає $\lambda = 0.4\% / \text{K}$ (крива 2, рис. 5), а для ДМТ, виготовлених на епітаксильній плівці з $\rho = 3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, отримано $\lambda = 0.23\% / \text{K}$ (крива 3 на рис. 5). Магніточутливість ДМТС, виготовлених на епітаксильному *n*-кремнії у 1.5 рази вище, ніж на монокристалі, а температурний коефіцієнт вихідного сигналу в 1.75 рази менше.

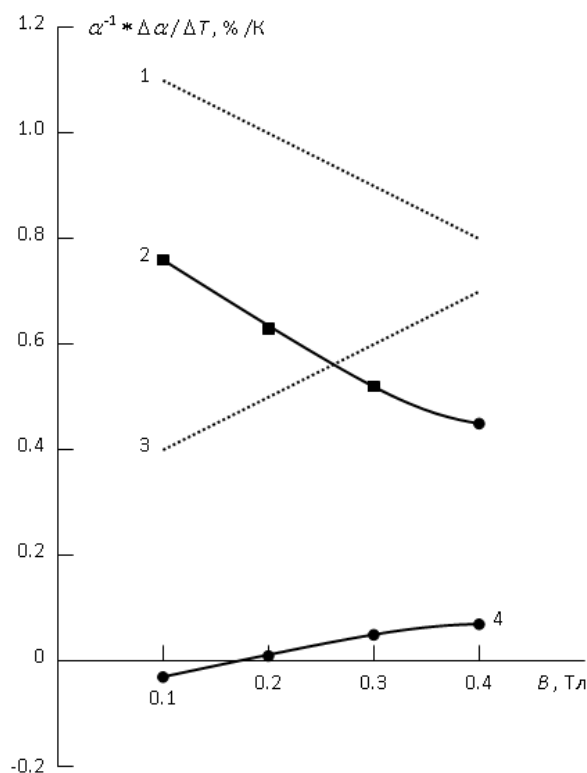


Рис. 3. Залежність температурного коефіцієнта колекторних струмів ДМТС від магнітного поля: (1, 2 - $T = 173 \text{ К}$; 3, 4 - $T = 333 \text{ К}$ (1, 3 – розрахункові, 2, 4 - експериментальні криві)

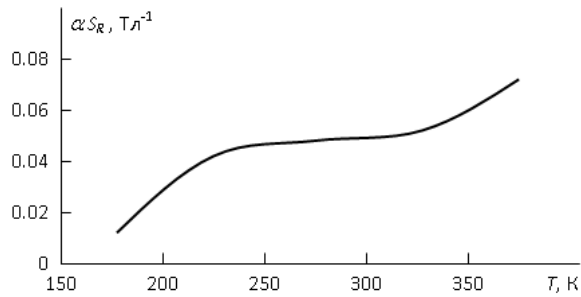


Рис. 4. Розрахункова залежність координати ділянки максимальної магніточутливості від температури

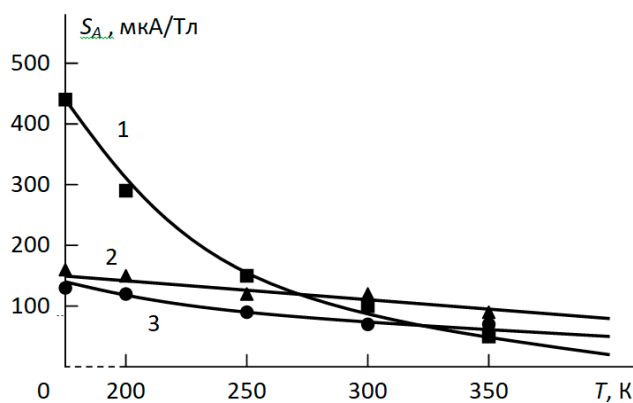


Рис. 5. Залежність магніточутливості ДМТС від температури для різних матеріалів
1 – високоомний кремій, 2 – низькоомний кремій, 3 епітаксіальна плівка

