



**MATERIAŁY
X MIĘDZYNARODOWEJ
NAUKOWI-PRAKTYCZNEJ
KONFERENCJI**

**NAUKOWA MYŚL
INFORMACYJNEJ POWIEKI - 2014**

07-15 marca 2014 roku

Volume 30

Techniczne nauki

Przemysł
Nauka i studia
2014

ELEKTROTECHNIKA I RADIOELEKTRONIKA

Д.т.н., проф. Осадчук В.С., д.фіз.-мат.н., проф. Павлик Б.В.,
к.г.н., доц. Кравчук Н.С., Осадчук Я.О.

Вінницький національний технічний університет

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ У КАНАЛІ МДН ТРАНЗИСТОРА ПРИ ДІЇ ТЕМПЕРАТУРИ З УРАХУВАННЯМ НАПРУГИ ЗМІЩЕННЯ НА ЗАТВОРИ

Вступ

Використання двозатворного польового транзистора як первинного перетворювача температури в автогенераторному сенсорі температури з частотним виходом стимулює дослідження термоіндукованих змін параметрів МДН структур на малому змінному сигналі. Проте як свідчить аналіз літератури на сьогоднішній день недостатньо вивчені фізичні механізми впливу температури на «електронно-діркову» плазму в поверхневому шарі просторового заряду, відсутній аналітичний опис залежності активної і реактивної складових імпедансу каналу від температури навколишнього середовища. З появою двозатворних МДН структур ці питання набули ще більшої актуальності, оскільки зазначені структури мають широкі функціональні можливості в порівнянні з однозатворними. Розгляду цих питань присвячена дана стаття.

Математична модель фізичних процесів у каналі МДН транзистора при дії температури

Проведемо аналіз фізичних процесів в ділянці каналу МДН транзистора. На фізичні процеси, що відбуваються в каналі МДН структури, значною мірою впливають такі параметри, як час прольоту носіїв через канал T_R , час життя носіїв в каналі τ_n , та стала еквівалентного RC-кола, утвореного відповідними ємностями та опорами досліджуваної структури τ_{RC} [1].

Виходячи з результатів експерименту, оцінимо вищеперераховані параметри та вплив на них температури. Схематично досліджуваний транзистор можна представити, як показано на рис.1.

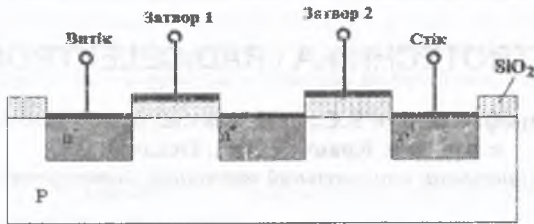


Рис.1. Схематичне зображення двозатворного МДН транзистора

З рисунка видно, що такий транзистор можна розглядати як два ідентичних одностворних транзистори (стік першого транзистора умовно з'єднано з витюком другого). Кожен із них представляє собою структуру, в якій металевий затвор ізольовано від напівпровідника тонким шаром діелектрика (рис.2).

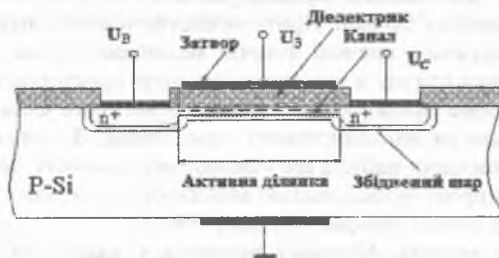


Рис. 2. Структура n – каналного МДН транзистора

Рухливі носії в таких транзисторах знаходяться в приповерхневій області напівпровідника, а їх концентрація залежить від електричного поля, створюваного затвором (напругою на затворі), що істотно відрізняє МДН прилади від транзисторів з керованим p-n- переходом. Поблизу n⁻-областей, що відповідають витюку та стюку містяться області просторового заряду, що виникли за рахунок внутрішньої різниці потенціалів на n⁻-р-переходах. Оскільки в р-області електрони практично відсутні, опір ділянки «витік-стік» досить високий і відповідає опору двох зустрічно ввімкнутих діодів при нульовому зміщенні. Якщо ж до затвора прикладена додатна напруга, поблизу поверхні відбувається інверсія типу провідності, так що в цій області концентрація електронів стає достатньо високою і опір «витік-стік» різко зменшується. Електрони починають рухатись від витюку до стюку по інверсному шару.

