

СПІН-ЗАЛЕЖНИЙ СТРУМ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВІ КНС

К. В. Кривохижа, О. В. Третяк, А. Г. Шкавро

Інститут високих технологій Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 64, 01601 Київ, Україна, тел. (044) 521—3583
daan@univ.kiev.ua, tov@univ.kiev.ua, shkavro@univ.kiev.ua

СПІН-ЗАЛЕЖНИЙ СТРУМ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВІ КНС

К. В. Кривохижа, О. В. Третяк, А. Г. Шкавро

Анотація. Досліджувались структури у вигляді смужки кремнію на сапфірі, в якій формувався бар'єр Шоткі. В них виявлено наявність спін-залежного струму при кімнатних температурах. Експериментально досліджувались вольтамперні, частотні та польові залежності загального та спін-залежного струму, а також вплив освітлення на них. Запропоновані механізми протікання струму в таких структурах, експериментальні результати добре узгоджуються з проведеними оцінками. Виявлено, що в структурі існують два конкуруючі спін-залежні канали протікання струму, які за певних умов можуть компенсувати один одного.

Ключові слова: кремній на сапфірі, парамагнітні центри, спін-залежний струм, бар'єр Шоткі

SPIN-DEPENDENT CURRENT IN S-O-S BASED STRUCTURES

K. V. Krivokhizha, O. V. Tretyak, A. G. Shkavro

Abstract. In this paper we studied structures in the form of strips of silicon on sapphire, where Schottky barriers were formed. They demonstrate the presence of spin-dependent current at room temperature. Current-voltage, frequency and field characteristics for spin-dependent and overall currents were experimentally investigated, and the influence of light on them. The mechanisms of current flow in such structures are proposed, and the experimental results are in good correlation with evaluations. An existence of two competing spin-dependent channels of current flow is revealed in studied structure, and they can compensate each other under certain conditions.

Keywords: silicon-on-sapphire, paramagnetic centers, spin-dependent current, Schottky barrier

СПИНЗАВИСИМЫЙ ТОК В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ КНС

К. В. Кривохижа, О. В. Третяк, А. Г. Шкавро

Аннотация. Исследовались структуры в виде полоски кремния на сапфире, в которых формировался барьер Шоттки. В них обнаружено существование спинзависимого тока при комнатных температурах. Экспериментально исследовались вольтамперные, частотные и полевые зависимости спинзависимого и полного тока, а также влияние освещения на них. Предложены механизмы прохождения тока в таких структурах, экспериментальные результаты хорошо согласуются с проведенными оценками. Обнаружено, что в структуре существуют два конкурирующие спинзависимые каналы прохождения тока, которые в определенных условиях могут компенсировать друг друга.

Ключевые слова: кремний на сапфире, парамагнитные центры, спинзависимый ток, барьер Шоттки

Вступ

Кремній на сапфірі (КНС) має як електрофізичні, так і оптичні особливості, які роблять його перспективним матеріалом для мікроелектроніки. В структурах на основі КНС повністю забезпечується електрична ізоляція компонентів інтегральної схеми. Прилади на основі КНС мають більш високу швидкодію, структури КНС можуть використовуватись для створення різноманітних оптоелектронних приладів, які здатні працювати в широкому діапазоні довжин хвиль. Також КНС є цікавим матеріалом для спінтроники, оскільки відомо [1], що в ньому існує велика кількість парамагнітних центрів, що є умовою існування спін-залежного струму [2]. Дійсно, дослідження фотопровідності в КНС з омичними контактами [3] підтвердили залежність струму через структуру від спінової орієнтації носіїв заряду. В умовах спінового резонансу час життя електронів на таких центрах зменшувався, і відповідно зменшувалась фотопровідність. Величина відносної зміни провідності $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$ не залежала в широкому інтервалі від величини магнітного поля H (100—3000 Е).

