ЖЭТФ, 2007, том 132, вып. 1 (7), стр. 188–192

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ПРОВОДНИКОВ

В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко*

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины 61103, Харьков, Украина

В рамках теории ферми-жидкости исследованы спиновые волны в слоистых проводниках с законом дисперсии носителей заряда, допускающим открытые траектории в импульсном пространстве.

PACS: 72.15.Nj, 75.30.Fv

В присутствии сильного магнитного поля при низких температурах в плазме взаимодействующих электронов нормальных металлов могут существовать различные слабо затухающие коллективные моды бозевского типа, большинство из которых имеет аналоги в газовом приближении. Характерным только для электронной ферми-жидкости типом возбуждений, обусловленных корреляционными эффектами, являются спиновые волны, предсказанные Силиным [1] и обнаруженные экспериментально в щелочных металлах Шульцем и Даниффером [2].

В вырожденных проводниках с квазидвумерным энергетическим спектром носителей заряда область существования спиновых волн оказывается шире, чем в металлах [3, 4]. В слоистых проводниках, обладающих металлическим типом проводимости, даже в условиях сильной пространственной дисперсии возможно распространение спиновых волн при любом направлении волнового вектора [4]. Это связано с тем, что при определенных ориентациях магнитного поля, существенно отклоненного от слоев, скорость дрейфа электронов проводимости оказывается величиной второго порядка малости по параметру η низкоразмерности электронного энергетического спектра. В результате отсутствует затухание Ландау и колебание спиновой плотности угасает за время релаксации в системе электронов и их спинов, т. е. в бесстолкновительном пределе является незатухающим. Ранее мы рассматривали спиновые волны в случае, когда изоэнергетические поверхности имеют вид гофрированного цилиндра с изотропным в плоскости слоев спектром. Экспериментальные исследования гальваномагнитных явлений в слоистых структурах [5, 6], в частности органических проводников семейства солей тетратиафульвалена, показывают, что поверхность Ферми (ПФ) может состоять из топологически различных элементов, например в виде гофрированных плоскостей.

В настоящей работе исследованы спиновые волны в слоистых проводниках с анизотропным законом дисперсии носителей заряда, допускающим открытые траектории в **p**-пространстве.

Рассмотрим следующий закон дисперсии носителей заряда:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0 + A\cos\frac{p_x}{p_1} + B\cos\frac{p_y}{p_2} + \tilde{C}\cos\frac{p_z}{p_0}. \qquad (1)$$

Постоянные A, B, $\tilde{C}$ будем считать положительными величинами, при этом $\tilde{C} = \eta(AB)^{1/2}$ порядка $\eta\varepsilon_F$, ε_0 — постоянная, $\varepsilon_F - \varepsilon_0 \equiv \varepsilon_1 > 0$, ε_F — энергия Ферми. Параметры $p_1 = \hbar/a_1$, $p_2 = \hbar/a_2$, $p_0 = \hbar/a_0$ однозначно связаны с основными периодами решетки a_1, a_2, $\hbar$ — постоянная Планка, a_0 — расстояние между слоями. При $A = B$ все открытые изоэнергетические поверхности имеют вид гофрированного цилиндра с анизотропией в плоскости слоев. Если A заметно отлично от B, то возможны открытые изоэнергетические поверхности в виде гофрированных плоскостей.

В слоистых проводниках в магнитном поле, отклоненном от слоев $\mathbf{B}_0 = (B_0\sin\vartheta, 0, B_0\cos\vartheta)$, при $\eta\,\mathrm{tg}\,\vartheta \ll 1$ все сечения ПФ плоскостью $p_B = (\mathbf{p}\cdot\mathbf{B}_0)/B_0 = \mathrm{const}$ почти неразличимы, а циклотронная частота электрона в основном

*E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

приближении по параметру η не зависит от p_B. Если угол ϑ близок к $\pi/2$, то замкнутые сечения сильно вытянуты и электрон не успевает за время свободного пробега τ совершить полный оборот по такой орбите в импульсном пространстве. В случае $\operatorname{tg}\vartheta \geq 1/\eta$ некоторые из этих электронных орбит являются самопересекающимися и период движения электрона $T(p_B)$ по такой орбите логарифмически расходится.