Так, дійсно, при незмінній напрузі на затворі кожен із транзисторів представляє собою структуру $n^+ - p - p^+$ -типу. Тоді згідно [2] представлена структура опишеться рівнянням для малого сигналу змінного струму:

$$J_1 = \rho_1 \vartheta_0 + \rho_0 \vartheta_1 + j\omega \in E_1, \quad (1)$$

$$\in \frac{dE_1}{dx} = \rho_1, \quad (2)$$

де ρ_1 – об'ємна густина заряду при наявності змінного електричного поля, ρ_0 – об'ємна густина заряду при відсутності змінного сигналу; ϑ_1 – швидкість носіїв заряду при дії змінного електричного поля; ϑ_0 – аналогічно при його відсутності; $\in = \epsilon_0 \epsilon$, де ϵ_0 – діелектрична стала, ϵ – відносна діелектрична проникність напівпровідникового матеріалу.

У виразі (1) перша компонента – модуляція густини заряду. Цей механізм створює хвилі просторового заряду. Ці хвилі можуть розсіювати чи генерувати енергію залежно від того, знаходяться вони в фазі чи протифазі з локальним змінним електричним полем.

Друга компонента є відповідно модуляцією швидкості заряду і вона представляє струм, який завжди перебуває у фазі з локальним електричним полем, а, отже, призводить до розсіювання енергії.

Третя компонента відповідає струму зміщення, який не розсіює і не генерує енергію. Ясно, якщо генерована енергія перевищує розсіюану – структура являє собою високочастотний від'ємний опір. Зрозуміло, що малосигнальні характеристики такої структури можуть бути отримані шляхом інтегрування (1) та (2) за відповідних граничних умов. Ці умови можна задати, припускаючи, що область має нескінченну провідність (для інжекції, обмеженої емісіїю). Обидва випадки добре описані в літературі, але вони не досить точно відображають фізичні процеси в реальних $p-n$ переходах, оскільки не враховується одночасна присутність як дифузійної так і дрейфової складових струму.

Розглянемо відгук потенціального бар'єру на малу зміну електричного поля ΔE . Швидкість носіїв заряду при цьому змінюється на $\Delta \vartheta = \mu \Delta E$, де μ – рухливість носіїв. Через деякий час встановлюється відповідний розподіл просторового заряду в каналі польового транзистора, який буде існувати до відновлення електронейтральності в ньому. Цей процес, пов'язаний з дифузією відбувається повільно порівняно зі змінами ΔE . Отже, можна припустити, що змінне поле малого сигналу модулює тільки швидкість носіїв заряду, а не їх густина.

Розглянемо дві існуючих моделі фізичних процесів, які відбуваються на $p-n$ переході: джерела, обмеженого просторовим зарядом та джерела, обмеженого бар'єром. Перша ґрунтується на концепції нескінченної провідності, для якої густина носіїв є нескінченно великою, електричне поле і швидкість носіїв

заряду нескінченно малі, а змінний струм малого сигналу являє собою модуляцію не тільки густини, а й швидкості руху носіїв.

Друга характеризується скінченною густиною заряду і скінченною швидкістю їх руху, а змінну складову струму можна розглядати як модуляцію швидкості руху носіїв заряду.

На відміну від [2], де досліджувались діоди зі струмами, обмеженими просторовим зарядом, в нашому випадку є необхідність розгляду обох вищезгаданих моделей.

Модель джерела, обмеженого бар'єром. Так при напрузі на затворі U_3 , меншій за граничну напругу $U_{гран}$, каналу немає і тому досліджувана структура описується моделлю джерела, обмеженого бар'єром. У цьому випадку імпеданс каналу може бути представлений виразом [3]:

$$Z_B = \frac{\mu_n J_0}{j\omega \epsilon \sigma \omega_D} \left\{ \exp \theta_D + \left(\frac{j\theta}{\theta_D - j\theta} \right) \left(\frac{\sigma - \epsilon \omega_D + j\omega \epsilon}{\sigma + j\omega \epsilon} \right) \left(\frac{\theta_D}{\theta_D - j\theta} \right) \left(\frac{\sigma}{\sigma + j\omega \epsilon} \right) \exp(\theta_D - j\theta) \right\}, \quad (3)$$

$$\text{де } \theta = \omega T_R; \theta_D = \omega_D T_R; \omega_D = \frac{e \mu_n N_A}{\epsilon};$$

