



МІНІСТЕРСТВО
ЕКОНОМІЧНОГО
РОЗВИТКУ І ТОРГІВЛІ
УКРАЇНИ

УКРАЇНА

(19) UA

(11) 132294

(13) U

(51) МПК

G01R 27/02 (2006.01)

(12) ОПИС ДО ПАТЕНТУ НА КОРИСНУ МОДЕЛЬ

(21) Номер заявки:	u 2018 08072	(72) Винахідник(и):	Білоголовський Михайло Олександрович (UA), Житлухіна Олена Сергіївна (UA), Шамась Віталій Віталійович (UA)
(22) Дата подання заявки:	20.07.2018	(73) Власник(и):	ДОНЕЦЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ВАСИЛЯ СТУСА, вул. 600-річчя, 21, м. Вінниця, 21021 (UA)
(24) Дата, з якої є чинними права на корисну модель:	25.02.2019	(74) Представник:	Хаджинов Ілля Васильович
(46) Публікація відомостей про видачу патенту:	25.02.2019, Бюл.№ 4		

(54) СПОСІБ ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СПІНОВОЇ ДИФУЗІЇ У НАДПРОВІДНИХ ПЛІВКАХ

(57) Реферат:

Спосіб визначення довжини спінової дифузії у надпровідних плівках включає створення безпосереднього контакту плівки надпровідника з феромагнітним металом, крізь який пропускається електричний струм, виміри вольт-амперної характеристики надпровідної плівки за допомогою чотиризондового методу та аналіз отриманих результатів. Виміри проводять в резистивному стані надпровідної плівки, коли вольт-амперна характеристика являє собою ступеневу криву. Довжину спінової дифузії розраховують, виходячи з нахилу першої похилої ділянки вольт-амперної характеристики, що відповідає найменшому опору надпровідної плівки в резистивному стані.

UA 132294 U

Корисна модель належить до спінтроники, нової галузі електроніки, що використовує квантові властивості електронного спіну з двома умовними станами (спін-догори, спін-униз) і може бути використана в науково-дослідній лабораторній практиці для розробки та створення нових наноелектронних пристроїв на основі спінових ефектів. Першорядним параметром, який визначає архітектуру і, що найважливіше, розміри спінових приладів, є довжина спінової дифузії l_{sf} , на якій електрон, що рухається крізь плівку з провідника, зберігає напрямок свого спіну [1]. Цей параметр характеризує ефективність спін-поляризованого транспорту електронів і може значно перевищувати типову довжину вільного пробігу, яка в тонких металевих плівках лежить в інтервалі від кількох одиниць до кількох десятків нанометрів. Зокрема в нормальних (не надпровідних) плівках алюмінію довжина спінової дифузії може сягати декількох мікрометрів (див. таблицю 2 в роботі [1]). У той же час існує дуже великий розкид експериментальних даних щодо довжини спінової дифузії, який дав право авторам огляду [1] стверджувати, що величини l_{sf} , наведені в різних публікаціях, належать не стільки до досліджених матеріалів, скільки до конкретних зразків. Таким чином, згідно із твердженням [1], потрібні нові, більш досконалі способи експериментального визначення довжини спінової дифузії l_{sf} в нормальних металевих плівках.

Що стосується надпровідних металів і сплавів, то отримані для них результати є ще більш суперечливими. Наприклад в роботі [2] повідомлялося про збільшення в 10^6 разів часу спінової релаксації $\tau_{sf}=l_{sf}/v$ в надпровідному алюмінії у порівнянні з відповідною величиною в нормальному стані (v - швидкість електронів на поверхні Фермі), а в роботі [3] - про зростання у чотири рази τ_{sf} для надпровідного ніобію. У той же час мають місце твердження про зменшення τ_{sf} в алюмінії в надпровідному стані [4] або про одне й те ж саме значення вище і нижче температури надпровідного переходу [5]. Цілковито невизначеною залишається величина l_{sf} в високотемпературних надпровідних оксидах, які є найбільш перспективними матеріалами для створення високоефективних спінтронних пристроїв на основі надпровідників [6].