Проте типові значення $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$ складають 10^{-5} — 10^{-6} , що є занадто мало для практичного використання. Проблема полягає в тому, що спін-залежний струм вимірюється на фоні порівняно великого струму через структуру. Одним з шляхів вирішення цієї проблеми є зменшення загальної (фонові) провідності структури. Це досягається, наприклад, у структурах, в яких присутній збіднений шар — р-п перехід або бар'єр Шоткі. При включенні такої структури в заперному напрямку загальний струм суттєво зменшиться і струм через дефекти в заперному шарі (а отже і внесок спін-залежного струму) може становити в ньому значно більшу частину, аніж у випадку однорідної структури.

Об'єкт дослідження

Зразок являв собою смужку КНС (рис. 1). Товщина плівки 0.6 мкм, ширина смужки 1 мм. Плівка кремнію мала провідність р-типу. На кінцях смужки шляхом напилення алюмінію формувалися контакти 1×1 мм². Проміжок між контактами складав 1 мм. Відомо, що у невідпалених контактах $Al-p-Si$, сформованих на травленій поверхні кремнію, утворюється

бар'єр Шоткі висотою $\phi_b \approx 0.58$ еВ [4]. Структура по суті являє собою два діода Шоткі, ввімкнені назустріч один одному.

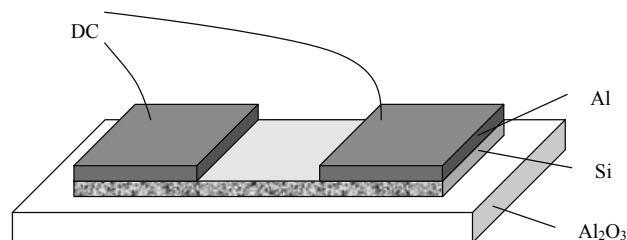


Рис. 1. Досліджувана структура

Методика вимірювання спін-залежного струму

Зразок з підведеними контактами розміщувався всередині резонатора, в який подавалось модульоване мікрохвильове випромінювання трьохсантиметрового діапазону. Модуляція здійснювалась меандром з частотою F_{mod} , глибина модуляції 100 %. Резонатор розміщувався в постійному полі електромагніта. Вимірювальне коло складалось зі зразка, джерела живлення та опору навантаження. Зміною напруженості постійного магнітного поля досягались умови спінового резонансу в зразку. При цьому провідність зразка змінювалась (за наявності в ньому спін-залежного каналу протікання струму), що призводило до виникнення в колі змінної складової струму з частотою F_{mod} , яка знімалась з опору навантаження, підсилювалась резонансним підсилювачем та подавалась на синхронний детектор. Напруга на виході синхронного детектора пропорційна зміні струму через зразок в умовах спінового резонансу. Дану методику називають електрично детектованим магнітним резонансом (ЕДМР). Температура зразка з резонатором стабілізувалась на рівні кімнатної. Вимірювання проводились як без освітлення, так і за його наявності. Освітлення зразка здійснювалось через спеціальне вікно в резонаторі. В якості джерела світла використовувалась галогенна лампа потужністю 75 Вт, яка живилась стабілізованим постійним струмом. Інтенсивність освітлення регулювалась шляхом зміни величини струму живлення лампи. Вимірювання вольтамперних характеристик проводились за стандартною методикою.

Результати та їх обговорення

Експериментальні характеристики без освітлення

Типова вольтамперна характеристика досліджуваної структури (без освітлення) зображена на рис. 2 (крива а). Видно, що характеристика симетрична, причому при збільшенні напруги струм в структурі прямує до насичення, тобто обмежується струмом бар'єру Шоткі, до якого прикладається зворотна напруга. Відсутність помітного струму крайового витоку пояснюється геометрією контакту, який по суті є меза-структурою.

