

УДК 621.371

СПІНТРОННІ ПРОЦЕСИ В ТОНКОПЛІВКОВИХ ПРИЛАДАХ

Р. Пеленський

*Національний університет "Львівська політехніка"
вул. Бандери, 12, 79013 Львів, Україна*

Досліджено механізми утворення та поширення спінових хвиль у тонкоплівкових середовищах та поширення діонних континуумів приповерхневого шару тонкої плівки.

Ключові слова: спін, електричні та магнітні подвійні шари заряду.

Властивості тонкоплівкових утворень, головню, визначені спіновим континуумом та його взаємодією з поверхнею плівки. Тому проблема вивчення спінового континууму тонкої плівки та її взаємодії з приповерхневими подвійними шарами зарядів є дуже актуальною.

У дослідження цієї проблеми суттєвий внесок зробили Л.Д. Ландау [2, 3], І.Р. Юхновський та П.П. Костробій [6], Р. Суху [5], А. Ярив [7]. Вивчення розподілу термодинамічних потенціалів у просторово обмежених середовищах, міграції та дифузії спінів, хвильових спінових процесів дає змогу з'ясувати явища в наноплівкових утвореннях.

Мета наших досліджень – аналіз процесів винесення магнітних монополів на поверхню плівки з утворенням у плівці розподіленого шару монополів протилежної полярності та взаємодії цього подвійного магнітного шару зарядів з подвійним електричним шаром зарядів і вплив цих взаємопов'язаних діонних структур на характеристики тонкоплівкового середовища.

Спіновий континуум тонкої плівки. У разі розриву суцільного середовища утворюються поверхневі магнітні рівні, які захоплюють кванти магнетизму. На поверхні тонкої плівки формується шар магнітних монополів, а у плівці – розподілений шар монополів протилежної полярності. Виникає магнітний діон. Силова взаємодія між квантами магнетизму в 4 700 разів більша, ніж між квантами електрики [4].

У локальному об'ємі однорідного середовища загальний магнітний момент дорівнює нулю. На енергетичному рівні є два електрони з протилежними спінами – $+1/2$ та $-1/2$. У випадку розриву структури умовою отримання мінімальної енергії в приповерхневому шарі структури, згідно з правилом Хунда [7], є такий з можливих станів системи електронів, за якого їхній загальний спіновий момент максимальний. Стійким є стан з паралельною орієнтацією спінів ($+1/2$ та $+1/2$).

На поверхню магнітний квант виходить завдяки спіновому полю. Тобто можна уявити, що обертальна система проходить шлях уздовж траєкторії

розкрученої спіралі з вищих магнітних рівнів у товщі плівки на нижчі поверхневі магнітні рівні. Відбувається цей процес завдяки спіновому полю.

Магнітний заряд, захоплений на поверхневі магнітні рівні, зручно розглядати як сукупність квантів магнетизму [1, 4]. Під час аналізування процесу утворення поверхневого магнітного заряду плівки доцільним є розгляд спінової хвилі, що рухається під дією спінового поля структури, яка має розриви, або інші неоднорідності.

Природа розмістила на енергетичному рівні два електрони з протилежними спінами для того, щоб на значній віддалі від електронів поля, утворені цими двома електронами, взаємно себе скомпенсували. У цьому випадку маємо класичний приклад зустрічних полів.

Електрон обертається навколо своєї осі. Його розподілений поверхневий заряд рухається зі сталою швидкістю, утворюючи кільцевий струм. Цей замкнутий контур струму є причиною обертального моменту струму. Електрон рухається по орбіті навколо ядра, утворюючи орбітальний магнітний момент.

Земля обертається навколо своєї осі. На поверхні Землі є розподілений негативний заряд, на висоті 50 км над поверхнею розміщений шар позитивного заряду. Під час обертання ці шари зарядів утворюють протилежно напрямлені струмові кільця, які утворюють магнітні моменти і спінові поля, що на значній відстані від Землі взаємно скомпенсовані.

Планети і чорні діри, матерія й антиматерія перебувають у безперервному обертанні, створюють поля кручення і, як наслідок, обертання зарядів – магнітні поля. Поля кручення (торсійні, спінові) і зустрічні магнітні поля є в кожній точці Всесвіту, а у фізичному вакуумі ці зустрічні поля перебувають у практичній рівновазі.