З літературних джерел відомий тільки один спосіб (методика) одержання даних щодо довжини спінової релаксації в надпровідниках [4], який вибрано найбільш близьким аналогом корисної моделі. В ньому інжекція квазічастинок із поляризованими у певному напрямку спінами здійснюється шляхом створення безпосереднього контакту надпровідної плівки з феромагнітним металом, крізь який пропускається електричний струм I_{sp} , в якому кількість електронів зі спіном догори суттєво відрізняється від кількості електронів зі спіном униз. Подальші дії полягають у вимірюванні різниці електричних потенціалів на вибраній ділянці надпровідної плівки, яка виникає внаслідок придушення надпровідного стану поблизу інтерфейсу надпровідник-феромагнетик, і обробці експериментальних даних за допомогою теорії нерівноважного стану в надпровідниках [4]. Недолік цього способу полягає у тому, що таким чином досліджується лише окрема частина надпровідника, властивості якого можуть бути локально неоднорідними по довжині, а отримані таким чином дані щодо величини l_{sf} суттєво залежать від відповідних теоретичних припущень.

Ці факти свідчать про необхідність впровадження нових методів визначення довжини спінової дифузії l_{sf} , специфічних саме для надпровідників.

В основу корисної моделі поставлена задача застосування ефекту проковзування квантово-механічної фази надпровідного параметра порядку в тонких надпровідних шарах для отримання достовірних і відтворюваних величин l_{sf} .

Поставлена задача вирішується тим, що у способі визначення довжини спінової дифузії у надпровідних плівках, що включає створення безпосереднього контакту плівки надпровідника з феромагнітним металом, крізь який пропускається електричний струм, виміри вольт-амперної характеристики надпровідної плівки за допомогою чотиризондового методу та аналіз отриманих результатів, згідно з корисною моделлю, виміри проводять в резистивному стані надпровідної плівки, коли вольт-амперна характеристика являє собою ступеневу криву, а довжину спінової дифузії розраховують, виходячи з нахилу першої похилої ділянки вольт-амперної характеристики, що відповідає найменшому опору надпровідної плівки в резистивному стані.

У способі вимірюється вольт-амперна характеристика всієї плівки, яка містить в собі інформацію, усереднену по зразку. Запропонований спосіб є більш простим у порівнянні з існуючим і не вимагає додаткових складних розрахунків, оскільки величина l_{sf} визначається безпосередньо з експериментальної вольт-амперної характеристики. Цей спосіб може бути застосований для квазідвовимірних плівок, товщина яких менше ніж довжина когерентності надпровідника ξ (ξ - характерна довжина, на якій хвильова функція надпровідника суттєво змінюється). В таких плівках перехід із надпровідного в нормальний стан відбувається іншим чином ніж у відповідних об'ємних зразках, де критичне значення струму призводить до стрибка з бездисипативного стану в стан з кінцевим опором. В квазідвовимірних плівках руйнування

надпровідності відбувається поступово [7]. Спочатку реалізується резистивний стан з локалізованими у просторі й часі топологічними флуктуаціями (їх зазвичай називають лініями проковзування фази), поява яких призводить до виникнення кінцевого опору в номінально бездисипативному надпровіднику. Кількість таких ліній зростає зі збільшенням струму крізь плівку I_b , і коли вони заповнюють собою весь обсяг плівки, вона перетворюється в однорідний нормальний шар. Нахил першого резистивного стану відповідає появі однієї лінії проковзування фази. Вона виникає в "слабкому" місці у плівці, де критичний струм дещо менший, ніж у будь-якому іншому місці внаслідок неоднорідного потоку спін-поляризованих електронів в надпровідному шарі. Збільшення струму приводить цю частину плівки в нормальний стан, обумовлюючи тим самим нормальний потік електронів через цю ділянку надпровідного зразка. Цей потік призводить до появи електричного поля, яке, в свою чергу, прискорює нормальні електрони до критичної швидкості, і амплітуда надпровідного параметра порядку локально дорівнює нулю. Оскільки утворення електронних пар є енергетично вигідним процесом при температурі, нижчій за критичну, амплітуда параметра порядку стає відмінною від нуля, і частина струму переноситься вже надпровідними електронними парами. Цей процес є періодичним, після завершення кожного циклу різниця фаз надпровідникових електронних хвильових функцій зліва і справа від "слабкого" місця буде становити 2π . Розмір лінії проковзування фази визначається областю, в якій надпровідність придушена, тобто приблизно дорівнює подвоєній довжині спінової дифузії $2l_{sf}$ у разі, якщо електрони, інжектвані в плівку надпровідника, мають переважний напрямок спінів. Ця обставина дозволяє визначити величину l_{sf} , виходячи з вимірювань вольт-амперної характеристики всієї надпровідної плівки. Більш того, наявність ступеневої структури в вольт-амперних кривих і пропорційність нахилів її окремих резистивних ділянок опору одного центра проковзування фази дозволяє провести детальну верифікацію вихідних припущень. Додаткова перевірка того, що ступенева структура в вольт-амперній характеристиці обумовлена наявністю окремих ліній проковзування фази полягає у тому, що асимптотичні продовження всіх похилих ділянок вольт-амперної кривої мають перетинатися в одній точці I_0 , що лежить на осі струмів [8].

