

ПОЛТАВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ПЕДАГОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені В. Г. КОРОЛЕНКА

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ

**викладачів, аспірантів, магістрантів і студентів
фізико-математичного факультету**

Полтава – 2020

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

Ю. Д. Москаленко – декан фізико-математичного факультету, доцент (головний редактор);

Т. М. Барболіна – завідувач кафедри математичного аналізу та інформатики, доцент (заступник головного редактора);

О. Ю. Ільченко – завідувач кафедри загальної педагогіки та андрагогіки, доцент;

О. В. Саєнко – завідувач кафедри загальної фізики і математики, доцент;

С. В. Степаненко – завідувач кафедри політекономії, доцент;

О. П. Кривцова – доцент кафедри математичного аналізу та інформатики;

В. М. Мокляк – доцент кафедри загальної педагогіки та андрагогіки;

О. А. Москаленко – доцент кафедри загальної фізики і математики.

Відповідальність за грамотність, аутентичність цитат, правильність фактів і посилань несуть автори статей.

З-41 Збірник наукових праць викладачів, аспірантів, магістрантів і студентів фізико-математичного факультету / ПНПУ імені В. Г. Короленка; редкол. : Ю. Д. Москаленко (голов. ред.) та ін. – Полтава : Астроя, 2020. – 262 с.

До збірника увійшли основні результати наукових досліджень викладачів, аспірантів, магістрантів і студентів фізико-математичного факультету за 2019 рік.

Дана добірка корисна для науковців, учителів і студентів фізико-математичних факультетів.

ББК 22.3я5

Динамічна провідність металів із резонансними станами електронів у квантуючому магнітному полі

Андрій Шурдук, Олена Фомкіна, Оксана Кошова

Фундаментальною величиною, що характеризує реакцію провідника на зовнішнє електромагнітне поле, є тензор динамічної провідності $\sigma_{kl}(\vec{q}, \omega)$, який залежить від хвильового вектора \vec{q} і частоти поля ω [1]. Він визначає оптичні характеристики провідника, спектр та затухання різноманітних хвиль, які у ньому можуть поширюватися, та інші величини. Оскільки тензор σ_{kl} чутливий до динаміки електронів провідності, розсіювання електронів, зовнішнього магнітного поля, в яке вміщений провідник, вивчення компонент σ_{kl} дає корисну інформацію про спектр електронів провідності та механізми розсіювання.

За звичай при вивченні динамічної провідності металів з домішковими атомами обмежуються ефектами, обумовленими кінцевою довжиною вільного пробігу електронів, яка вводиться феноменологічно. Однак домішки не тільки обмежують довжину пробігу носіїв, але й змінюють їх енергетичний спектр. При визначених умовах вони приводять до утворення домішкових станів – локальних і квазілокальних [2]. В результаті відкриваються нові канали резонансного поглинання електромагнітних хвиль, пов'язані з переходами з участю домішкових станів. Якщо провідник розташований в квантуючому магнітному полі, динамічна провідність має корньові особливості на частотах резонансних переходів електронів між домішковими рівнями та рівнями Ландау. Ці особливості обумовлюють формування нових гілок спектра електромагнітних збуджень металу. В металі можуть розповсюджуватися хвилі нового типу [3], які в чистих зразках не існують. Фізичною причиною існування таких хвиль є локалізація електронів ізольованими домішковими атомами, яка приводить до послаблення дисипативних процесів. Властивості цих хвиль досліджені в ізотропних провідниках зі сферичною поверхнею Фермі. Між тим анізотропія спектра носіїв відіграє в фізиці хвиль принципову роль. Тому природно розглянути динамічну провідність в металах з анізотропною поверхнею Фермі.

Тут наведені результати обчислення компонент тензора динамічної провідності $\sigma_{kl}(\omega)$ металів з невеликою кількістю домішкових атомів, здатних локалізувати електрони. Розглядається провідник з однією групою носіїв, ізоенергетичні поверхні яких мають вигляд еліпсоїдів обертання з поперечною m_{\perp} і повздовжньою m_{\parallel} ефективними масами. Передбачається, що в спектрі електронів є один резонансний рівень, який відповідає комплексному полюсу амплітуди розсіювання електронів ізольованим

домішковим атомом. Полюс розташований в точці $\varepsilon_r - i\Gamma$, де ε_r – положення резонансу; Γ -його ширина. Провідник вміщений в квантуюче магнітне поле \vec{H} , орієнтоване вздовж z під кутом θ до вісі обертання еліпсоїда енергії.