Припускаємо, що обертальна властивість матерії реалізується практично беззатратно, тобто в динаміці обертальне поле підпорядковане рівнянню:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - \frac{V^2}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \theta^2} = 0. \quad (1)$$

В однорідному ізотропному середовищі магнітні моменти окремих елементів середовища взаємно скомпенсовані. В середовищі нема розподіленого магнітного заряду і внутрішнього магнітного поля. У разі розірвання середовища спіновий континуум середовища збурюється, на поверхні плівки утворюється некомпенсований магнітний заряд, який легко перерахувати в поверхневий магнітний заряд σ_m , а в товщі плівки – у розподілений магнітний заряд з об'ємною густиною ρ_m .

Поведінка спінового континууму в однорідному ізотропному середовищі принципово інша, ніж у приповерхневих шарах плівки. В однорідному середовищі спіни двох електронів на орбіті мають протилежні знаки (+1/2 та -1/2), тому підсумковий магнітний момент у локальній області середовища дорівнює нулю, а підсистема має найменшу енергію. Коли ж відбувається розрив середовища, то найменшу енергію має той з можливих станів електронів, за якого їхній загальний спіновий момент максимальний (діє правило Хунда). Стійким у цьому випадку є стан з паралельною орієнтацією спінів. Тоді поверхня плівки має

нескомпенсований магнітний момент і його можна звести до поверхневого магнітного заряду σ_m . Крім того, можна вводити й поверхневі магнітні рівні.

Подвійний електричний шар тонкої плівки. У разі розриву середовища частина вільних носіїв заряду покидає середовище, утворюючи розподілений поверхневий заряд σ_e , а в товщі плівки – розподілений електричний заряд з об'ємною густиною ρ_e . У цьому випадку також дуже ефективним є застосування концепції зустрічних полів. Електричному полю подвійного шару електричних зарядів протиставляється зустрічне дифузійне поле, зумовлене неоднорідним заляганням рівня Фермі в локальних приповерхневих областях плівки. Ці зустрічні поля описують різні типи рівнянь. Наприклад, рівняння електромагнітного поля хвильові, містять другу похідну за часом, рівняння дифузійного поля містять лише першу похідну за часом. У разі збурень одного з полів, зокрема, внаслідок іонної імплантації домішки в напівпровідникове середовище, відбувається процес перебудови подвійного електричного шару зарядів, супроводжуваний перехідними струмами в плівковому середовищі. Аналогічно у разі нанесення на поверхню плівки моношарового феромагнетика змінюється поверхневий магнітний заряд, що спричинює зміни в розподіленому магнітному заряді плівки і також впливає на перехідні струми плівки. Процеси в електричних та магнітних шарах заряду взаємопов'язані. Винесення електрона з локальної області плівки зумовлює зміни в спіновому континуумі області і перебудову магнітних шарів заряду. Аналогічно відбувається й зворотний процес.

Польові моделі процесів у тонкоплівковому середовищі. Процеси струмоперенесення та хвилеутворення в наноструктурах треба описувати польовими розрахунками. Такого висновку дійшли дослідники при створенні субмікронних інтегральних схем. Застосування моношарової атомної інженерії, прецизійних технологій унесення домішки в конкретні моношари на ділянки нанорозмірів потребує розрахунків, що дають повну інформацію про кожну точку наносередовища. У цьому разі можлива побудова польових моделей, що враховують моношарову дискретність плівки. Це дуже складні моделі. Простішими є моделі, що оперують усередненими полями. Розглянемо простіший варіант.

Рівняння плівкової електродинаміки, що враховують подвійні електричні та магнітні шари заряду у їхньому взаємозв'язку та їхній вплив на процеси струмоперенесення в плівках у сукупності з залежностями між потоками та силами, зарядами та потенціалами у плівковому середовищі такі:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \bar{\delta}_n + \bar{\delta}_p + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}; \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = \rho_m; \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \rho_e; \quad (5)$$

$$\bar{B} = \mu_a \bar{H}; \quad (6)$$

$$\bar{D} = \varepsilon_a \bar{E}; \quad (7)$$

$$\bar{\delta}_n = e\mu_n (\bar{E} + \bar{N}_n); \quad (8)$$

$$\bar{\delta}_p = e\mu_p (\bar{E} + \bar{N}_p); \quad (9)$$

$$\rho_{en} = en_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{\chi_n}{\Phi_m}\right) \right); \quad (10)$$