В магнитном поле, расположенном в плоскости слоев, т. е. когда $\vartheta = \pi/2$, подавляющее большинство сечений ПФ плоскостью $p_B = p_x = \mathrm{const}$ открытые, и лишь незначительное число сечений вблизи опорной точки ПФ является замкнутым. При такой ориентации магнитного поля все носители заряда дрейфуют в плоскости слоев, а веер всевозможных направлений дрейфа электронов заполняет всю плоскость xy.

В основном приближении по малому параметру $\eta \operatorname{tg}\vartheta \ll 1$ в уравнениях движения квазичастицы

$$\frac{dp_x}{dt} = \frac{eB_0}{c}\cos\vartheta v_y,$$

$$\frac{dp_y}{dt} = \frac{eB_0}{c}(-v_x\cos\vartheta + v_z\sin\vartheta),$$

$$p_z = \frac{p_B}{\cos\vartheta} - p_x\operatorname{tg}\vartheta \tag{2}$$

можно опустить слагаемое, содержащее скорость электрона вдоль нормали к слоям. В результате система (2) сводится к уравнению физического маятника для линейных комбинаций проекций импульса $p_x^{(0)}/p_1 \pm p_y^{(0)}/p_2$. Здесь e — заряд электрона, c — скорость света. Полагая для определенности $B \geq A$, после простых преобразований получим

$$p_{x,y}^{(0)}(t,\kappa_0) = p_{1,2}\left\{\operatorname{am}\left(\kappa_0\lambda(\kappa_0)\Omega(t+t_0), \frac{1}{\kappa_0}\right) \pm \right.$$
$$\left. \pm \operatorname{am}\left(\kappa_0\lambda(\kappa_0)\Omega(t+t_0+C), \frac{1}{\kappa_0}\right)\right\}, \tag{3}$$

где

$$\lambda(\kappa_0) = \frac{2K(\kappa_0)}{\pi}, \quad \kappa_0^2 = \frac{(A+B)^2 - \varepsilon_1^2}{4AB},$$

$$\operatorname{am}\left(\kappa\lambda\Omega t, \frac{1}{\kappa}\right)$$

— амплитуда эллиптического интеграла, $K(\kappa_0)$ — первый эллиптический интеграл,

$$\Omega = \frac{\pi|e|B_0\sqrt{AB}}{2K(\kappa_0)cp_1p_2}\cos\vartheta$$

— циклотронная частота в нулевом приближении по η,

$$C = \frac{1}{\lambda\Omega}\int\limits_{\varepsilon_1/(A+B)}^{1} \frac{dz}{\sqrt{(1-z^2)(z^2-1+\kappa_0^2)}}.$$

Постоянную t_0, определяющую начальную фазу, можно выбрать из условия $p_x^{(0)}(0,\kappa_0) = 0$, тогда $t_0 = -C/2$.

Если параметры энергетического спектра A, B, ε_1 таковы, что $\kappa_0 < 1$, то амплитуда эллиптического интеграла является ограниченной функцией:

$$\operatorname{am}\left(\kappa_0\lambda\Omega t, \frac{1}{\kappa_0}\right) = \arcsin \kappa_0 \operatorname{sn}(\lambda\Omega t, \kappa_0)$$

и траектории электронов замкнуты. Здесь и далее sn, cn, dn — эллиптические функции Якоби.

Хотя система уравнений (2) интегрируема в квадратурах, ее решения не могут быть представлены в явном виде. В случае финитного движения для нахождения асимптотического решения системы (2) можно воспользоваться методом усреднения [7]. Перейдем от переменных p_x, p_y к переменным ψ, κ с помощью замены

$$p_x = p_x^{(0)}(\psi,\kappa), \quad p_y = p_y^{(0)}(\psi,\kappa). \tag{4}$$

Параметр ψ определяет фазу колебаний, а κ является аналогом амплитуды в квазилинейной теории. Вместо системы уравнений (2) получим систему с быстро вращающейся фазой:

$$\frac{d\kappa}{dt} = \eta\frac{\alpha\Omega}{\Delta(\kappa)}\sin\left(\alpha\frac{p_x^{(0)}(\psi,\kappa)}{p_1} - \beta\right) \times$$
$$\times \frac{1}{p_1}\frac{\partial p_x^{(0)}(\psi,\kappa)}{\partial\psi} \equiv \eta X(\psi,\kappa),$$