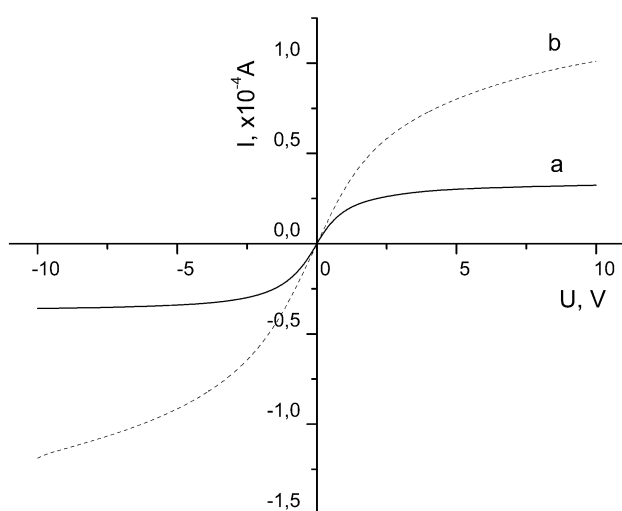


Рис. 2. Вольтамперні характеристики структури: а — темнова, б — при освітленні.

Для напівпровідників з помірним рівнем легування найбільш ймовірними механізмами протікання струму при зворотних зміщеннях є надбар'єрний (з врахуванням зниження висоти бар'єру за рахунок ефекту Шоткі) та генераційний [5].

У випадку надбар'єрного механізму зворотний струм за $|U| > 3kT/q$ дорівнює

$$I_R = A^* T^2 S \cdot \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q\sqrt{qE/4\pi\epsilon\epsilon_0}}{kT}\right), \quad (1)$$

де $E \approx \sqrt{\frac{2qN_A(\phi_0/q-U)}{\epsilon\epsilon_0}}$ — напруженість електричного поля в напівпровіднику на границі з металом, ϵ_0 — діелектрична стала, ϵ — відносна діелектрична проникність напівпровідника, A^* — ефективна стала Річардсона, N_A — концентрація акцепторів у напівпровіднику, S —

площа контакту, ϕ_b та ϕ_0 — висота бар'єра Шоткі та вигин зон у напівпровіднику. Для кремнію p -типу ефективна стала Річардсона $A^* \approx 0,66A$, де $A = 120 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$ — стала Річардсона [5]. Оцінка величини струму за формулою (1) дає значення досить близьке до експериментального.

У випадку струму, обумовленого генерацією електронно-діркових пар, що протікає за участю глибоких центрів одного типу в області просторового заряду (ОПЗ) напівпровідника

$$I_g \approx \frac{qn_i w(U)S}{2\tau_g} \quad (2)$$

де τ_g — ефективний час генерації в ОПЗ, товщина якої дорівнює

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_0/q-U)}{qN_a}} \quad (3)$$

Струм, розрахований за формулою (2) приблизно співпадає з експериментальними значеннями за умови, що $\tau_g \approx 2 \cdot 10^{-10}$ с. Як видно з (1) — (2) генераційний струм зростає зі збільшенням напруги навіть швидше ніж надбар'єрний, в той час як експериментальний струм прямує до насичення. Слід зазначити, що вирази (1) і (2) записані для одновимірного випадку, причому коли товщина ОПЗ менше за товщину напівпровідника, тому їх можна використовувати лише для наближеної оцінки. Для помірної концентрації акцепторів значення товщина ОПЗ при $|U| > 3kT/q$ розраховане за формулою (3) перевищує товщину півки досліджуваної структури. Тому при збільшенні напруги об'єм області генерації $S \cdot d$ і, відповідно, генераційний струм у структурі залишаються практично незмінними. З врахуванням зазначеного, з порівняння експериментального значення струму насичення з розрахованим за формулою (2), за умови $w(U) \equiv d = 0,6$ мкм, отримуємо $\tau_g \approx (7 \div 8) \cdot 10^{-11}$ с.