$$\rho_{ep} = ep_0 \left(\exp\frac{\chi_p}{\Phi_m} - 1 \right); \quad (11)$$

$$\rho_M = e\rho_{M0} \left(\exp\frac{\Psi}{\Phi_m} - 1 \right). \quad (12)$$

У відому систему рівнянь класичної електродинаміки, пристосовану до аналізу процесів у напівпровідникових середовищах [1], уведено об'ємну густину розподіленого в середовищі магнітного заряду, електронну \bar{N}_n та діркову \bar{N}_p напруженості дифузійного поля, дифузійні електронний χ_n та дірковий χ_p потенціали і потенціал Ψ торсійного поля.

На межах поділу областей наноплівкового середовища є такі умови:

$$B_{2n} - B_{1n} = \frac{\partial \sigma_M}{\partial t}; \quad (13)$$

$$D_{2n} - D_{1n} = \sigma_e; \quad (14)$$

$$H_{2\tau} - H_{1\tau} = j; \quad (15)$$

$$E_{2\tau} - E_{1\tau} = 0; \quad (16)$$

$$\delta_{2n} - \delta_{1n} = \frac{\partial \sigma_n}{\partial t}; \quad (17)$$

$$\delta_{2p} - \delta_{1p} = \frac{\partial \sigma_p}{\partial t}. \quad (18)$$

Менш трудомістким є розв'язування конкретних задач за теорією потенціалу, і в тих випадках, коли такі розв'язки є достатніми, треба користуватись відповідними методами. Рівняння потенціалів і напруженостей мають такий вигляд:

$$\bar{N}_n = -grad \chi_n; \quad (19)$$

$$\bar{N}_p = -grad \chi_p; \quad (20)$$

$$\bar{E} = -grad \varphi - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}; \quad (21)$$

$$\bar{H} = -grad \psi. \quad (22)$$

Якщо обмежувемось розглядом одного континууму вільних заряджених частинок – електронів, то рівняння потенціалів для електродифузійних процесів у півці можна записати у вигляді:

$$a_1 \frac{\partial \chi_n}{\partial t} - \Delta(\chi_n + \varphi) = 0; \quad (23)$$

$$\Delta\varphi + \frac{en_0}{\varepsilon_a} \left(1 - \exp\left(-\frac{\chi_n}{\varphi_m}\right) \right) = 0, \quad (24)$$

де a_1 – параметр середовища у разі малих відхилень від рівноважного стану.

Для двоконтинуумного середовища, у якому струм утворюють електрони й дірки, а рівень Фермі розщеплюється на два квазірівні, рівняння (23)–(24) набувають вигляду:

$$a_1 \frac{\partial \chi_n}{\partial t} - \Delta(\chi_n + \varphi) = 0; \quad (25)$$

$$a_2 \frac{\partial \chi_p}{\partial t} - \Delta(\chi_p + \varphi) = 0; \quad (26)$$

$$\Delta\varphi + \frac{en_0}{\varepsilon_a} \left(1 - \exp\left(-\frac{\chi_n}{\varphi_m}\right) \right) + \frac{ep_0}{\varepsilon_a} \left(\exp\frac{\chi_p}{\varphi_m} - 1 \right) = 0. \quad (27)$$

У випадку розв'язання за теорією потенціалу квазідинамічних задач генерування хвиль плівковими структурами в одноконтинуумному середовищі вільних заряджених частинок отримуємо систему рівнянь [2]

$$a_1 \frac{\partial \chi_n}{\partial t} - \Delta\chi + b_1\chi = 0; \quad (28)$$

$$\Delta\varphi - \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + b_2\chi = 0; \quad (29)$$

$$\Delta \bar{A} - \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} - a_2 \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} - b_3 \nabla(\chi + \varphi) = 0. \quad (30)$$

Рівняння отримані з точністю до градієнта деякої скалярної функції, унаслідок чого значення $\nabla \bar{A}$ можна задати довільно:

$$\nabla \bar{A} + \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0. \quad (31)$$

Теплові заряди в двоконтинуумному середовищі. У наноприладах протікання струму створює дуже високі температурні градієнти. Тому треба

враховувати термодифузійний потік носіїв заряду, який має той самий порядок, що й робочі струми приладу.