Природа і температурна залежність залишкового сигналу дрейфових МТС

Нами проведено дослідження [13] можливих причин виникнення і характеру температурної залежності залишкового сигналу (ЗС) ДМТС. Як видно з (1), для величини ЗС, віднесеної до струму емітера, справедливо

$$\Delta\alpha \equiv \alpha_1 - \alpha_2 = f[\theta, (b_1 / L_1)^2, g(\alpha_1 / E_{01}, T)] - f[\theta, (b_2 / L_2)^2, g(\alpha_2 / E_{02}, T)], \quad (7)$$

де індекси 1 і 2 відносять параметри до різних половин бази відносно осі симетрії, причому, явний вигляд функції g є

$$g(\alpha / E_0, T) = \alpha \varphi_T / (L_2 E_0) = q. \quad (8)$$

Таким чином, ЗС може виникнути з наступних причин:

- геометрична асиметрія - різновіддаленість емітера від колекторів ($b_1 \neq b_2$);
- неоднорідність матеріалу бази ($L_1 \neq L_2$);
- комбінована геометрична і електрична асиметрія - поєднання неоднорідності електричного поля і відмінності довжин колекторів ($a_1 / E_{01} \neq a_2 / E_{02}$).

У загальному випадку вплив геометричної асиметрії на величину ЗС може бути легко визначено розв'язком параболічного рівняння безперервності

$$L^2 \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \mp 2\eta L \frac{\partial C}{\partial x} - 2\eta L \mu_{eff}^* B \frac{\partial C}{\partial y} - C = 0 \quad (9)$$

з такими ж граничними умовами $C(x, 0) = C(x, 2b) = 0$ і початковою умовою, що враховує зміщення емітера відносно осі симетрії структури на величину s . Тоді для відносного зміщення $h = s / b$ замість

$$C(0, y) = \begin{cases} 0, & y < (1 - \theta)b \\ C_0 \exp\left[\frac{E_H(y - b)}{\varphi_T}\right], & (1 - \theta)b \leq y \leq (1 + \theta)b \\ 0, & (1 + \theta)b < y \end{cases} \quad (10)$$

у відсутності магнітного поля можна записати

$$C(0, y) = \begin{cases} 0, & y < (1 + h - \theta)b \\ C_0, & (1 + h - \theta)b \leq y \leq (1 + h + \theta)b \\ 0, & (1 + h + \theta)b < y, \end{cases} \quad (11)$$

Розв'язуючи поставлену в такий спосіб задачу, отримуємо:

$$\alpha(h) = \frac{L^2}{\theta b^2} \sum_{k=0}^{\infty} \sin(c_k \theta) \sin[c_k(1 + h)] \frac{1 - \exp\left[-\left(c_k^2 + \frac{b^2}{L^2}\right) \frac{a\varphi_T}{b^2 E_0}\right]}{(c_k L / b)^2 + 1}. \quad (12)$$

Очевидно, що критерій

$$R_K < \frac{b}{\pi L} \operatorname{arctg} \left[\frac{b}{\pi L \left(\frac{1}{2} + K\right)} \right]$$

зберігає силу і в даному випадку. Визначаючи тепер ЗС як

$$\Delta\alpha \equiv \alpha(h) - \alpha(0) \quad (13)$$

для еквівалентного магнітного поля маємо

$$B_{eq} = \frac{1}{S_R} \left| \frac{\alpha(h)}{\alpha(0)} - 1 \right|. \quad (14)$$

Чисельна оцінка згідно (14) на основі (12) показала, що при значеннях h порядку 10^{-2} величина індукції еквівалентного поля становить сотні Гс. Такі ж величини B_{eq} виходять в експерименті для нерозбракованих зразків структур з міжколекторною відстанню порядку десятків мікрон. Отже, геометрична асиметрія може розглядатися як важлива причина залишкового сигналу.

В принципі, (12) може бути використано і для визначення температурної залежності ЗС. Однак труднощі, пов'язані з визначенням відмінності між L_1 і L_2 , не дозволяють використовувати цю можливість на практиці в разі неоднорідної бази і змушують шукати інші можливості.

