

УДК 537.611.2

М. В. Ульянов

**НОВІ ГІЛКИ У СПЕКТРІ СПІНОВИХ ХВИЛЬ У НЕФЕРОМАГНІТНИХ МЕТАЛАХ
З МАГНІТОДОМІШКОВИМИ СТАНАМИ ЕЛЕКТРОНІВ**

Розглянуто вплив домішкових атомів на властивості спінових хвиль у неферомагнітних металах у квантуючому магнітному полі. Показано, що динамічна спінова сприйнятливість електронної рідини має кореневі особливості на частотах переходів електронів між рівнями Ландау і резонансними (магнітодомішковими) рівнями. Поблизу резонансних частот існують нові гілки у спектрі спінових хвиль. Знайдені їх спектр і загасання.

Постановка проблеми, аналіз останніх досліджень і публікацій. Спінові хвилі у неферомагнітних металах [1 – 5] зв’язані зі спіновим резонансом електронів провідності, які утворюють вироджену фермі-рідину [6, 7]. За наявності домішкових атомів, які притягують електрони, і квантуючого магнітного поля в металах можливі інші типи електронних резонансних переходів. Вони також супроводжуються осциляціями спінової густини електронної рідини, які слабо загасають. Ці переходи зумовлюють резонансні переходи електронів з перекиданням спіну між рівнями Ландау і магнітодомішковими рівнями [8 – 11]. Такі переходи індуковані електромагнітним полем. Спінові хвилі, що відповідають цим переходам, аналогічні до магнітодомішкових електромагнітних хвиль [10 – 12]. Вони називаються магнітодомішковими спіновими хвилями [13].

Постановка завдання. Відомо, що у масивному металі не кожна домішка, яка притягує електрони, спроможна утворити зв’язаний стан. Такі електронні стани існують тільки у випадку, якщо потенціальна яма домішки є досить глибокою і широкою. В іншому разі зв’язаний стан не утворюється й електрони зазнають тільки потенціального розсіяння домішковими атомами. Ця ситуація змінюється за наявності магнітного поля. У магнітному полі рух електрона схожий на одновимірний, а в одновимірному випадку зв’язаний стан існує в потенціальній ямі будь-якої інтенсивності. У результаті домішкові атоми знімають виродження рівнів Ландау за положенням центрів “осцилятора Ландау” і відщеплюють униз підрівні від кожного рівня Ландау. Підрівні, відщеплені від нижньої підзони Ландау, є локальними. Підрівні розташовуються біля дна вищих підзон, гібридизуються зі зв’язаними станами і стають резонансними. Такі електронні стани обумовлені впливом на них як домішкових атомів, так і магнітного поля. У зв’язку з цим їх називають магнітодомішковими станами, а енергетичні рівні, які їм відповідають, – магнітодомішковими рівнями.

Деякі характеристики магнітодомішкових рівнів – це їх положення $\varepsilon_{N\sigma}$, ширини $\Gamma_{N\sigma}$ і лишки $r_{N\sigma}$ амплітуди розсіяння електронів окремим домішковим атомом. Тут N – номер магнітодомішкового рівня, $\sigma = \pm 1$ – спінове квантове число. Теорія електронних спінових хвиль з магнітодомішковими станами електронів може бути побудована без конкретного визначення цих характеристик. Достатньо використати резонансний характер амплітуди розсіяння електронів з енергією ε домішковим атомом:

$$r_{N\sigma} [\varepsilon - (\varepsilon_{N\sigma} - i\Gamma_{N\sigma})]^{-1}$$

і визначити значення $\varepsilon_{N\sigma}$, $\Gamma_{N\sigma}$, $r_{N\sigma}$ шляхом порівняння теорії з експериментом. Проте ми наведемо значення цих параметрів для випадку короткодійчих домішкових атомів і слабого відщеплення Δ магнітодомішкових рівнів від рівнів Ландау в металах з ізотропним і квадратичним спектром електронів [8 – 11]:

$$\varepsilon_{N\sigma} = \omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) + \mu B \sigma - \Delta, \tag{1}$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \omega_c \left(\frac{a}{l} \right)^2, \quad \Gamma_N = 2\Delta \sqrt{\frac{\Delta}{\omega_c}} \sum_{n < N} \frac{1}{\sqrt{N-n}}, \quad r = 2\pi \frac{\Delta}{\omega_c} \left(\frac{2\Delta}{m} \right)^{3/2},$$

де ω_c – циклотронна частота електрона; μ – його спіновий магнітний момент; B – магнітна індукція; a – довжина розсіяння; m – ефективна маса електрона. Квантова стала у формулі (1) і нижче покладена рівною одиниці.

