

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 629 – 634

5 июня 1969 г.

КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА ВБЛИЗИ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ

Р.Г.Миц

Как известно, в немагнитном состоянии ферромагнетик распадается на домены [1]. Магнитный момент насыщения внутри каждого домена равен $M_0 = M_0(T) \sim 10^2 + 10^3$ э. В переходной области

между доменами происходит поворот вектора магнитного момента на соответствующий доменной структуре угол. Ширина переходного слоя (доменной стенки) $\delta \sim 10^5 + 10^{-6}$ см. Индукция $B = 4\pi M$, таким образом, однородна внутри домена и неоднородна в доменной стенке. В ферромагнетике поле индукции B по отношению к электронам проводимости, играет роль внешнего магнитного поля. При движении в однородном поле индукции $B^0 = 4\pi M_0$ характерный размер орбиты $R \sim 10^{-2} + 10^{-4}$ см, т.е. $R \gg \delta$. Это дает нам возможность различать электроны проводимости по характеру их движения следующим образом. Одна группа электронов движется, не пересекая доменную стенку, т.е. в однородном поле индукции. Другая (вблизи доменной стенки) пересекает область неоднородного поля индукции, эти электроны "чувствуют" поле B_1 и поле B_2 (B_1, B_2 — векторы индукции в соседних доменах).

В работе рассмотрено квантование энергии электронов проводимости вблизи доменной стенки. Напомним, что квантование энергии электронов внутри доменов хорошо известно (квантование Ландау) [2]. При этом, конечно, должно быть выполнено условие $\Omega\tau \gg 1$, где $\Omega = eB_0/mc$ — циклотронная частота, τ — время свободного пробега электрона.

Из сказанного ясно, что движение электронов в ферромагнетике определяется доменной структурой, т.е. взаимной ориентацией B_1, B_2 и доменной стенки. Доменная структура может быть двух типов. 1) Проекция векторов индукции B_1 и B_2 на направление, перпендикулярное доменной стенке (ось y) B_{1y} и B_{2y} не равны нулю (при этом в силу $\text{div } B = 0$, $B_{1y} = B_{2y} = B_y$). 2) Проекция векторов индукции B_1 и B_2 на ось y $B_{1y} = B_{2y} = 0$.

В доменной структуре первого типа из-за наличия компонент B_y движение электронов, вообще говоря, инфинитно и неперiodично. Как известно, такое движение не квантуется.

Рассмотрим доменную структуру второго типа. Движение электронов в полях B_1 и B_2 в направлении оси y финитно. Вследствие этого, движение в поперечном по отношению к доменной стенке направлении финитно и периодично. Такое движение квантуется, возникают уровни энергии с расстоянием между ними $\Delta\epsilon_n \sim \hbar\omega$, где ω — частота соответствующего классического движения. Оценим теперь порядок величины ω для электронов вблизи доменной стенки в простейшем случае. Пусть закон дисперсии электронов проводимости квадратичный, $B_1 = -B_2 = B_0$ и $\Delta \gg \delta$, где Δ — характерный размер поперечного движения электронов. Тогда ясно, что $\omega = \Omega\pi/2\phi$ (см. рис. 1); если $\Delta \ll R$, то

$\phi \sim \sqrt{\Delta/R} \ll 1$ и $\omega \sim \Omega \sqrt{R/\Delta} \gg \Omega$. Таким образом, $\Delta \epsilon_n \sim \hbar \Omega \sqrt{R/\Delta} \gg \gg \hbar \Omega$. В поле $B_0 \sim 10^2 + 10^3$ э, $\Delta \epsilon_n \sim 1 + 10^0$. Легко видеть, что рассмотренная нами в качестве примера система уровней, возникающая в доменной структуре с $B_1 = -B_2$, аналогична системе магнитных поверхностных уровней. Точное соответствие устанавливается формулой $\epsilon_{\text{дом}}(n) = \epsilon_{\text{пов}}(n/2)$.