$$\frac{1}{\Omega}\frac{d\psi}{dt} = 1 - \eta\frac{\alpha}{\Delta(\kappa)}\sin\left(\alpha\frac{p_x^{(0)}(\psi,\kappa)}{p_1} - \beta\right) \times$$
$$\times \frac{1}{p_1}\frac{\partial p_x^{(0)}(\psi,\kappa)}{\partial\kappa} \equiv 1 + \eta Y(\psi,\kappa), \tag{5}$$

где

$$\alpha = \frac{p_1}{p_0}\operatorname{tg}\vartheta, \quad \beta = \frac{p_B}{p_0\cos\vartheta}, \quad \eta = \frac{\tilde{C}}{\sqrt{AB}},$$

$$\Delta(\kappa) = -\frac{2\nu\kappa}{\sqrt{1-\nu^2\kappa^2}}, \quad \nu = \frac{2\sqrt{AB}}{A+B}.$$

В соответствии с асимптотическими методами нелинейной механики [7] в первом приближении по η решения системы (5) можно представить в виде

$$\kappa = \overline{\kappa} + \eta v(\varphi, \overline{\kappa}), \quad \psi = \varphi + \eta u(\varphi, \overline{\kappa}), \tag{6}$$

где функции v и u определяются выражениями

$$v(\varphi, \overline{\kappa}) = \int^{\overline{\varphi}} d\varphi\, X(\varphi, \overline{\kappa}) = \\ = -\frac{\eta}{\Delta(\overline{\kappa})} \cos\left(\alpha \frac{p_x^{(0)}(\varphi, \kappa)}{p_1} - \beta\right), \tag{7}$$
$$u(\varphi, \overline{\kappa}) = \int^{\overline{\varphi}} d\varphi \left(Y(\varphi, \overline{\kappa}) - \langle Y(\varphi, \overline{\kappa})\rangle_\varphi\right),$$

а «усредненные» переменные $\overline{\kappa}$, φ удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d\overline{\kappa}}{dt} = \eta \langle X(\varphi, \overline{\kappa})\rangle_\varphi = 0, \\ \frac{1}{\Omega}\frac{d\varphi}{dt} = 1 + \eta\langle Y(\varphi, \overline{\kappa})\rangle_\varphi. \tag{8}$$

Здесь

$$\langle \ldots \rangle_\varphi = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \ldots$$

Решения системы уравнений (8)

$$\overline{\kappa} = \kappa_0 + \Delta\kappa = \mathrm{const}, \\ \varphi = \Omega\left(1 + \eta\langle Y(\varphi, \overline{\kappa})\rangle_\varphi\right) t \equiv \Omega_B(\beta) t \tag{9}$$

вместе с формулами (3), (4), (6), (7) определяют траекторию электрона $\mathbf{p}(t)$ с законом дисперсии (1) в первом приближении по η, где $\Delta\kappa \propto \eta$ можно найти из уравнения $\varepsilon(\mathbf{p}(t)) = \varepsilon_F$ при $t = 0$. Компоненты скорости электрона несложно определить из уравнений движения (2) дифференцированием соответствующих компонент импульса.

Если $\kappa_0 > 1$, то ПФ представляет собой гофрированную плоскость и траектория электрона становится открытой, но в направлении, перпендикулярном магнитному полю, квазиимпульс $p_y(t)$ остается ограниченной периодической функцией времени. Для нахождения асимптотики решений уравнений движения при $\kappa_0 > 1$ следует ввести новую переменную $\tilde{p}_x(t) \equiv p_x(t) - 2p_1\Omega t$ и применить проделанные выше операции по отношению к функциям $\tilde{p}_x(t)$, $p_y(t)$.

В случае, когда квантование уровней энергии носителей заряда не существенно $\hbar\Omega < T \ll \eta\varepsilon_F$ (T — температура), ферми-жидкостное взаимодействие может быть описано с помощью корреляционной функции Ландау – Силина [8, 9]:

$$L(\mathbf{p}, \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \mathbf{p}', \hat{\boldsymbol{\sigma}}') = N(\mathbf{p}, \mathbf{p}') + S(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\hat{\boldsymbol{\sigma}}\hat{\boldsymbol{\sigma}}',$$

где $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ — матрицы Паули.