$J_0 = \rho_0 \mathcal{G}_0$ – густина струму при відсутності змінного сигналу; $\sigma = \mu_n J_0 / \mathcal{G}_{os}$, \mathcal{G}_{os} – середня швидкість носіїв заряду; T_R – час прольоту носіїв через канал, ω – циклічна частота вхідного сигналу; ω_D – частота діелектричної релаксації; θ , θ_D – відповідні кути прольоту (фазові кути); μ_n – рухливість електронів, $j = \sqrt{-1}$; N_A – концентрація акцепторів.

Як відомо з [4, 5], в точці інверсії знаку реактивності реактивна складова імпедансу рівна нулю. Таким чином, виділивши в (3) уявну складову і прорівнявши її до нуля, отримуємо вираз, з якого визначаємо частоту, що відповідає точці інверсії знаку реактивності:

$$\omega_{inv} = \sqrt{\frac{\sigma^2 - \omega_D^2 \epsilon^2 + \omega_D^2 \sigma^2 \frac{T_R^2}{2} + \omega_D \sigma \epsilon + T_R \omega_D \sigma^2 - \sigma \epsilon \omega_D^2 T_R}{\sigma \epsilon \omega_D^2 T_R^3 / 6 - \omega_D \sigma \epsilon T_R^3 / 6 - \omega_D \sigma \epsilon T_R^2 / 2 - \epsilon^2}} \quad (4)$$

Як видно з (4) $\omega_{inv} \epsilon$, зокрема, функцією часу прольоту T_R . В розглядуваному випадку (від'ємне зміщення на затворах – канал відсутній) час прольоту можна розрахувати, виходячи з наступних міркувань. Потужність на вході досліджуваного чотириполюсника постійна і дорівнює $P = 10^{-6}$ Вт. Приймаючи до уваги [6], що $P = \frac{U^2}{4R_H}$, де R_H – активна складова повного опору чотириполюс-

ніка, можна визначити напругу на вході досліджуваного чотириполюсника $U = 2\sqrt{PR_H}$. Середня швидкість руху носіїв $v_{0C} = E\mu_n$, тоді час проходження носіїв через канал польового транзистора визначається як

$$t = \frac{2l}{E\mu_n} = \frac{l^2}{\mu_n \sqrt{PR_H}} \quad (5)$$

де l – довжина ділянок каналу.

Модель джерела, обмеженого просторовим зарядом. При $U_3 > U_{зрпн}$ індукується канал, що відповідає моделі джерела, обмеженого просторовим зарядом. Згідно [3] імпеданс можна представити:

$$Z_{sc1} = \frac{l}{j\omega \epsilon} \left[1 - \left(\frac{\theta_D}{\theta_D - j\theta} \right)^2 \exp(-j\theta) \right] \quad (6)$$

Аналогічно попередньому випадку, виходячи з (6) виділимо уявну складову імпедансу і прирівнявши її до нуля визначимо частоту, що відповідає точці інверсії знаку реактивності:

$$\omega_{инв} = \frac{1}{T_R} \left[\frac{-\theta_D^2 + \theta_D^4 / 2 + 2\theta_D^3 + \theta_D^2 \left(\theta_D^4 / 4 - \frac{2}{3}\theta_D^3 - \theta_D^2 - 4\theta_D - 7 \right)^{1/4}}{2 + \theta_D^2 + \frac{2}{3}\theta_D^3} \right]^{1/4} \quad (7)$$

Згідно [7] час прольоту для цього випадку можна представити як

$$T_R = \frac{l^2}{\mu_n U_{НАС}}, \quad U_{НАС} = U_3 - U_{ПОР},$$

де $U_{ПОР}$ – відповідає напрузі на затворі, при якій утворюється канал.

Дане рівняння дає дещо завищене значення часу прольоту, так як $U_{НАС}$ – це така напруга «затвор-витік», при якій струм в каналі досягає насичення. Оскільки постійне зміщення в колі «затвор-витік» відсутнє, то час прольоту можна визначити за формулою (5).