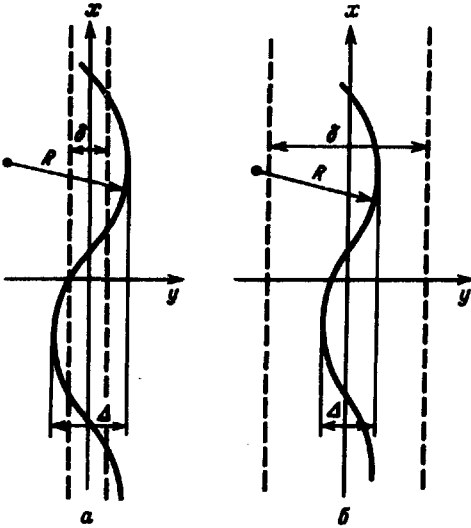


Рис. 1. Траектория движения электрона вблизи доменной стенки: а - $\Delta \gg \delta$, б - $\Delta \ll \delta$

Следует отметить, что вблизи доменной стенки электрон проводимости, за счет спина, обменным образом взаимодействует с неоднородной в стенке спиновой системой ферромагнетика. Энергия этого взаимодействия порядка $\epsilon_0 (\sigma/\delta)^2$, где $\epsilon_0 \sim 10^4$ э - энергия Ферми, σ - межатомное расстояние. Таким образом, $\Delta \epsilon \gg \epsilon_0 (\sigma/\delta)^2$ и обменным взаимодействием со спинами стенки можно пренебречь.

Рассмотрим теперь решение классической задачи о движении электрона в доменной структуре второго типа, причем для простоты предположим, что закон дисперсии квадратичный. Движение частицы в магнитном поле описывается уравнениями Гамильтона

$$\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial r}, \quad \dot{r} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad (1)$$

где $H = \left(p - \frac{e}{c}A\right)^2 / 2m$. Как уже упоминалось, $B = B(y) = \text{rot } A$. В силу того, что $|B_1| = |B_2| = 4\pi M_0$, ось x можно выбрать так, чтобы $B_x(0) = 0$. Тогда $B_x(+\infty) = -B_x(-\infty) = B_x$, $B_x(-\infty) = B_x(+\infty) = -B_x$ и $B_x^2 + B_z^2 = B_0^2$. Векторный потенциал A возьмем в виде $A_x(y) =$

$= -\int^y B_z dy', A_x = \int^y B_x dy', A_y = 0$. Так как $P_y = p_y$, для функции H получаем выражение

$$H = \frac{p_y^2}{2m} + U(y),$$

где $U(y) = \frac{1}{2m} \left\{ \left(P_x - \frac{e}{c} A_x \right)^2 + \left(P_z - \frac{e}{c} A_z \right)^2 \right\}$. Из уравнений (1) получаем

$$P_x = p_x + \frac{e}{c} A_x(y) = \text{const}, \quad P_z = p_z + \frac{e}{c} A_z(y) = \text{const},$$

$$\frac{p_y^2}{2m} + U(y) = E. \quad (2)$$

Таким образом, движение электрона вдоль оси y свелось к одномерному движению частицы в поле $U(y)$ с энергией E при заданных P_x и P_z . Подставив решение этой задачи в соотношения (2) легко получит движение электронов вдоль осей x и z . Рассмотрим теперь подробнее случай $\Delta \gg \delta$. Тогда $A_x = -B_z |y|$, $A_z = B_x y$ и для поля $U(y)$ получаем выражение:

$$U(y) = \frac{P_x^2 + P_z^2}{2m} - \frac{m\Omega_0^2 y_0^2}{2} + \frac{m\Omega^2 (y - y_0)^2}{2},$$

где $\Omega = \frac{eB_0}{mc}$, $y_0 = \frac{B_x P_z - B_z P_x \text{sign} y}{\frac{e}{c} B_0^2} = \frac{B_x R_z - B_z R_x \text{sign} y}{B_0}$. В зависи-

мости от величины $d = y_0 (y < 0) - y_0 (y > 0)$ поле $U(y)$ имеет различный характер (см. рис. 2). Легко получить, что $\omega(d > 0) > \omega(d = 0) = \Omega > \omega(d < 0)$, где ω - частота колебаний в поле $U(y)$. В случае $\Delta \ll R(d > 0)$ $\omega \sim \Omega \sqrt{R/\Delta}$. Для доменной структуры с $B_x = 0 (B_1 = B_2)$ получаем, что $U(y) = U(-y)$.

Рассмотрим теперь случай $\Delta \ll \delta$. Вблизи начала координат в основном приближении по Δ/δ имеем $B_x(y) = B_x'$ и $B_z(y) = B_z'(y/\delta)$, где $B_x' \sim B_z' \sim B_0$. Отсюда для векторного потенциала A и поля $U(y)$ получаем выражение:

$$A_x = -B_z' \frac{y^2}{2\delta}, \quad A_z = B_x' y,$$

$$U(y) = \frac{P_x^2 + P_z^2}{2m} + \frac{B_z' e P_x}{2mc \delta} \left(y - \frac{B_x' P_z \delta}{B_z' P_x} \right)^2 =$$

$$= \frac{P_x^2 + P_z^2}{2m} = \frac{m\Omega'^2 R_x'}{2} (y - a)^2.$$

Если $P_x > 0$ и $\frac{B_x'}{B_z'} \frac{P_z}{P_x} \sim \frac{P_z}{P_x} \ll 1$, то движение вдоль оси y происходит в потенциальной яме и условие $\Delta \ll \delta$ выполняется. Ясно, что движение в поле $U(y)$ есть гармоническое колебание с частотой $\omega = \Omega' \sqrt{R_x'/\delta} \gg \Omega' \sim \Omega_0$.