Розглянемо випадок великої протяжності колекторів $a \approx E_0 L^2 / \varphi_T = 2 \eta L$, який є оптимальним в сенсі отримання високої магніточутливості. При цьому механізм відхилення проявляється у вигляді ефекту модуляції ефективної довжини бази, і залежність α (а значить і $\Delta\alpha$) від величини q виявляється незначною. Отже, незначною виявляється і залежність від a і E_0 , тобто від третьої з перерахованих вище можливих причин виникнення ЗС, так що інтерес тепер представляє лише залежність ЗС від величин θ і b/L . Характер такої залежності наступний.

Для $b/L \ll 1$ виявляється справедливим вираз

$$\alpha(B) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{b}{L}\right) * \left[\frac{1}{2} \left(\frac{b}{L}\right) P_2(\theta) + \frac{1}{2} \left(\frac{b}{L}\right)^2 P_3(\theta) \eta \mu_{eff}^* B + \theta \eta \mu_{mj}^* B \right] \right\} \quad (15)$$

яка набуває в разі $B = 0$ вигляду

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{b}{L}\right)^2 P_2(\theta) \right], \quad (16)$$

де, як і вище, $P_2(\theta) = \frac{1}{3} \theta^2 - \theta + 1$.

Очевидно, що для врахування малої геометричній асиметрії замість зсуву емітера відповідно до (9) можна розглядати зміщення одного з колекторів уздовж осі ОУ на деяку відстань Δb . Тоді, вважаючи $L = (L_1 + L_2) / 2$, маємо для ЗС, обумовленого відповідно асиметрією і неоднорідністю:

$$\Delta_b \alpha \approx \frac{\partial \alpha}{\partial b} \Delta b = (1 - 2\alpha) \frac{\Delta b}{b}; \quad (17)$$

$$\Delta_L \alpha \approx \frac{\partial \alpha}{\partial L} \Delta L = (1 - 2\alpha) \frac{\Delta L}{L}, \quad (18)$$

де $\Delta L = L_1 - L_2$.

Видно, що в першому випадку температурна залежність ЗС визначається залежністю $\alpha(T)$, в другому - також і залежністю від температури співвідношенням $\Delta L/L$. Останнє важко піддається оцінці, але, нехтуючи в залежності $\mathcal{L}(T) = \sqrt{\mu(T) \varphi_T \tau(T)}$ змінами часу життя τ , які, дають незначний вклад в залежність $\alpha(T)$, і враховуючи, що температурна залежність добутку $\mu \varphi_T$ має степений вигляд, в першому наближенні, вважаючи показники ступеня рівними для обох половин бази ДМТС можна вважати $\Delta L/L = \text{const}(T)$, що впливає в цьому випадку з (17) співвідношення

$$\frac{\Delta \alpha}{1 - 2\alpha} = \frac{I_{C1} - I_{C2}}{I_E - (I_{C1} + I_{C2})} = \text{const}(T), \quad (19)$$

добре підтверджується експериментом (принаймні, в стандартному для кремнієвих датчиків діапазоні температур – 40...100°C), може бути використано на практиці для температурної компенсації ЗС. Таким чином, характер температурної залежності ЗС виявляється однаковим для обох випадків виникнення цього сигналу і визначається температурною залежністю α :

$$\Delta_p \alpha \approx (1 - 2\alpha) \frac{\Delta p}{p}, \quad (20)$$

де p - фактор, з яким зв'язується наявність виникнення ЗС (b або L).

$$\text{Використовуючи } B_{eq} = \frac{\Delta I_0}{S_A} = I_E^{-1} \frac{\Delta \alpha}{\alpha S_R} \text{ і} \quad (20)$$

і приймаючи $S_R = S_{RD} / 2$ згідно з

$$S_{RD} = 2\mu_{eff}^* \eta \frac{b}{L}, \text{ отримуємо:}$$

$$B_{eq} = \frac{1}{\eta\mu_{eff}^*} * \frac{1}{\frac{2}{P_2(\theta)} * \frac{L}{b} - \frac{b}{L}} * \frac{\Delta p}{p}. \quad (21)$$