Значні температурні перепади роблять плівкове середовище у тепловому плані двоконтинуумним. Континуум електронів, згідно з їхніми енергетичними рівнями, стає розігрітим. Його температура може сягати мільйона градусів, а кристалічна ґратка в цей час має температуру плівки, тобто температуру підкладки.

Тонка плівка побудована з частинок, між якими є значні взаємодії. У вузлах ґратки містяться іонізовані атоми. Взаємодії між атомними ядрами й електронами заповнених оболонки іонів є настільки сильними, що перехідні теплові та електромагнітні процеси не мають на цей континуум практично жодного впливу. Вільні ж електрони рухаються під впливом теплових і електромагнітних полів, і в цьому разі змінюється їхній енергетичний стан. Ці обставини обов'язково повинні бути враховані в математичних моделях термоелектромагнітних процесів у тонких плівках.

У плівковому середовищі під дією градієнтів температури виникають термоелектричні сили, що спричиняють термодифузію носіїв заряду. Термоелектрична напруженість \bar{N}_m у цьому разі повинна фігурувати у рівняннях струму. Визначають термоелектричну напруженість через градієнт температури, а для зведення її за розмірностями до електричної та дифузійної напруженостей пропонують співвідношення

$$\bar{N}_m = -\frac{\eta}{e\mu_n n} \nabla T, \quad (32)$$

де η – коефіцієнт термодифузії.

З урахуванням цієї напруженості рівняння для густини електронного струму $\bar{\delta}_n$ набуде вигляду

$$\bar{\delta}_n = e\mu_n n (\bar{E} + \bar{N}_n + \bar{N}_m). \quad (33)$$

У статистиці в однорідному середовищі, коли \bar{N}_n дорівнює нулю, зустрічні електричне та термодифузійне поля взаємно скомпенсовані. На ділянці структури виникає термо-е.р.с., яку можна обчислити як $\int_A^B \bar{E} dl$.

На контакті двох локальних областей, кожна з яких має свою власну температуру, енергетичні рівні вільних електронів областей відрізняються. В електронейтральному стані рівні Фермі областей різні, що є причиною термодифузійних процесів.

Розігрітий згусток вільних електронів у наноплівці виступає як тепловий заряд плівки. Його питома об'ємна густина має розмірність [Дж/м³]. Цей заряд може рухатись, коливатись, перетворювати накопичену енергію у випромінювані елементами плівки хвилі.

Отже, у приповерхневих шарах тонкоплівкових середовищ діє дифузійне поле, яке є першопричиною винесення з плівки на її поверхню вільних носіїв

заряду й утворення подвійного шару зарядів, електричне поле якого є зустрічним дифузійному полю.

Унаслідок розриву однорідності середовища на поверхні тонкої плівки утворюється поверхневий шар магнітних монополів, а у плівці – розподілений магнітний заряд монополів зворотної полярності. Першопричиною утворення подвійного шару магнітних зарядів є спінові (торсійні) поля приповерхневого шару плівок, що супроводжуються захопленням магнітних монополів на поверхневі рівні. Зустрічним спіновому полю є внутрішнє магнітне поле подвійного шару магнітних зарядів.

Під дією високих температурних градієнтів у наноприладах континуум вільних електронів стає розігрітим, і утворюється подвійний шар теплових зарядів.

1. *Вакарчук І.О.* Квантова механіка. Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2004. 784 с.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Є.М.* Теоретическая физика. Т. 3: Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 787 с.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Є.М.* Теоретическая физика. Т. 2: Теория поля. М.: Наука, 1988. 509 с.
4. Монополь Дирака. М.: Мир, 1970. 332 с.
5. *Суху Р.* Магнитные тонкие пленки. М.: Мир, 1967. 442 с.
6. *Юхновский И.Р., Костробий П.П.* Статическая теория ограниченных Ферми-систем. Приближение хаотических фаз. Киев, 1990. 32 с.
7. *Ярив А.* Квантовая электроника и нелинейная оптика. М.: Сов. радио, 1973. 455 с.

THE SPIN PROCESSES OF THIN FILMS

R. Pelenskyj

*Lviv Polytechnic National University
Bandera Str., 12, Lviv 79013, Ukraine*

Studied in the paper are mechanism of the rise and dissemination of spine waves in thin film media and the formation of dioin continnms of the near surface layer of a thin film.

Key words: spin, electrical and magnetic double layers of charge.

Стаття надійшла до редколегії 20.06.2005

Прийнята до друку 01.09.2005