Якщо знехтувати просторовою дисперсією, тензор провідності [4]

$$\sigma_{kl}(\omega) = (in_e e^2 m_{kl}^{-1} / \omega) + (iP_{kl}^+(\omega) / \omega),$$

де e , n_e – заряд і концентрація електронів; m_{kl} – тензор ефективних мас; P_{kl}^+ – запізнююча функція Гріна ток-ток. При обчисленні останньої конфігураційне середнє добутку двох одночастинних функцій Гріна електронів замінено добутком середніх. Це допустимо, якщо концентрація домішкових атомів настільки мала, що можна знехтувати перекриттям хвильових функцій локалізованих на домішках електронів. Усереднена одночастинна функція Гріна пов'язана з оператором розсіювання електронів домішковими атомами. Останній замінений сумою однодомішкових операторів, які у випадку короткодіючих розсіювачів обчислюються точно. Добуток середніх одночастинних функцій Гріна обчислено в лінійному за концентрацією n_i домішкових атомів наближенні. Таким чином, при обчисленні σ_{kl} обмежуємося електрон-дірковою петлею [4], причому вважатимемо, що електрон і дірка резонансно розсіюються на домішкових атомах.

У лінійному наближенні по n_i тензор високочастотної провідності має вигляд

$$\sigma_{kl} = \sigma_{kl}^0 + \delta\sigma_{kl},$$

де σ_{kl}^0 – тензор провідності чистого зразка; $\delta\sigma_{kl}$ – домішковий вклад. Останній має кореневі особливості на частотах резонансних переходів електронів між квазілокальними рівнями та рівнями Ландау. Резонансні частоти

$$\omega_n = (\varepsilon_n - \varepsilon_r) / \hbar,$$

де ε_n – рівні Ландау. Поблизу резонансу домішкові внески мають вигляд

$$\delta\sigma_{xx}^{(n)} = (e^2 n_e M / \omega_n m_{\perp} m_{\parallel}) \cdot \alpha_{xx}^{(n)}(\omega_n / (\omega - \omega_n + (i\Gamma/\hbar)))^{\frac{1}{2}};$$

$$\delta\sigma_{xy}^{(n)}(\omega) = -i(e^2 n_e M / \omega_n m_{\perp} m_{\parallel}) \cdot \alpha_{xy}^{(n)}(\omega_n / (\omega - \omega_n + (i\Gamma/\hbar)))^{\frac{1}{2}}.$$

Тут

$$\alpha_{xx}^{(n)} = \left(n_i m_{\parallel}^{\frac{1}{2}} m_{\perp} \Omega^2 / 2^{\frac{3}{2}} \pi \hbar^{\frac{7}{2}} n_e |F_2^1| \omega_n^{\frac{1}{2}} \right) \cdot [f(\varepsilon_r) - f(\varepsilon_r + \omega_n)] \cdot [(n/\omega_{n-1}^2) + (n+1/\omega_{n+1}^2)];$$

$\alpha_{xy}^{(n)}$ відрізняється від $\alpha_{xx}^{(n)}$ множником m_{\perp}/M та іншим знаком перед $n+1$; Ω – циклотронна частота; $M = m_{\perp} \sin^2 \theta + m_{\parallel} \cos^2 \theta$; f – функція Фермі; F_2^1 визначає лишок амплітуди домішкового розсіювання електронів в полюсі $\varepsilon_r - i\Gamma$. Резонансні доданки $\delta\sigma_{yy}$, $\delta\sigma_{xz}$, $\delta\sigma_{zz}$ відрізняються від $\delta\sigma_{xx}$

додатковими множниками m_{\parallel}/M , $A=(m_{\perp}-m_{\parallel})\sin 2\theta/M$ і A^2 відповідно. Компонента $\delta\sigma_{yx}$ відрізняється від $\delta\sigma_{xy}$ додатковим множником $-A$.

Облік резонансних доданків тензора провідності в дисперсійному рівнянні дає можливість визначити спектр, згасання та поляризацію хвиль нового типу, розповсюдження яких в чистих зразках неможливо. Зокрема, коли резонансний рівень ε_r лежить нижче границі Фермі ε_F , частоти резонансних переходів електронів між цим рівнем і вільними рівнями Ландау $\omega_S=\omega_0+s\Omega$, де $\hbar\omega_0=\varepsilon_{n_F}-\varepsilon_r$; ε_{n_F} - найближчий до границі Фермі вільний рівень Ландау (n_F - число заповнених рівнів); $S=0, 1, \dots$ - номер резонансної частоти. Поблизу частоти ω_0 з'являється можливість розповсюдження нових хвиль з лівою поляризацією, які можна назвати антигеліконами. Закон дисперсії цих хвиль має вигляд

$$\omega(q)=\omega_0\left\{1-\left(\Omega^2\alpha_0^2/\omega_0^2\right)\left[1+\left(\Omega/2\omega_0\right)\left(1+\left(M\cos^2\varphi/m_{\parallel}\right)\left(q^2c^2/\omega_p^2\right)\right)^2\right]^2\right\},$$