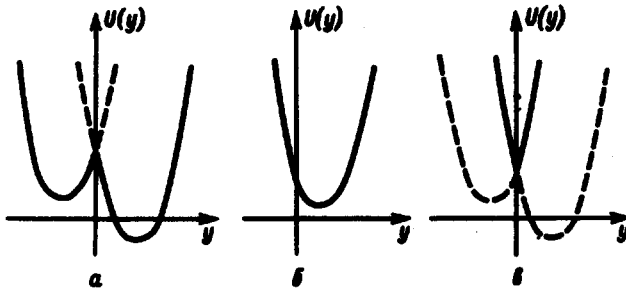


Рис. 2. Поле $U(y)$ изображено сплошной линией. В зависимости от знака d оно состоит из различных частей двух одинаковых параболических потенциальных ям: $a - d < 0$, $b - d = 0$, $c - d > 0$

Рассмотренное решение классической задачи естественным образом обобщается на квантовый случай. Следует заменить $p_y \rightarrow \hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}$ и решить уравнение Шредингера в поле $U(y)$. Возникающее при этом квантование уровней энергии представляет интерес лишь в квазиклассической области и находится из формулы $\oint p_y dy = 2\pi n\hbar$. В случае $\Delta \gg \delta$ имеем:

$$\epsilon_n = \frac{P_x^2 + P_z^2}{2m} + \left(\frac{3\pi}{4}\right)^{2/3} (n\hbar\Omega)^{2/3} \frac{P_x^2}{2m}^{1/3} \left\{ 1 - \frac{P_z B_x}{P_x B_z} \right\}^{2/3}.$$

Если $B_1 = -B_2$, отсюда получаем

$$\epsilon_n = \frac{P_x^2 + P_z^2}{2m} + \left(\frac{3\pi}{4}\right)^{2/3} (n\hbar\Omega)^{2/3} \left(\frac{P_x}{2m}\right)^{1/3}.$$

Для случая $\Delta \ll \delta$ находим:

$$\epsilon_n = \frac{P_x^2 + P_z^2}{2m} + n\hbar\Omega \sqrt{\frac{R_x'}{\delta}} = \frac{P_x^2 + P_z^2}{2m} + n\hbar \sqrt{\frac{eB_z' P_x}{m^2 c \delta}}.$$

Таким образом, расстояние между уровнями энергии, возникающими вблизи доменной стенки, $\Delta \epsilon_n \sim \sqrt{\frac{R}{\Lambda}} \hbar \Omega$, для электрона, двигающегося внутри стенки, $\Lambda = \delta$; характер же спектра (зависимость от n, P_x, P_z) в случаях $\Delta \gg \delta$ и $\Delta \ll \delta$ оказывается различным.

Существование рассмотренных уровней энергии приводит, например, к резонансному поглощению ультразвука. ($\omega \sim 10^{10} + 10^{11}$ сек⁻¹). Подробное рассмотрение этого эффекта будет изложено в следующем сообщении.

Я благодарен М.Я.Азбелю и И.Е.Дзялошинскому за ценные обсуждения.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 апреля 1969 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., 1959
- [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика.
- [3] Tsu - Wei Nee, R. E. Prange. Phys. Lett., 25A, 582, 1967.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 634 - 637

5 июля 1969 г.

ТЕОРИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПЕРВОГО РОДА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г.Брызгалар, А.Е.Боровик, В.А.Попов

Как известно, в антиферромагнетиках с магнитной анизотропией типа легкая ось в достаточно сильном внешнем магнитном поле вектор антиферромагнетизма (АФ) \vec{L} меняет свое направление на 90°. Изменение направления \vec{L} в зависимости от свойств магнитной анизотропии может происходить либо путем постепенного поворота, либо скачком [1]. Последнее имеет место, по-видимому, в MnF₂ [2]. Мы рассмотрим случай опрокидывания \vec{L} , который является фазовым переходом первого рода.