Как следует из формул (2), (3), в квазидвумерных проводниках при $\eta \operatorname{tg}\vartheta \ll 1$ не только энергия носителей заряда в одноэлектронном приближении $\varepsilon(\mathbf{p})$, но и дополнительная энергия, связанная с эффектами межэлектронного взаимодействия, слабо зависят от проекции импульса на направление магнитного поля p_B. Это означает, что корреляционная функция Ландау может быть разложена в асимптотический ряд по степеням η. В нулевом приближении по малому параметру η функции $N(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ и $S(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ не зависят от p_B и могут быть представлены в виде рядов:

$$N(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} N_n(\varepsilon_F) e^{i(\varphi - \varphi')}, \\ S(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_n(\varepsilon_F) e^{i(\varphi - \varphi')}. \tag{10}$$

Парамагнитные спиновые волны представляют собой высокочастотные колебания спиновой плотности $\mathbf{g}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = \mathrm{Sp}_\sigma\, \hat{\boldsymbol{\sigma}}\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, t)$, при $\omega \gg \tau_1^{-1}$, τ_2^{-1}, где τ_1 и τ_2 — времена релаксации импульса и спиновой плотности, $\hat{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, t)$ — матрица плотности. Для малых отклонений от равновесного состояния функцию $\mathbf{g}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ можно представить в виде суммы равновесной части

$$\mathbf{g}_0(\varepsilon) = -\mu \mathbf{B}_0 \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon}$$

и малой неравновесной добавки

$$\delta\mathbf{g}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = -\boldsymbol{\Xi}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)\frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon},$$

где $f_0(\varepsilon)$ — фермиевская функция, $\mu = \mu_0/(1 + S_0^{\sim})$, μ_0 — магнитный момент электрона проводимости, $S_n^{\sim} = \nu(\varepsilon_F) S_n$, $\varphi(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

Компоненты $\Phi^{(\pm)} = \Phi_{x_1} \pm i\Phi_y$ перенормированной ферми-жидкостным взаимодействием неравновесной добавки к спиновой плотности

$$\boldsymbol{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = \boldsymbol{\Xi}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) + \int \frac{d^3p'}{(2\pi\hbar)^3}\left(-\frac{\partial f_0(\varepsilon')}{\partial \varepsilon'}\right) \times \\ \times S(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\boldsymbol{\Xi}(\mathbf{p}', \mathbf{r}, t) \equiv \boldsymbol{\Xi} + \langle S\boldsymbol{\Xi}\rangle, \tag{11}$$

которые мы полагаем пропорциональными $\exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$, удовлетворяют интегральным уравнениям [4]

$$\Phi^{(\pm)} = \int\limits_{-\infty}^{\varphi} d\varphi' \times \times \exp\left(\frac{i}{\Omega_B}\int\limits_{\varphi'}^{\varphi} d\varphi''\,(\tilde{\omega} \mp \Omega_s - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}(\varphi'', p_B))\right) \times \times \left(i\frac{\mu_0}{\Omega_B}\,(\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}(\varphi', p_B) - \Omega_s)\,B_{\pm}^{\sim} - - i\frac{\omega}{\Omega_B}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\lambda_p \overline{\Phi}_p^{(\pm)} e^{ip\varphi'}\right). \quad (12)$$

Здесь $\Phi_{x_1} = \Phi_x\cos\vartheta - \Phi_z\sin\vartheta$, ось x_1 направлена перпендикулярно оси y и вектору $\mathbf{B}_0$,

$$\overline{\Phi}_p^{(\pm)} \equiv \langle e^{-ip\varphi}\Phi^{(\pm)}\rangle/\langle 1\rangle, \quad \lambda_p = \frac{S_p^{\sim}}{1+S_p^{\sim}}, \quad \tilde{\omega} = \omega + i0,$$

$B_{\pm}^{\sim} = B_{x_1}^{\sim} \pm iB_y^{\sim}$ — циркулярно поляризованные компоненты переменного магнитного поля, $\Omega_s = \omega_s/(1 + S_0^{\sim})$, $\omega_s = -2\mu_0 B_0/\hbar$ — частота спинового парамагнитного резонанса.

