Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 6, стр. 375 – 378 20 сентября 1974 г.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В.П.Силин, А.З.Солонцов

В рамках теории электронной жидкости ферромагнитных металлов получен высокочастотный спектр спиновых волн, обусловленных конечностью ларморовского радиуса электронов.

Теория вырожденной электронной жидкости металлов позволяет последовательно рассмотреть эффекты, обусловленные взаимодействием электронов и их движением. Однако такое рассмотрение сравнительно полно проведено лишь для нормальных металлов (см., например, [1]) и еще требует определенной разработки для ферромагнетиков. В настоящем сообщении мы изложим результаты теории спиновых волн в вырожденной ферромагнитной жидкости электронов, связанные с последовательным учетом орбитального движения квазичастиц и выявляющие возможность существования в ферромагнитных металлах высокочастотных волн, обусловленных конечностью ларморовского радиуса электронов.

Имея в виду, что оператор энергии квазичастиц и равновесная матрица плотности зависят от спина

$$\hat{\epsilon}_0 = \epsilon_0(\mathbf{p}) - 2b(\mathbf{p})\hat{\mathbf{s}}\,\mathbf{m}, \quad \hat{n}_0 = \frac{1}{2}(n^+ + n^-) + (n^+ + n^-)\hat{\mathbf{s}}\,\mathbf{m}, \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{s}}$ – оператор спина электрона, $\mathbf{m}$ – единичный вектор в направлении намагниченности, $n^{\pm} = n_F(\epsilon_0 \mp b - \epsilon_F)$, $n_F(\epsilon)$ – фермиевская функция распределения, в предположении малости обменной энергии b по сравнению с фермиевской ϵ_F можно записать следующее соотношение (ср. с [2]), связывающее обменную энергию с константой B_0 ферми-жидкостного взаимодействия [3]:

$$B_0 = -\left[1 + \frac{1}{24}\left(\frac{b}{\epsilon_F}\right)^2 - \frac{\Omega_B}{\Omega_0}\right] \quad (2)$$

(считается, что ферми-жидкостное взаимодействие может быть аппроксимировано одной константой B_0, а квазичастицы имеют квадратичный закон дисперсии). Здесь $\Omega_B = 2\mu B/\hbar$ – частота спинового резонанса электронов в поле магнитной индукции B, $\Omega_0 = 2b/\hbar$ – обменная частота.

Спектр спиновых волн в магнитостатическом приближении ($\omega \ll ck$) может быть получен с помощью кинетического уравнения для матрицы плотности. Для волн, поляризованных в плоскости, перпендикулярной направлению намагниченности, кинетическое уравнение приводит к следующему дисперсионному соотношению

$$\pm \frac{2\pi^2\hbar^3 v_F}{p_F^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} J_n\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\Omega}\right) \cdot \left\{ n_F\left[\epsilon_0(\mathbf{p} \mp \hbar\mathbf{k}_z) - \frac{v_F}{2p_F}(p_n^+)^2\right] - \right.$$

$$- n_F\left[\epsilon_0(\mathbf{p}) - \frac{v_F}{2p_F}(p_n^-)^2\right]\Bigg\}\Bigg[\hbar\left(\omega \mp \Omega_0 \pm n\Omega + \frac{i}{\tau}\right) \pm \epsilon_0(\mathbf{p} \mp \hbar \mathbf{k}_z \mp \epsilon_0(\mathbf{p})\Bigg]^{-1} = \frac{1}{B_0}. \tag{3}$$

Здесь ось z ориентирована вдоль равновесной намагниченности, $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода, $k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, $v_\perp = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$, Ω – ларморовская частота электронов, p_F, v_F – фермиевский импульс и скорость, τ – время релаксации импульса, которое всюду ниже считается большим ($\omega\tau >> 1$). Верхний и нижний знаки в уравнении отвечают волнам левой и правой поляризаций.

В пределе длинных волн $(k v_F)^2 << \Omega_0^2$, используя условие (2), из дисперсионного соотношения (3) можно получить известный низкочастотный спектр магнонов [2]

$$\omega = \omega_M = \pm\left[\Omega_B + \frac{1}{12}\left(\frac{b}{\epsilon_F}\right)^2 \frac{(kv_F)^2}{\Omega_0}\right]. \tag{4}$$

С ростом волнового числа низкочастотная ветвь уходит в область стонеровских возбуждений и сильно затухает. В отличие от электронной жидкости нормальных металлов [1] и незаряженной ферми-жидкости [3], где возможны возбуждения типа нулевого звука, в ферромагнетиках подобные возбуждения отсутствуют.

Имея в виду особенности подинтегрального выражения в уравнении (3), в отличие от работы [4] приходим к заключению о существовании помимо низкочастотного спектра (4) в каждом интервале частот $|\Omega_0 - (n+1)\Omega| < |\omega| < |\Omega_0 - n\Omega|$ решений, отвечающих новому типу возбуждений, распространяющихся поперек направления намагниченности – своеобразным циклотронным волнам.