Корисна модель пояснюється графічними зображеннями, де на:

Фіг. 1 - електрична схема вимірювання вольт-амперної характеристики надпровідної плівки S, яка знаходиться в безпосередньому контакті з феромагнітним шаром. Спін-поляризований струм інжекції I_{sp} всередині надпровідника розгалужується вліво і вправо на два рівних потоки $I_{sp}/2$.

Фіг. 2 - вольт-амперна характеристика надпровідної плівки сплаву $Mo_{56}Re_{44}$ під впливом інжекції спін-поляризованих електронів з шару феромагнітної сполуки Co_2CrAl .

Для визначення довжини спінової дифузії в надпровідній плівці вимірюють її вольт-амперну характеристику за допомогою відомого чотиризондового методу, схематично зображеного на Фіг. 1. Для цього на плоскій поверхні зразка вздовж прямої лінії розміщують чотири металевих зонди малої площини. Через зовнішні зонди пропускають електричний струм I_b , а різницю потенціалів V^+-V^- вимірюють між внутрішніми зондами, відстань між якими l визначають попередньо. Вольт-амперна характеристика, виміряна при температурах вище критичної температури переходу із нормального в надпровідний стан, дозволяє визначити повний опір плівки в нормальному стані R_N , поділивши різницю потенціалів V^+-V^- на струм I_b через плівку. Отримана при температурі нижче критичної температури переходу із нормального в надпровідний стан вольт-амперна характеристика демонструє критичний струм I_c (Фіг. 2). При струмах, менших критичного I_c , різниця потенціалів між внутрішніми зондами дорівнює нулю. При наявності інжекції спін-поляризованих електронів за допомогою струму I_{sp} із феромагнітного в надпровідний електрод і струмі $I_b > I_c$ спостерігаються дискретні "кроки" опору (Фіг. 2). Спочатку перевіряють, що асимптотичні продовження всіх похилих ділянок вольт-амперної кривої перетинаються в одній точці на осі струмів і визначають величину I_0 . Далі на першій похилій ділянці вибирають довільну точку A з координатами I_A та V_A і розраховують величину динамічного опору окремої "слабкої" ділянки надпровідної плівки в резистивному стані $R_S^{(1)} = V_A / (I_A - I_0)$ (Фіг. 2). При подальшому зростанні поданої напруги з'являється друга похила ділянка, яка відповідає наявності двох "слабких" ділянок надпровідної плівки. Розрахований таким же чином опір цієї ділянки $R_S^{(2)}$ має дорівнювати подвійній величині опору першої ділянки $R_S^{(2)} = 2R_S^{(1)}$. Цей підрахунок продовжують для інших похилих ділянок, номер n яких має відповідати рівнянню $R_S^{(n)} = nR_S^{(1)}$. Відсутність деяких ділянок, як це можна побачити на Фіг. 2, означає одночасну появу двох і більше ліній проковзування фази одночасно. Потрібну довжину спінової дифузії l_{sf} знаходять зі співвідношення $l_{sf} = IR_S^{(1)} / R_N$.

Далі наведено приклад експериментальної реалізації запропонованого способу визначення довжини спінової дифузії в надпровідному сплаві молібдену з ренієм.

Приклад. На Фіг. 2 наведено результати вимірювань вольт-амперної характеристики надпровідної плівки із сплаву молібдену з ренієм $\text{Mo}_{56}\text{Re}_{44}$ товщиною 100 нанометрів. Її критична температура переходу із нормального в надпровідний стан становила 7,2 К при температурі експерименту 4,2 К.