Коэффициенты ряда Фурье плавной функции $S(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ быстро убывают с ростом их номера, поэтому в уравнении (12) достаточно ограничиться конечным числом членов ряда. Умножая это уравнение на $e^{-in\varphi}$ и интегрируя по переменным φ и $\beta = p_B/(p_0\cos\vartheta)$, получим систему линейных алгебраических уравнений для коэффициентов $\overline{\Phi}_p^{(\pm)}$. Частота собственных колебаний спиновой плотности с точностью до членов, пропорциональных статической магнитной восприимчивости $\chi_0 \sim \nu(\varepsilon_F)\mu_0^2$, определяется из уравнения

$$\det\left|\delta_{np} - \lambda_p\frac{\omega}{\Omega}\langle f_{np}(\beta)\rangle_\beta\right| = 0, \quad (13)$$

где

$$f_{np}(\beta) = \frac{1}{2\pi i}\,\frac{\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} d\varphi\, d\varphi_1 \exp\left\{i(p-n)\varphi - ip\varphi_1 - \frac{i}{\Omega_B}\int\limits_{\varphi-\varphi_1}^{\varphi} d\varphi\,(\tilde{\omega} \mp \Omega_s - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}(\varphi, p_B))\right\}}{1 - \exp\left\{\frac{i}{\Omega_B}\int\limits_0^{2\pi} d\varphi\,(\tilde{\omega} \mp \Omega_s - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}(\varphi, p_B))\right\}},$$

$$\langle \ldots \rangle_\beta = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} d\beta \ldots,$$

δ_{np} — символ Кронекера.

Условие отсутствия бесстолкновительного поглощения для спиновых волн сводится к выполнению неравенства

$$\omega \mp \Omega_s - n\Omega - \langle \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}\rangle_\varphi > 0. \quad (14)$$

Вне области значений ω, $\mathbf{k}$, соответствующей условию (14), функции $f_{np}(\beta)$ имеют полюс и после интегрирования по p_B дисперсионное уравнение приобретает мнимую часть, ответственную за сильное поглощение волны.

Вследствие особенностей электронного энергетического спектра проекция дрейфовой скорости электронов $\mathbf{v_D} = \langle \mathbf{v}\rangle_\varphi$ на направление $\mathbf{k}$

$$\mathbf{k}\cdot\mathbf{v_D} = \langle \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}\rangle_\varphi = -\frac{ck_x}{eB_0\cos\vartheta}\left\langle\frac{dp_y}{dt}\right\rangle_\varphi + + \frac{ck_y}{eB_0\cos\vartheta}\left\langle\frac{dp_x}{dt}\right\rangle_\varphi + (k_x \operatorname{tg}\vartheta + k_z)\langle v_z\rangle_\varphi \quad (15)$$

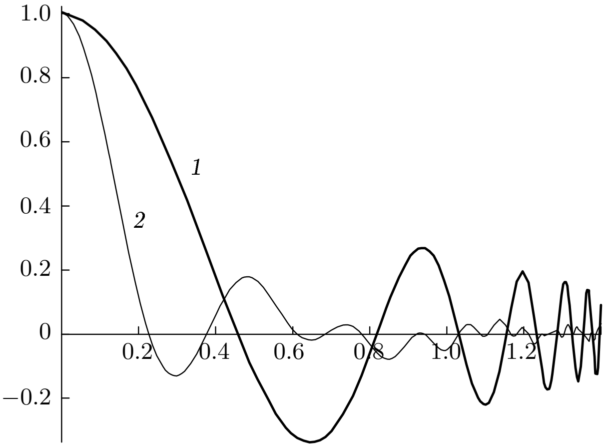
может оказаться пренебрежимо малой величиной, даже в случае $kr_0 \gg 1$, где $v_0 = \sqrt{AB}/p_0$ — характерная скорость электрона в плоскости слоев, $r_0 = v_0/\Omega$. В этих условиях существуют решения дисперсионного уравнения (11) в окрестности резонанса:

$$\omega = n_1\Omega \pm \Omega_s + \frac{n_1\Omega \pm \Omega_s}{\pi kr_0}\gamma_i, \quad n_1 = 1, 2, \ldots, \quad (16)$$