За наявності парамагнітних центрів в ОПЗ контакту $Al-p-Si$ крім розглянутих двох механізмів струму у описаній вище структурі можна очікувати наявності спін-залежного генераційного струму I_{gs} . Дійсно, на ЕДМР спектрі досліджуваних зразків спостерігається резонанс за $H_0 \approx 3.3$ кЕ (рис. 3). Струм в умовах спінового резонансу збільшувався, відносна зміна $\Delta I/I$ складала приблизно 10^{-5} . Тут I — загальний струм через структуру ($I = I_R + I_g + I_{gs}$),

ΔI — величина його зміни в резонансі. Струм I_{gs} можна записати у вигляді (2), замінивши τ_g на τ_{gs} — сталу часу генерації через спін-залежний канал. Тоді зменшення τ_{gs} в умовах спінового резонансу приводить до збільшення I_{gs} , а отже і до збільшення повного струму. Очевидно що $\frac{I_{gs}}{I_g} = \frac{\tau_g}{\tau_{gs}}$. Тоді якщо покласти $I_{gs} \approx \Delta I$ то можна оцінити величину $\tau_{gs} \approx \frac{\tau_g}{\Delta I / I} \approx \frac{8 \cdot 10^{-11}}{10^{-5}} \approx 10^{-5}$ с.

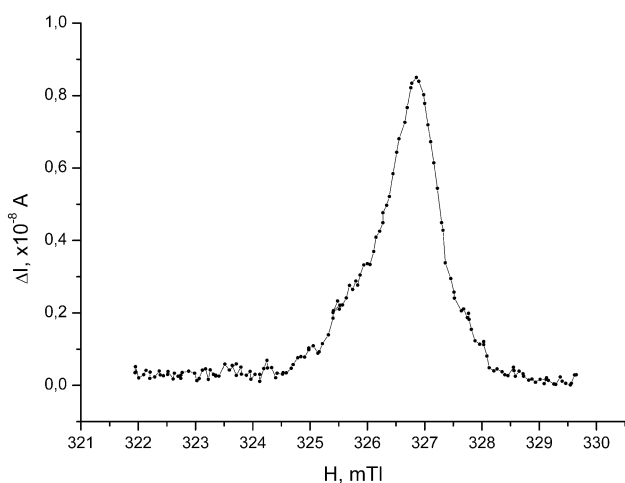


Рис. 3. Типовий спектр ЕДМР для досліджуваної структури.

На рис. 4 (крива а) наведено залежність $\Delta I/I$ від частоти модуляції мікрохвильового випромінювання. Величина зміни сигналу в резонансі змінюється з частотою модуляції згідно формули $\Delta I(\omega) = \Delta I(0) \cdot (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2}$ [6], яка дозволяє оцінити $\tau \approx 5 \cdot 10^{-5}$ с, що добре узгоджується зі значенням τ_{gs} , отриманим з величини $\Delta I/I$. В той же час загальний струм через структуру в досліджуваному інтервалі частот 01 — 100 кГц від частоти не залежить. Таким чином, якщо для досліджуваних зразків основний струм визначається генераційним струмом зміщеного в запірному напрямку бар'єру Шоткі, то величина τ_g не перевищує 10^{-6} , що узгоджується з наведеними вище оцінками.

Вплив освітлення

Для з'ясування природи спін-залежного струму досліджувався вплив освітлення на характеристики структури. На рис. 2 (крива b) пунктиром зображена вольтамперна характеристика структури, яка засвічувалась однорідно від контакту до контакту. Фотострум перевищував темновий струм у 3—4 рази при напрузі 10 В. При цьому абсолютна величина

ΔI зміни струму в умовах спінового резонансу зменшувалась (Рис. 5). Збільшуючи інтенсивність світла, можна було ΔI зменшити до нуля (сигнал повністю зникав). Положення точки переходу через нуль залежить від прикладеної напруги — при вищих напругах перехід відбувається при більших інтенсивностях світла. При подальшому збільшенні інтенсивності величина ΔI знову починала збільшуватись, але при цьому мала протилежний знак. Тобто за таких умов загальний струм в умовах спінового резонансу в структурі вже не збільшувався, а зменшувався. На рис. 4 (крива b) для такого випадку приведена залежність $\Delta I/I$ від частоти модуляції мікрохвильового випромінювання. Видно, що при освітленні структури величина зміни спін-залежного струму не тільки поміняла знак в резонансі, а й суттєво змінилась її частотна характеристика.