Для інжекції спін-поляризованих електронів в плівку $\text{Mo}_{56}\text{Re}_{44}$ використовувався шар із сплаву Гейслера Co_2CrAl film товщиною 100 нанометрів, який, згідно із даними [9], має стовідсоткову поляризацію електронів провідності. Повний опір плівки в нормальному стані дорівнював $R_N=19,2$ Ом. Під впливом струму інжекції спін-поляризованих електронів $I_{sp}=6$ мА в вольт-амперній характеристиці плівки молібден-ренієвого сплаву при температурі нижче критичної виникала ступенева структура (Фіг. 2). Наявність такої структури в вольт-амперній кривій, пропорційність нахилів окремих резистивних ділянок опору одного центра проковзування фази та перетин асимптотичних продовжень всіх похилих ділянок на вольт-амперної кривій в одній точці $I_0 < I_c$ свідчить про те, що ступенева структура, обумовлена виникненням в надпровідній плівці окремих ліній проковзування фази. Величина опору окремої "слабкої" ділянки цієї плівки в резистивному стані, яка була розрахована, виходячи з нахилу першої похилої ділянки за номером 1 на Фіг. 2, дорівнює $R_S^{(1)}=1,61$ Ом. Далі одночасно з'явилися ще чотири лінії проковзування фази з сумарним опором $R_S^{(5)}=5 \times 1,61$ Ом=8,05 Ом. Потім виникла шоста "слабка" ділянка, і повний опір став дорівнювати $R_S^{(6)}=6 \times 1,61=9,66$ (Ом). Після появи сьомої "слабкої" ділянки повний опір надпровідної плівки став дорівнювати $R_S^{(7)}=7 \times 1,61=11,27$ (Ом). Відстань між внутрішніми зондами для виміру різниці потенціалів V^+-V^- становила $l=85$ мкм (Фіг. 2). Знаходимо довжину спінової дифузії в надпровідному сплаві $\text{Mo}_{56}\text{Re}_{44}$ за допомогою наведеного вище співвідношення $l_{sf}=IR_S^{(1)}/R_N=7,1$ мкм. Цей результат узгоджується з даними роботи [2] щодо надпровідного алюмінію, який, як і сплав $\text{Mo}_{56}\text{Re}_{44}$, належить до металів із помірною спін-орбітальною взаємодією - фактором, який визначає довжину спінової дифузії в них.

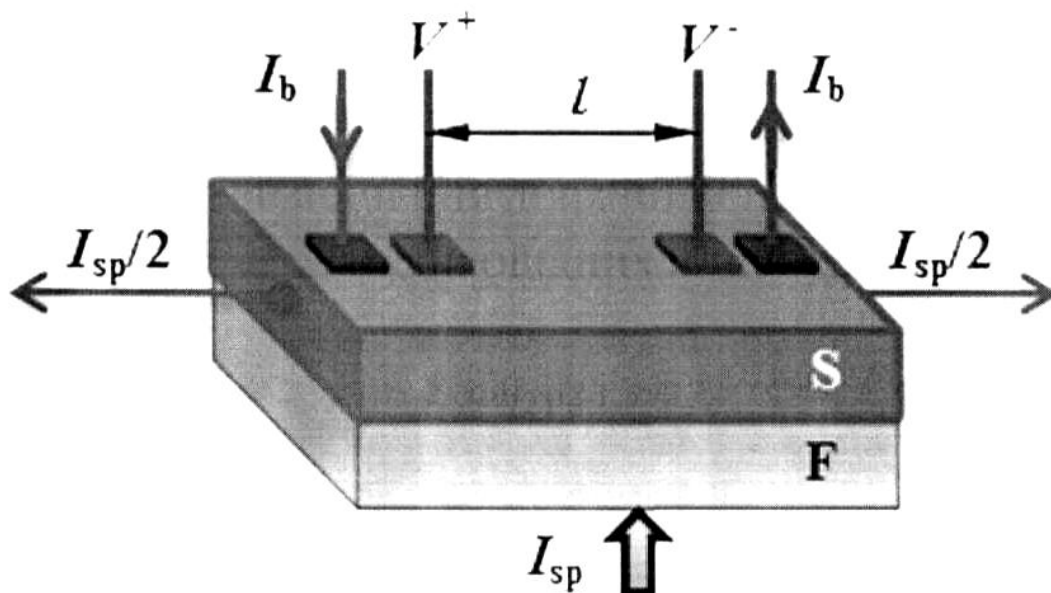
Джерела інформації:

1. Bass J., Pratt W.P. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist's critical review.../. Phys.: Condens. Matter. 2007. - Vol. 19, № 18. - P. 183201-1-183201-41.
2. Yang H., Yang S.-H., Takahashi S., Maekawa S., Parkin S.S.P. Extremely long quasiparticle spin lifetimes in superconducting aluminium using MgO tunnel spin injectors. Nat. Mater. 2010. -Vol. 9, №7. - P. 586-593.
3. Wakamura T., Hasegawa N., Ohnishi K., Niimi Y., Otani Y. Spin injection into a superconductor with strong spin-orbit coupling. Phys. Rev. Lett. 2014. - Vol. 112, № 3. - P. 036602-1-036602-5.
4. Shin Y.-S., Lee H.-J., Lee H.-W. Spin relaxation in mesoscopic superconducting Al wires. Phys. Rev. B. 2005. - Vol. 71, № 14. - P. 144513-1-144513-8 (найбільш близький аналог).
5. Chen CD., Kuo W., Chung D.S., Shyu J.H., Wu C.S. Evidence for Suppression of Superconductivity by Spin Imbalance in Co-Al-Co Single-Electron Transistors. Phys. Rev. Lett. 2002. - Vol. 88, № 4. - P. 047004-1-047004-4.
6. Chen C, Wang B., Tang X., Cai C. Suppressed superconductivity induced by spin diffusion effect in $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bilayers. J Supercond NovMagn. 2014. - Vol. 27, № 7. - P. 1683-1688.
7. Berdiyrov G., Harrabi K..., Oktasendra F., Gasmi K., Mansour A.I., Maneval J.P., Peeters F.M. Dynamics of current-driven phase-slip centers in superconducting strips. Phys. Rev. B. 2014. - Vol. 90, № 5. - P. 054506-1-054506-7.
8. Sivakov A.G., Glukhov A.M., Omelyanchouk A.N., Koval Y., Mu'ller P., Ustinov A.V. Josephson behavior of phase-slip lines in wide superconducting strips. Phys. Rev. Lett. 2003. - Vol. 91, № 26. - P. 267001-1-267001-4.
9. Kim K.W., Hyun Y.H., Park S.Y., Leey J.Y., Rhee J.Y., Kudryavtsev Yu.V., Oksenenko V.A., Dubowik J. J. Korean Phys. Soc. 2008. - Vol. 53, № 11. - P. 2475-2478.

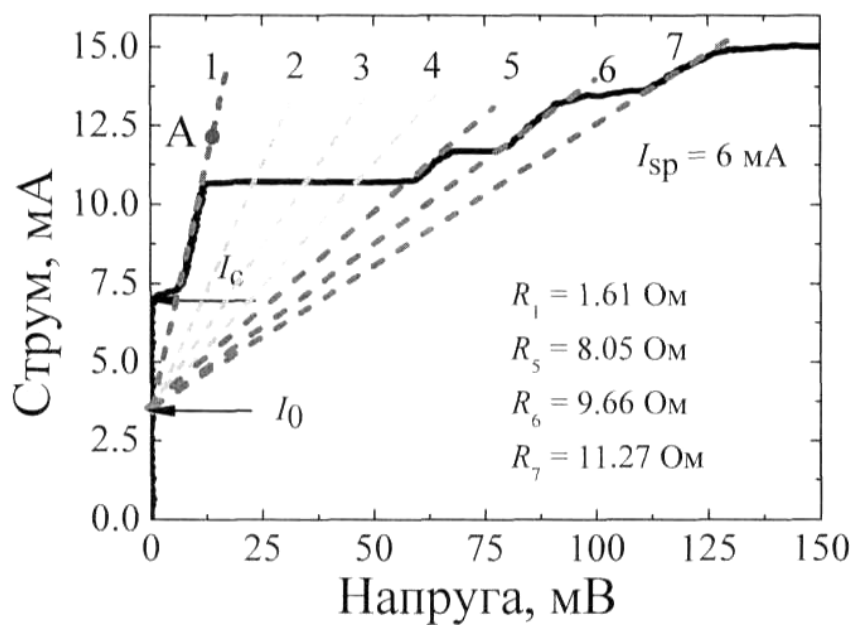
ФОРМУЛА КОРИСНОЇ МОДЕЛІ

Спосіб визначення довжини спінової дифузії у надпровідних плівках, що включає створення безпосереднього контакту плівки надпровідника з феромагнітним металом, крізь який пропускається електричний струм, виміри вольт-амперної характеристики надпровідної плівки за допомогою чотиризондового методу та аналіз отриманих результатів, який **відрізняється** тим, що виміри проводять в резистивному стані надпровідної плівки, коли вольт-амперна характеристика являє собою ступеневу криву, а довжину спінової дифузії розраховують,

виходячи з нахилу першої похилої ділянки вольт-амперної характеристики, що відповідає найменшому опору надпровідної плівки в резистивному стані.



Фіг. 1



Фіг. 2

Комп'ютерна верстка І. Мироненко

Міністерство економічного розвитку і торгівлі України, вул. М. Грушевського, 12/2, м. Київ, 01008, Україна

ДП "Український інститут інтелектуальної власності", вул. Глазунова, 1, м. Київ – 42, 01601