Проведемо якісний аналіз результатів, отриманих згідно вищезрозглянутих моделей і зіставлення їх з експериментальними результатами. Як видно з (4) та

(7) частота, що відповідає точці інверсії знаку реактивності, є функцією часу прольоту T_R та частоти діелектричної релаксації ω_D . Оскільки час прольоту T_R та частота діелектричної релаксації ω_D є функціями рухливості μ_n (3 та 5), яка, в свою чергу, залежить від температури, то можна вважати, що частота інверсії також є функцією температури. Відомо [8], що рухливість носіїв μ_n в ділянці каналу з підвищенням температури падає в зв'язку з посиленням різних механізмів розсіювання. В інтервалі температур від -55°C до 125°C залежність рухливості від температури можна представити у вигляді $\mu \sim 1/T$ як для дірок так і для електронів. Аналіз співвідношень (4), (7) показує, що частота інверсії $\omega_{inv} \sim \mu_n$, тому, виходячи зі сказаного вище, впливає наступне: з підвищенням температури значення частоти, що відповідає точці інверсії знаку реактивності зсувається в область більш низьких частот, що узгоджується з експериментальними дослідженнями авторів [5, 8].

При від'ємних зміщеннях на затворах МДН транзистора канал відсутній, а тому досліджувана структура може бути представлена еквівалентним RC-колом (рис.3). Відсутність у приведеній еквівалентній схемі дифузійної ємності пов'язано з тим, що на високих частотах бар'єрна ємність шунтує дифузійну, оскільки $C_d \sim (\omega\tau_d)^{-1/2}$, тобто зі збільшенням частоти C_d зменшується [9].

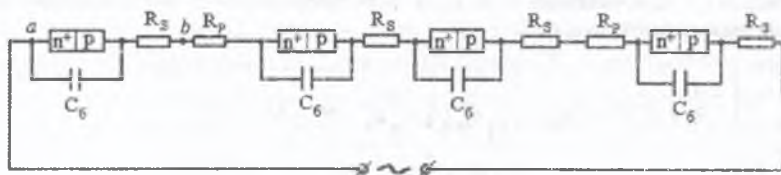


Рис.3. Представлення двозатворного МДН транзистора еквівалентним RC-колом

Припустимо, що р-п переходи являються ідеальними вентилями, де R_s – опір втрат [9], R_p – опір р-ділянок. Тоді на частоті ω опір R_{np} між точками а і b рівний R_s , а $|R_{se}| = R_s \left(1 + \left(\frac{1}{\omega R_s C_6} \right)^2 \right)^{1/2}$, і тоді умова $R_{s0}/R_{np} \gg 1 \sim \omega_c R_s C_6$ має

тиме вигляд:

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} < \frac{1}{2\pi R_s C_6} \quad (8)$$

Оцінювання сталої часу RC -кола. Виходячи з технологічних параметрів, розрахуємо сталу $\tau_{RC} = R_s C_6$. При умові, що $R_s \ll R_p$, розрахунки ємності (n^+ - p) переходу та опору R_p проводимо згідно [9].

Ємність p - n переходу в загальному випадку визначається виразом для площинного конденсатора:

$$C = \frac{\varepsilon \cdot A}{W} \quad (9)$$

де $\varepsilon = \varepsilon_n \varepsilon_o = 11,8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см = $1,0443 \cdot 10^{-12}$ Ф/см – діелектрична проникність кремнію, A – площа p - n переходу, W – ширина ділянки об'ємного заряду.

Для випадку, коли розподіл концентрації домішок по обидві сторони від переходу є рівномірним, ширина збідненого шару визначається за формулою:

$$W = \left(\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot V_j}{q \cdot N} \right)^{1/2} \quad (10)$$

де V_j – спад напруги на переході, для якого справедливо співвідношення $V_j = \varphi + U_R$, φ – контактний потенціал, рівний $\sim 0,8$ В, U_R – напруга, прикладена до переходу;

$$N = \frac{N_A \cdot N_R}{N_A + N_R} \quad (11)$$

Тоді

$$C_j = A \left(\frac{q \varepsilon N}{2 V_j} \right)^{1/2} \quad (12)$$

Для симетричного переходу будемо мати:

$$W = \left(\frac{2 \varepsilon V_j}{q N_A} \right)^{1/2}, \quad C_j = A \left(\frac{q \varepsilon N_A}{2 V_j} \right)^{1/2} \quad (13)$$

Враховуючи, що $\varphi \ll U_R$ (для випадку наших досліджень), отримаємо:

$$C_j = A \left(\frac{q \varepsilon N_A}{2 \varphi} \right)^{1/2} \quad (14)$$

Визначимо величину ємності р-п переходу на основі (14) за відомими значеннями:

$$A = 1,2 \text{ мкм} \cdot 0,14 \text{ мкм} = 1,2 \cdot 10^{-4} \cdot 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ (см}^2\text{)};$$

$$N_A = 10^{17} \text{ см}^{-3}; q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}; \varphi = 0,8 \text{ В};$$

$$\varepsilon = 1,0443 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см.}$$

Розрахунки показали, що $C_j = 1,69 \cdot 10^{-16} \text{ Ф}$.