где γ_i — корни уравнения

$$\det\left|\delta_{np} - (-1)^{n_1}\lambda_p\gamma_i^{-1}\langle I_{np}(\beta)\rangle_\beta\right| = 0, \quad (17)$$

$$I_{np}(\beta) = \frac{kv_0}{\sqrt{|\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}'_\varphi(\delta)\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}'_\varphi(\delta+\pi)|}} \times \times \left\{\cos\left[(n-p)\frac{\pi}{2}\right] + (-1)^{p+1} \times \times \sin\left[\frac{1}{\Omega_B}\int\limits_\delta^{\pi+\delta} d\varphi\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{v} - (n-p)\frac{\pi}{2}\right]\right\}, \quad (18)$$



Зависимость функции $F(\vartheta)$ от ϑ: кривая *1* — при $A = B$, $\kappa = 0.9$, $p_1/p_0 = 3$; кривая *2* — при $B/A = 2.547$, $\kappa_0^{-1} = 0.9$, $p_1/p_0 = 3$, $\varepsilon_1/(A+B) = 0.4$

$\mathbf{v}'_\varphi(\varphi) \equiv \partial\mathbf{v}(\varphi)/\partial\varphi$; δ и $\delta+\pi$ — корни уравнения $\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}(\varphi) = 0$.

В случае, когда в разложении (10) корреляционной функции в ряд Фурье достаточно ограничиться нулевой и первой гармониками, выражение (17) представляет собой квадратное уравнение относительно γ_i. В квазиизотропных проводниках при $\eta = 1$ существование спиновых волн в окрестности резонанса в условиях сильной пространственной дисперсии возможно лишь для $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$.

При $\kappa_0 < 1$ дрейфовая скорость является осциллирующей функцией $\alpha = (p_1/p_0)\operatorname{tg}\vartheta$:

$$\mathbf{k}\cdot\mathbf{v_D} = -\eta v_0(k_x \operatorname{tg}\vartheta + k_z)F(\vartheta)\sin\beta, \qquad (19)$$

где

$$F(\vartheta) = \langle \cos(\alpha p_x^{(0)}(\varphi, \overline{\kappa})/p_1)\rangle_\varphi.$$

Для некоторых углов ϑ между магнитным полем $\mathbf{B}_0$ и нормалью к слоям $F(\alpha) = 0$ и скорость $\mathbf{v_D}$ является величиной второго порядка малости по η и затухание Ландау практически отсутствует. Для этих ориентаций $\mathbf{B}_0$ существование коллективных мод возможно даже при условии $\eta k v_0 \geq \Omega$, $kv_0/\Omega \gg 1$ при произвольных направлениях волнового вектора $\mathbf{k}$.

Решения дисперсионного уравнения вида (16) существуют и при $\kappa_0 > 1$. В случае, когда $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z)$, среднее значение $\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}$ сохраняет вид (19). При этом спектр спиновых волн в окрестности резонанса определяется формулами (16)–(18), в которых под Ω нужно понимать частоту осцилляций скорости электрона.

Графики $F(\vartheta)$ при $\kappa_0 < 1$ и при $\kappa_0 > 1$ для характерных значений параметров приведены на рисунке.

Условия возбуждения спиновых волн с частотами, близкими к резонансным частотам (16), оказываются более благоприятными, чем в квазиизотропных металлах с аналогичными временами релаксации импульса и спиновой плотности, поскольку в их формировании участвуют практически все носители заряда с энергией Ферми.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Силин, ЖЭТФ **35**, 1243 (1958).
2. S. Schultz and G. Dunifer, Phys. Rev. Lett. **18**, 283 (1967).
3. В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, Письма в ЖЭТФ **78**, 772 (2003).
4. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, Д. И. Степаненко, ЖЭТФ **126**, 1435 (2004).
5. J. Singleton, Rep. Progr. Phys. **63**, 1111 (2000).
6. M. V. Kartsovnik, Chem. Rev. **104**, 5737 (2004).
7. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*, Наука, Москва (1974).
8. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
9. В. П. Силин, ЖЭТФ **33**, 495 (1957).