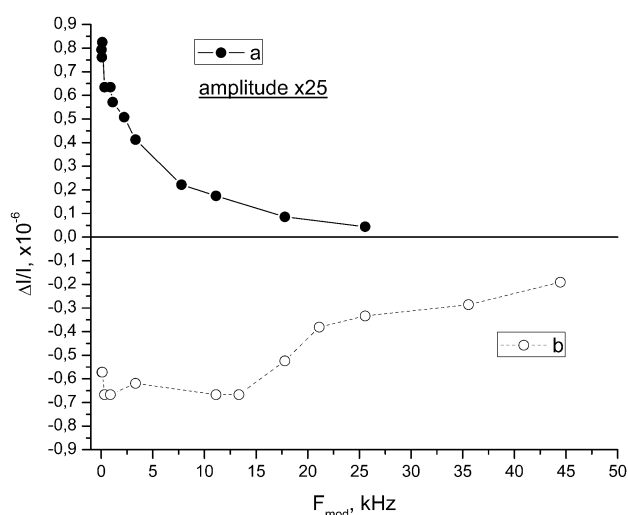


Рис. 4. Частотні залежності $\Delta I/I$ в темряві (а) та при освітленні (b). Амплітуду темної залежності зменшено в 25 раз.

Оскільки досліджувана структура складається з двох бар'єрів Шоткі включених назустріч один одному, то при будь-якій полярності завжди один з контактів включений у прямому напрямку, а інший — у зворотньому. Потрібно було встановити, який з двох контактів відповідає за зміну струму в умовах спінового резонансу. З цією метою було проведено серію експериментів — при фіксованій напрузі на структурі вимірювалась зміна струму в умовах спінового резонансу спочатку в темряві, а потім освітлювались лише ділянки структури: середня частина КНС без приконтактних областей, лівий або правий контакт разом з

приконтактною областю. В кожному випадку виміри проводились при двох різних полярностях прикладеної напруги. В результаті таких дослідів однозначно було встановлено, що за зміну струму в умовах спінового резонансу відповідає контакт, ввімкнений у запірному напрямку. Це означає, що в темновому спін-залежному генераційно-рекомбінаційному струмі переважну долю дійсно складає генераційний струм (2), а залежність $\Delta I/I$ від частоти модуляції визначається постійною часу генерації $\tau_{gs} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{с}$.

По-перше це підтверджує обґрунтованість проведеної вище оцінки τ_{gs} . По друге, спін-залежний канал струму не є основним, але завдяки унікальній спін-залежній методиці експерименту його можна спостерігати окремо на фоні основного струму. По-третє, величина відносної зміни струму в резонансі $\Delta I_s/I_s$ може бути порядку одиниці. Це відкриває шляхи технологічного створення нових реальних структур для спінтроники, які працюють при кімнатних температурах.

З'ясувавши, що спін-залежний струм через контакт з бар'єром Шоткі, включеним в зворотньому напрямку, є спін-залежним генераційним струмом з характерною сталою часу генерації τ_{gs} , неважко пояснити, як буде змінюватись спін-залежний струм при виникненні фотоструму. Зміну повного спін-залежного струму в умовах спінового резонансу в такому випадку можна записати як

$$\Delta I = |\Delta I_m| - |\Delta I_\phi|, \quad (4)$$

де ΔI_m та ΔI_ϕ — зміна в резонансі темнового струму в контакті та фотоструму відповідно. В загальному випадку ΔI_m пропорційна $(\tau_g)^\alpha$, де $\alpha < 0$, а ΔI_ϕ пропорційна $(\tau_r)^\beta$ (τ_r — час рекомбінації), де $\beta > 0$. В умовах спінового резонансу зростає генераційний темновий струм обернено зміщеного діода та зменшується фотострум, і в залежності від співвідношення між ΔI_m та ΔI_ϕ сумарний спін-залежний струм ΔI через контакт може як збільшуватись, так і зменшуватись.