Розрахунок R_p проводимо, виходячи з геометричних розмірів р-області та питомого опору матеріалу ділянки згідно даних технологічної картки за загальновідомою формулою $R = \rho l / S$. В результаті розрахунку отримуємо:

$$R_p = 4,8 \cdot 10^5 \text{ Ом.}$$

Таким чином, для однієї ланки (C_j , R_p) еквівалентного RC-кола досліджуваної МДН структури стала часу матиме значення:

$$\tau_{RC} = RC_j = 4,8 \cdot 10^5 \cdot 1,68 \cdot 10^{-16} = 8,064 \cdot 10^{-11} \text{ с}$$

Таке значення сталої відповідає частоті:

$$f = \frac{1}{2\pi\tau_{RC}} \approx 2000 \text{ МГц.}$$

Висновки

Для опису фізичних процесів у каналі двозатворного польового транзистора запропоновано використовувати як модель джерела, обмеженого просторим зарядом, так і модель джерела, обмеженого бар'єром. На основі цих моделей отримано аналітичні вирази для частот інверсії знаку реактивності повного опору каналу. Показано, що частота інверсії зменшується при зростанні температури за рахунок залежності часу прольоту носіїв заряду через канал та частоти діелектричної релаксації від температури. При від'ємних опорах на затворах досліджувану МДН структуру можна описати ланцюгом еквівалентних RC-кід, розраховано сталу часу для однієї ланки ланцюга, що складає $8,064 \cdot 10^{-11} \text{ с}$.

Література:

1. Осадчук В.С., Яремчук В.Ф., Кравчук Н.С. Дослідження впливу температури на інерційні властивості «електронно-діркової плазми» в каналі МДН-структури // Вісник ВІП. – 1998. – №4. – С. 82–85.
2. Jager D., Heidemann R., Kassing R. Influence of Carrier Transit Time on Small-Signal Admittance of SCLC Diodes // Physica Status Solidi. – 1977. – Vol. 42. – P. 657–665.
3. G.T.Wright. Small-Signal characteristics // Solid State Electroniks. – 1973. – Vol. 16, – №8. – P. 903–912.
4. Одобецкий С.И., Осадчук В.С. Современное состояние и перспективы развития полупроводниковых частотных датчиков неэлектрических величин. Часть 1. Теоретические предпосылки использования реактивных свойств полупроводниковых структур в контрольно-измерительной технике / Винницкий политехн. ин-т. – Винница, 1988. – 20 с. – Рус. – Деп. в УкрНИИИТИ 05. 01. 88, – № 70 – Ук88.
5. Осадчук О.В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором. – Вінниця: «Універсум-Вінниця», 2000. – 303 с.
6. Справочник по радиоизмерительным приборам. Под ред. В.С. Насонова. – Т. 2. – М.: Сов. Радио, 1977. – 272 с.
7. Ржевкин К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов. – Изд-во Мос. Ун-та, 1986. – 257 с.
8. Осадчук В.С., Осадчук О.В., Вербицкий В.Г. Температурні та оптичні мікроелектронні частотні перетворювачі. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2001. – 195 с.
9. Викулун И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.

PhD Mouchkaev A.S.*, **DSc. L'vov A.A.**, **PhD L'vov P.A.**, and **Matoshko I.M.**
Korea Advanced Institute of Science and Technology, Daejeon, South Korea
Saratov State Technical University named after Gagarin J.A., Saratov, Russia

RADIO FREQUENCY IDENTIFICATION USING MULTI-PORT JUNCTION

Radio frequency identification (RFID) system is a wireless communication system in which the radio link between the base station (reader) and the transponders is provided by the modulated backscattered waves. The reader sends information to one or more transponders by amplitude-shift keying (ASK) modulating an RF carrier. The