Мета статті. Показати, що динамічна спінова сприйнятливість електронної рідини має кореневі особливості на частотах переходів електронів між рівнями Ландау і резонансними рівнями. Знайти спектр і загасання нових гілок у спектрі спінових хвиль.

Виклад основного матеріалу. Спінова гілка спектра збуджень металу відповідає полюсу динамічної спінової сприйнятливості, яка лежить поза секторами Стонера. Можна перекопати в існуванні додаткових полюсів, зв'язаних зі згаданими вище резонансними переходами у найпростішій апроксимації, що враховує електрон-електронну взаємодію, тобто у наближенні хаотичних фаз [5]. У цьому наближенні рівняння для спектра поперечних спінових хвиль набирає такої форми:

$$1 - \frac{I}{\mu^2} \chi(\vec{q}, \omega) = 0, \quad (2)$$

де I – нульова компонента Фур'є енергії контактної електрон-електронної взаємодії, χ – поперечна спінова сприйнятливість електронів, яка залежить від хвильового вектора \vec{q} і частоти ω .

Міркування, аналогічні до викладених у роботах [10,11], показують, що функція χ має кореневі особливості на частотах резонансних переходів електронів між рівнями Ландау і магнітодомішковими рівнями. Ці особливості відтворюють особливості електронної густини станів на рівнях Ландау, які беруть участь у переходах. Біля резонансної частоти $\chi = \chi_0 + \delta\chi_s$, де χ_0 – відомий внесок [1 – 5] і

$$\delta\chi_s(q, \omega) = i\eta_s \left(\frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Тут $\omega_s = s\omega_c + 2\mu B + \Delta$ ($s = 0, 1, \dots$) – резонансні частоти переходів електронів з магнітодомішкових рівнів на рівні Ландау з перекиданням спіну $\downarrow \rightarrow \uparrow$; η_s – сили осциляторів. У довгохвильовій границі $ql \ll 1$ вони дорівнюють

$$\eta_s = \frac{(m/2)^{3/2} \mu^2 \omega_c n_i}{\pi \Delta \sqrt{\omega_s} (\Delta + s\omega_c)^2} \sum_N [f(\varepsilon_{N\downarrow}) - f(\varepsilon_{N\downarrow} + \omega_s)], \quad (4)$$

де f – функція Фермі; n_i – концентрація домішкових атомів. Підсумовування у формулі (4) виконане за тими переходами між заповненими магнітодомішковими рівнями і вільними рівнями Ландау, які дозволені принципом Паулі. Він визначається різницею функцій Фермі.

З формули (3) видно, що уявна частина $\delta\chi_s$ при $\Gamma = 0$ пропорційна до $(\omega - \omega_s)^{-1/2}$ вище резонансної частоти. У цій області спінові хвилі сильно загасають. Нас здебільшого цікавить область $\omega < \omega_s$, де дійсна частина сприйнятливості є великою. Вона пропорційна до $(\omega_s - \omega)^{-1/2}$, коли ω прямує до ω_s знизу. На цій особливості формується нова гілка спектра хвиль. Після підстановки формули (3) у рівняння (2) отримуємо закон дисперсії цієї хвилі:

$$\omega_s(q) = \omega_s \left[1 - \frac{I^2}{\mu^4} \eta_s^2 \left(1 + \frac{D_s q^2}{\Delta + s\omega_c} \right)^{-2} \right], \quad (5)$$

де $D_s(\theta)$ – узагальнений коефіцієнт дифузії [1 – 5]; θ – кут між напрямком поширення хвилі і вектором \vec{B} .