де $\alpha_0=\alpha_{xx}^{(o)}\pm i\alpha_{xy}^{(o)}$; ω_p - електронна плазмова частота; φ - кут між \vec{H} та \vec{q} . Декремент згасання γ антигелікона визначається частотою зіткнення ν електронів, пов'язаною з потенціальним розсіюванням на домішках, та шириною домішкового рівня Γ . Зокрема, коли $\sin 2\theta=0$ та $\vec{q}\parallel\vec{H}$, декремент згасання

$$\gamma(\omega)=\Gamma/\hbar+\left(2\nu\omega_0^2/\alpha_0\Omega^2\right)\left(\omega_0-\omega/\omega_0\right)^2.$$

У загальному випадку поляризація цієї хвилі еліптична.

В околі частоти ω_S ($s=1, 2, \dots$) існують дві лінійно поляризовані циклотронні хвилі. Одна з них поляризована вздовж y , друга - вздовж x . Закон дисперсії та декремент згасання першої хвилі мають вигляд

$$\omega_S(q)=\omega_S\left[1-\alpha_S^2\left(1+\left(c^2q^2\cos^2\varphi m_{\perp}/4\pi e^2n_e\right)\right)^2\right];$$

$$\gamma_S(q)=\Gamma/\hbar+2\nu\alpha_S^2\left(1+\left(c^2q^2\cos^2\varphi m_{\perp}/4\pi e^2n_e\right)\right)^{-3},$$

де тепер $\alpha_S=\alpha_{xx}$. Відповідні вирази для другої хвилі співпадають з (16) та (17) в [3] після заміни ефективної маси в ω_p на $m_{\perp}m_{\parallel}/M$.

Література

1. Канер Э. А. Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле / Э. А. Канер, В. Г. Скобов // Успехи физических наук. - 1966. - Т. 89, №3. - С. 367-408.
2. Лифшиц И. М. Введение в теорию неупорядоченных систем / И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур. - М. : Наука, 1982. - 360 с.
3. Канер Э. А. Слабозатухающие магнитопримесные волны в металлах / Э. А. Канер, А. М. Ермолаев // ЖЭТФ. - 1987. - Т. 92. - Вып. 6. - С. 2245-2256.
4. Абрикосов А. А. Методы квантовой теории поля в статистической физике / А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский. - М. : Физматгиз, 1962. - 444 с.

III. ФІЗИЧНІ НАУКИ	90
<i>Дмитрієнко О. О., Кушко І. О.</i> Вклад Ісаака Ньютона у розвиток історії фізики	90
<i>Шаравара Я. А.</i> Вклад П. П. Копняєва у систему вищої електротехнічної освіти України	92
<i>Хорольський О. В., Хлопов А. М.</i> Температурно-концентраційна залежність ефективних радіусів макромолекул сироваткового альбуміну людини у водних розчинах	94
<i>Шурдук А. І., Фомкіна О. Г., Кошова О. П.</i> Динамічна провідність металів із резонансними станами електронів у квантуючому магнітному полі	96
<i>Іванко В. В., Рижкова Т. Ю., Тилик С. В.</i> Метод ренорм-групи при описі фізичних характеристик вузькозонних матеріалів	99
<i>Микитенко В. В., Гетало А. М.</i> Дослідження фізичних властивостей фторзаміщеного гептилового спирту	100
<i>Кіруша І. С., Івашута І. М., Макаренко В. І., Макаренко К. С.</i> Вплив зовнішніх фізичних факторів на основні показники гемодинаміки пацієнтів, які страждають на серцево-судинні захворювання	102
<i>Усенко Д. В., Пінчук Н. М., Саєнко О. В.</i> Порівняння міцності бетону визначеної методами руйнівної та неруйнівної діагностики	104
<i>Левченко Ю. В.</i> Вплив кислотно-основного балансу на в'язкість водних розчинів сироваткового альбуміну людини	107
<i>Саєнко Р. О., Петров В. В.</i> Структурні зміни у розчинах еритриту за даними про адіабатичну стисливість	109
<i>Константинова А. С., Макаренко О. В., Макаренко К. С.</i> Дослідження динаміки вікових змін фізико-хімічних властивостей ротової рідини в осіб дитячого та підліткового віку	111
<i>Іванко В. В.</i> Метод ренорм-групи в курсі теоретичної фізики	113
<i>Каун В. В.</i> Йоганн Кеплер і закони руху планет	114
<i>Макаренко К. С.</i> Методологічне і виховне значення історії фізики для майбутнього вчителя	116
<i>Телятник І. О., Кузьменко Г. М.</i> Інтеграція засобів навчання в ігровій технології на уроці фізики	118
<i>Андрієвська К. С.</i> Використання ІТ на уроках фізики під час вивчення розділу "Атомна та ядерна фізика"	120