З аналізу (21) видно, що при заданому відносному значенні збурюючого фактора $\Delta p/p$ величина B_{eq} монотонно зростає з ростом b і θ (з огляду на монотонне зниження P_2) і зменшується з ростом L , звідки впливають відповідні додаткові умови щодо оптимізації конструкційно-технологічних параметрів дрейфових МТС в сенсі підвищення розподільної здатності по магнітному полю. Одночасно тим самим підтверджується правомірність на початку прийнятого наближення $b/L \ll 1$.

Висновки

Результати досліджень показали, що для практичного аналізу температурних залежностей електрофізичних параметрів ДМТС цілком прийнятною є модель еквівалентного лінійного транзистора.

Вихідні характеристики ДМТС визначаються властивостями матеріалів, з яких виготовлена структура. Зокрема високоомний кремній має високу магніточутливість, але і високий температурний коефіцієнт вихідного сигналу в порівнянні зі зразками з низькоомного кремнію.

Список використаної літератури

- [1]. Ya. I. Lepikh, V. A. Smyntyna, V. F. Machulin. Investigations and achievements in sensorics area in 2008-//Sensor electronics and microsystem technologies. - 2009. -№ 3. -P. 5-9.
- [2]. Lepikh Ya. I., Dziadevych S. V., Druzhynyn A. O. та in. Stvorennia mikroelektronnykh datchykv novoho pokolinnia dlia intelektualnykh system-//Monohraf. za redakts. Ya. I. Lepikh. - Odesa. -Astroprynt. - 2010. -289 s.
- [3]. Lepikh, Ya., Machulin V., Lytovchenko V. та in. Sensoryka – perspektyvnyi napriam rozvytku suchasnykh intelektualnykh informatsiynykh system-//Visnyk NAN Ukrainy, 2010, No 11. - S. 27-29.
- [4]. Kozlovskij S. I. Kremnievyj dvukhkolekturnyj n-p-n tenzotranzistor s uskoryayushchim elektricheskim polem v baze // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. - 1995. - T. 29, No. 10. - S. 1783-1789.
- [5]. An Investigation of the Temperature Dependence of the Residual Signal of Dual-Collector Magnetotransistors / M. Glauberman, N. Kanishcheva, V. Kozel, I. Vikulin, V. Yegorov // Workshop "Sensors Springtime in Odessa", Techn. Dig. - Odesa, 1999. - P. 59-60.
- [6]. M. A. Glauberman, V. V. Egorov, N. A. Kanishcheva, V. V. Kozel, L. YU. Stankova. Vliyanie vneshnikh faktorov na parametry magnitotranzistornykh struktur // Foelektronika (Odesa). - 2000. - No. 9. - C. 79-85.
- [7]. Druzhynin A. O., Ostrovkyi O. P., Liakh N. S. Mahnitoopir nytkopodibnykh kristaliv Ge-Si // Fizyka i Khimiia tverdoho tila. - 2003. -T. 4, No 3. - S. 485-490.
- [8]. Patent na korysnu model No22368, Ukraina MPK G01K 7/00. Chutlyvyi element mikroelektronnoho termorezystyvnoho sensora dlia vymiruvannia kriohennykh temperatur v sylnykh mahnitnykh poliakh / Druzhynin A. O., Mariamova I. Y., Kohut I. T., Khoverko Yu. M.; Natsionalnyi universytet «Lvivska politekhnika» – No u200611374; Zaiavl. 30. 10. 2006;\$ Opubl. 25. 04. 2007, Biul. No 5. -3 s.
- [9]. Zi S. Fizika poluprovodnikovyykh priborov. Per. s angl. / Pod red. R. A. Surisa. - M.: Mir, 1984. - T. 1, 456 s.

[10]. Stepanenko I. P. Osnovy teorii tranzistorov i tranzistornykh skhem. Izd. 4-e. - M.: Energiya, 1977. - 671 s.