З рис. 4 видно, що характерний час, визначений з кривої b, в декілька разів менший характерного часу, визначеного з кривої a. Таке співвідношення τ_g/τ_r є цілком природним.

Генераційний струм пропорційний товщині ОПЗ, тобто пропорційний \sqrt{U} . Враховуючи можливу залежність ймовірності генерацій-

них спін-залежних переходів від напруженості електричного поля, можна припустити, що генераційний спін-залежний струм буде пропорційним U^γ (де $\gamma > 1/2$). В той же час залежність фотоструму від напруги більш слабка. Тому при малих значеннях прикладеної напруги струм через структуру, яка освітлюється світлом в області власної фотопровідності в умовах спінового резонансу зменшується (рис. 5 крива 3), а при великих значеннях струм збільшується, як і темновий.

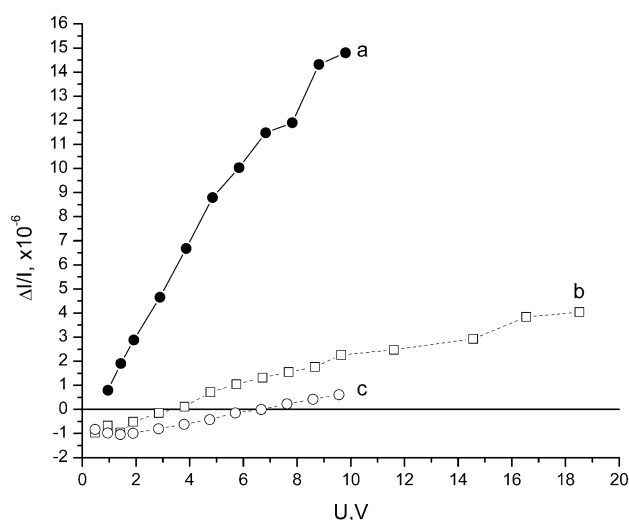


Рис. 5. Залежність сигналу від прикладеної напруги в темряві (a) та при двох інтенсивностях освітлення (b і c), c — максимальна інтенсивність.

Висновки

Знак зміни струму через бар'єр Шоткі в структурі КНС в умовах спінового резонансу може бути різним в залежності від величини напруги зворотнього зміщення, інтенсивності освітлення та частоти модуляції мікрохвильового випромінювання. Це підтверджується експериментальними даними, які наведені на рис. 4 та рис. 5.

Знайденому ефекту зміни струму в умовах спінового резонансу в даній структурі КНС дано якісну фізичну інтерпретацію. Цей ефект може бути використаний для створення приладів спінтроники, наприклад діоду Шоткі, струм (при кімнатних температурах) через який залежить від спінової орієнтації носіїв заряду. При керованому формуванні в ОПЗ такого діода спін-залежного каналу, величина ефекту $\Delta I/I$ може бути достатньою для практичного застосування.

Список літератури

1. Chen J., Ko R. J., Brzezinski D., Forbes L., Debloca C., Bulk traps in silicon-on-saphire by conductance DLTS // IEEE Trans. Electron. Dev. — 1981. — ED-28, № 3. — P. 299—304.
2. Кведер В. В., Осипьян Ю. А., Шалынин А. И., Спин-зависимая рекомбинация на дислокационных оборванных связях в кремнии // ЖЭТФ. — 1982. — 83, № 2. — С. 699—714.
3. Борисов Ф. И., Воробьев Ю. В., Стриха В. И., Третьяк О. В., Шматов А. А., Исследование спин-зависимой рекомбинации в пленках КНС // ФТП. — 1985. — Т.8, № 5. — С. 859—873.
4. Родерик Э. Х. Контакты металл-полупроводник. — М.: Радио и связь, 1982. — 208 с.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2- книгах, Кн. 1. — М.: Мир, 1984. — 456 с.
6. Lepine D., Spin-Dependent Recombination on Silicon Surface // Phys. Rev. B — 1972. — № 2 (vol. 6). — P. 436—441.