Поведение частот спиновых циклотронных волн во многом такое же, как и в случае обыкновенных электронных циклотронных волн. В длинноволновом пределе $(k_\perp v_F)^2 << (n\Omega)^2$ частоты спиновых циклотронных волн близки к своим резонансным частотам

$$\omega_n = \pm(\Omega_0 - n\Omega) \tag{5}$$

перехода электрона между уровнями Ландау, отличающимися на квантовое число n, с перебросом спина на противоположное направление

$$\omega = \omega_n - B_0 R_n(k_\perp)\frac{n\Omega\epsilon_F}{\hbar(\omega_n - \omega_M)}. \tag{6}$$

где

$$R_n(k_\perp) = a_n\left(\frac{k_\perp v_F}{\Omega}\right)\frac{4}{2n+3}\left[\left(\frac{p_n^+}{p_F}\right)^{2n+3} - \left(\frac{p_n^-}{p_F}\right)^{2n+3}\right],$$

$$a_n(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{4}\frac{1}{n!\,\Gamma(n+3/2)}\left(\frac{x}{2}\right)^{2n} \sim \left(\frac{e}{2}\frac{x}{n}\right)^{2n}.$$

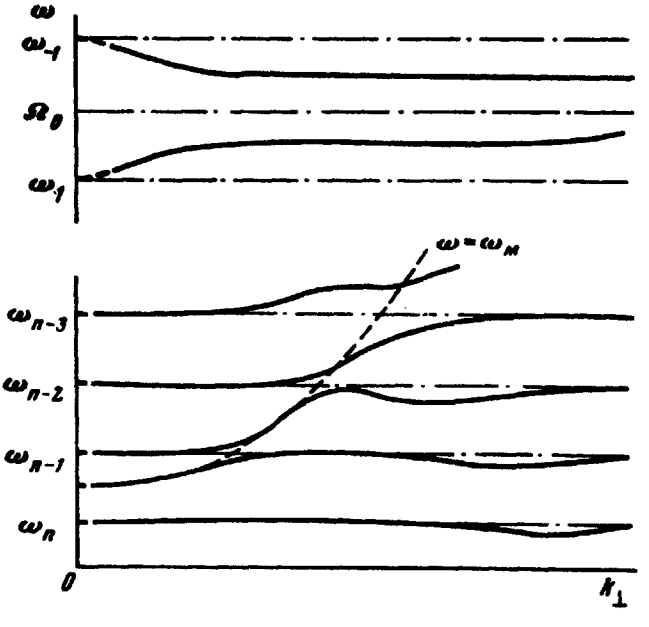
С ростом волнового числа разности $|\omega - \omega_n|$ монотонно растут. В пределе "коротких" волн $(k_\perp v_F)^2 >> (n\Omega)^2$ для не слишком больших волновых чисел, когда $k_\perp v_F << \left(B_o^{-1} + \frac{p_o^+ + p_o^-}{2p_F}\right)^{-1} \omega_n$, частоты спиновых волн близки к полусумме резонансных частот (5)

$$\omega = \pm \left[\Omega_o - \left(n + \frac{1}{2}\right)\Omega\right] - \frac{2\left(B_o^{-1} + \frac{p_o^+ + p_o^-}{2p_F}\right)}{\sum\limits_{j=o}^{\infty} (j + 1/2)^{-2}} \frac{k_\perp v_F \Omega}{+[\Omega_o - (n + 1/2)\Omega]} . \quad (7)$$

С увеличением волнового числа частоты спиновых циклотронных волн снова приближаются к резонансным частотам (5). Если $k_\perp v_F >> \left(B_o^{-1} + \frac{p_o^+ + p_o^-}{2p_F}\right)^{-1} \omega_n$, для них может быть получено асимптотическое выражение

$$\omega = \omega_n + \left(B_o^{-1} + \frac{p_o^+ + p_o^-}{2p_F}\right)^{-1} \frac{\Omega \omega_n}{2k_\perp v_F} . \quad (8)$$

Спиновые циклотронные волны, спектр которых дается выражениями (6) – (8), в отличие от электронных циклотронных волн [5, 6] полностью определяются эффектами междуэлектронной корреляции.



При приближении частоты ω_M магнонов к частотам спиновых циклотронных волн (6), необходимо учесть взаимодействие этих мод. В этом случае

$$\omega = \frac{1}{2}(\omega_n + \omega_M) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\omega_n - \omega_M)^2 - B_o R_n(k_\perp)\Omega_o \epsilon_F/\hbar} . \quad (9)$$

Взаимодействие спиновых волн, даваемое уравнением (9), обусловлено корреляционными эффектами и существенно вблизи резонансных частот $\pm(\Omega_0 - n\Omega)$. Оно проявляется независимо от электромагнитного взаимодействия спиновой и обыкновенных циклотронных волн [5], возникающего, когда частота ω_M магнонов близка к циклотронным гармоникам $n\Omega$.

Поведение частот спиновых волн схематически изображено на рисунке.

Таким образом, можно утверждать, что теория вырожденной электронной жидкости позволяет выявить возможность существования в ферромагнетиках спиновых циклотронных волн, обусловленных конечностью ларморовского радиуса электронов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 июля 1974 г.

Литература

[1] В.П.Силин. ФММ, 29, 681, 1970.

[2] А.А.Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов, М., изд. Наука, 1972.

[3] Л.Д.Ландау. Собрание трудов, 2, стр. 328, М., изд. Наука, 1969.

[4] А.Я.Бланк, П.С.Кондратенко. ЖЭТФ, 53, 1311, 1967.

[5] В.Г.Барьяхтар, М.А.Савченко, К.Н.Степанов. ЖЭТФ, 50, 576, 1966.

[6] Д.Г.Ломинадзе, М.А.Савченко, К.Н.Степанов. ФТТ, 15, 119, 1973.