Магнітодомішкові спінові хвилі зі спектром (5) слабо загасають у смугах прозорості між граничними частотами $\omega_s(0)$ і ω_s . Ці смуги розташовані вище секторів Стонера, тому загасання без зіткнень магнітодомішкових хвиль відсутнє у довгохвильовій границі. Ширина смуги прозорості дорівнює

$$\delta\omega_s = \omega_s - \omega_s(0) = \omega_s \frac{I^2}{\mu^4} \eta_s^2. \quad (6)$$

Зокрема,
$$\frac{\delta\omega_0}{\omega_0} = \frac{\Delta}{\omega_0} \left(\frac{2In_i}{\Delta} \right)^2.$$

Декремент загасання хвиль зі спектром (5) дорівнює

$$\gamma_s(q) = [\Gamma + v\xi_s(q)][1 + \xi_s(q)]^{-1}, \quad (7)$$

де $\xi_s(q) = \frac{2}{\pi} \eta_s^2 \left(\frac{I}{\mu} \right)^3 \frac{m\omega_s B}{(\Delta + s\omega_c)^2} \left(1 + \frac{D_s q^2}{\Delta + s\omega_c} \right)^{-2}$; ν – частота електронних зіткнень, яка входить у χ_0 . Малі величини Γ і ν у (7) забезпечують слабке загасання спінових хвиль у смугах прозорості (6).

Висновки

Магнітна локалізація електронів на домішкових атомах є причиною існування нових гілок у спектрі розглянутих спінових хвиль. Локалізація конкурує з дисипативними процесами, вона зближує провідник з діелектриком і сприяє поширенню спінових хвиль. У тривимірному металі або напівпровіднику електрони локалізовані на донорах також у тому випадку, коли локалізація неможлива без магнітного поля. Магнітодомішкові рівні, які з'являються в енергетичному спектрі електронів, викликають резонансні переходи електронів між цими рівнями і рівнями Ландау. Резонансні лінії асиметричні. Вище резонансної частоти уявна частина сприйнятливості досить велика і нижче неї дійсна частина теж досить велика. Нові гілки у спектрі спінових хвиль формуються на цих особливостях дійсної частини. У подальшому планується розглянути розсіяння нейтронів на нових гілках спінових хвиль у неферромагнітних металах з домішковими станами електронів.

Список використаних джерел

1. Силян В. П. Колебания вырожденной электронной жидкости / В. П. Силян // ЖЭТФ. – 1958. – Т. 35. – Вып. 5 (11). – С. 1243–1250.
2. Platzman P. M. Spin excitation in nonferromagnetic metals / P. M. Platzman, P. A. Wolf // Phys.Rev.Lett. – Vol. 18. – № 8. – 1967. – P. 280–283.
3. Shultz S. Observation of spin waves in sodium and potassium / S. Shultz, G. Dunifer // Phys. Rev. Lett. – Vol. 18. – № 8. – 1967. – P. 283–287.
4. Edwards D. M. Spin waves and other magnetic excitations in nonferromagnetic metals / D. M. Edwards // J. Phys., C 2. – 1969. – P. 84.
5. Платцман Ф. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела / Ф. Платцман, П. Вольф. – М. : Мир, 1975. – 440 с.
6. Ландау Л. Д. Теория ферми-жидкости / Л. Д. Ландау // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 30. – Вып. 6. – С. 1058–1064.
7. Ландау Л. Д. Колебания ферми-жидкости / Л. Д. Ландау // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32. – С. 59.
8. Ермолаев А. М. О причине биений при наблюдении эффекта де Гааза-ван Альфена в металлах типа висмута / А. М. Ермолаев, М. И. Каганов // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т. 6. – Вып. 11. – С. 984–986.
9. Ермолаев А. М. Влияние квазилокальных состояний на эффект де Гааза-ван Альфена в металлах типа висмута / А. М. Ермолаев // ЖЭТФ. – 1968. – Т. 54. – Вып. 4. – С. 1259–1263.
10. Канер Э. А. Магнитопримесные волны в металлах / Э. А. Канер, А. М. Ермолаев // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 44. – Вып. 8. – С. 391–392.
11. Канер Э. А. Слабозатухающие магнитопримесные волны в металлах / Э. А. Канер, А. М. Ермолаев // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 92. – Вып. 6. – С. 2245–2256.
12. Electromagnetic waves in quantum Hall superlattices and magnetoimpurity modes / V. M. Gvozdkov, A. M. Ermolaev, I. D. Vagner, R. Vega-Monroy // Physica B, 284 – 288. – 2000. – P. 1734.
13. Ермолаев А. М. Магнитопримесные спиновые волны в неферромагнитных металлах / А. М. Ермолаев // ФТТ. – 1988. – Т. 30. – Вып. 4. – С. 1065–1067.

Стаття надійшла до редакції 10.04.2009 р.