[11]. Polyakova A. L. Deformaciya poluprovodnikov i poluprovodnikovyykh priborov. M.: Energiya, 1979. - 168 s.

[12]. G. G. Babichev, V. N. Guz', I. P. ZHad'ko, S. I. Kozlovskij, V. A. Romanov. Issledovanie bipolyarnogo dvukhkollektornogo tenzotranzistora

s uskoryayushchim elektricheskim polem

[13] Glauberman M., V.V.Egorov, V.V.Kozel. O edinom fizicheskom i modelnom predstavlenii magnitochuvstvitelnykh svoystv bipolyarnykh tranzistornykh struktur // Izvestiya vuzov. Fizika. - 2009. - No.1. - S. 58-66.

Стаття надійшла до редакції 11.03.2020 р.

UDC 621.382

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.1.198924>

TEMPERATURE INFLUENCE ON THE MAGNETIC SENSITIVE TRANSISTOR STRUCTURES PARAMETERS

M. A. Glauberman, Ya. I. Lepikh

Odesa I. I. Mechnikov National University

Dvoryans'ka str., 2, Odesa, 65082

Summary

Semiconductor magnetosensitive transistor structures (MTS), as investigations have shown can be the basis of effective magnetic field sensors, as well as sensors of other physical quantities. However, the practical such sensors application requires high metrological characteristics to investigate the effect of destabilizing factors on the MTS itself. Among the basic these factors is temperature. Its influence is so noticeable that the dependence of the MTS parameters on it can be used for sensors of other physical quantities. A number of papers have been devoted to the study of the temperature influence on the MTS characteristics. However, they are non-systemic in nature and differ in the results, and do not always have sufficient comparisons with the theory and explanation of the nature and mechanisms of temperature influence. This paper sets out the task of a consistent and systematic these problems study in order to obtain stronger knowledge of the temperature effect on the MTS characteristics.

The experimental and theoretical temperature dependences of the drift MTS (DMTS) current transmission coefficients in the magnetic field, the coordinate of the maximum mangitosensitivity site dependence on temperature, and the dependence of the DMTS mangitosensitivity on temperature for different materials are given.

The mechanisms of the temperature influence on the MTS, their characteristics dependences, in particular, the conversion parameters from the point of view of possible use in sensors, are analyzed.

Keywords: magnetosensitive transistor structures, semiconductor, temperature, magnetic field, sensors

ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ПАРАМЕТРИ МАГНІТОЧУТЛИВИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

М. А. Глауберман, Я. І. Лепіх

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова,
вул. Дворянська, 2, Одеса, 65082

Реферат

Напівпровідникові магніточутливі транзисторні структури (МТС), як показали дослідження, можуть бути основою ефективних сенсорів магнітного поля, а також сенсорами інших фізичних величин. Однак практичне застосування таких сенсорів вимагає для забезпечення високих метрологічних характеристик дослідження впливу дестабілізуючих чинників на самі МТС. В числі основних таких чинників є температура. Вплив її настільки помітний, що залежність параметрів МТС від неї можуть бути використаними для сенсорів інших фізичних величин.

Дослідженню впливу температури на характеристики МТС присвячено ряд робіт. Однак вони носять несистемний характер і різняться певними відмінностями результатів і не завжди мають достатнє порівняння з теорією і пояснення природи та механізмів температурного впливу. В даній роботі ставиться задача послідовного і системного вивчення означених питань з метою більш повного знання про вплив температури на характеристики МТС.

Наводяться температурні експериментальні і теоретичні залежності коефіцієнтів передачі струму в дрейфових МТС (ДМТС) в магнітному полі, залежність координати ділянки максимальної магніточутливості від температури та залежність магніточутливості ДМТС від температури для фізичних матеріалів.

Аналізуються механізми впливу температури на МТС, залежність їх характеристик, зокрема перетворювальних параметрів з позицій можливого використання в сенсорах.

Ключові слова: магніточутливі транзисторні структури, напівпровідник, температура, магнітне поле, сенсори