

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 419 – 421

20 апреля 1970 г.

ПАРАМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА МЕТАЛЛА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ

В.П.Силин

Теоретическое предсказание диамагнитных доменов и периодических диамагнитных структур в нормальных металлах и последующее экспериментальное наблюдение их проявлений [1, 2] привело в настоящее время к возникновению целого ряда теоретических работ (см., например, обзор [3]), приведших к определенному пониманию природы таких структур. Важной особенностью обсуждаемых при этом доменов является тот факт, что их природа существенным образом обусловлена квантованием уровней электронов в магнитном поле. Поэтому диамагнитные структуры связаны с квантовыми осцилляциями намагниченности де Гааза – ван Альфена. В настоящем сообщении мы укажем на иную по своей физической природе возможность существования неоднородных магнитных структур в нормальных металлах. При этом такие структуры возможны в условиях, когда несущественно квантование орбитального движе-

ния электронов, а следовательно, несущественны и квантовые осцилляции намагниченности. В то же время обсуждаемые ниже магнитные структуры возможны при достаточно сильных полях.

Указание на существование пространственно неоднородного статического состояния металла с различными значениями намагниченности в разных точках пространства может быть получено с помощью дисперсионного уравнения для электромагнитных волн в металле. Именно, наличие решений такого уравнения в пределе равной нулю частоты волн ω , но в то же время при конечном значении волнового вектора k , соответствует условиям существования периодических структур, как это, например, имеет место в теории антиферромагнетизма хрома [4-6]. Однако в отличие от этих работ нас будут интересовать магнитные структуры, возникающие под действием достаточно сильного магнитного поля. Иными словами, нам следует рассматривать волны в металле, находящемся в магнитном поле. В связи с этим мы можем воспользоваться результатами теории волн в нормальных металлах, основывающейся на теории вырожденной электронной жидкости [7, 8].

Для дальнейшего используем дисперсионное уравнение спиновых волн в приближении одной константы B_0 , характеризующей обменное взаимодействие. При этом пренебрежем столкновениями электронов, что соответствует требованию достаточно сильного магнитного поля, при котором гироскопическая частота вращения электрона Ω оказывается много больше электронной частоты столкновений. Тогда для волн, намагниченность которых перпендикулярно однородному магнитному полю, имеем [8]:

$$\frac{B_0 \omega}{1 + B_0} \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \theta d\theta \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n^2 \left(\frac{k_\perp v}{\Omega} \sin \theta \right) \frac{1}{\omega \pm \Omega_0 - n\Omega - k_z v \cos \theta} = 1.$$

Здесь v — фермиевская скорость электрона, Ω_0 — эффективная частота, отвечающая спиновым уровням электрона, а k_z и k_\perp — соответственно проекции волнового вектора на направление однородного магнитного поля и на плоскость, перпендикулярную ему, наконец, \pm отвечают двум различным круговым поляризациям магнитного поля спиновой волны.

Решение этого дисперсионного уравнения для частоты в пределе $k_z v \rightarrow \pm \Omega_0$ соответствует обращению в нуль частоты спиновой волны по закону

$$\omega = \pm \left\{ \Omega_0 \mp k_z v \left(1 + 2 \exp \left[\frac{1 + B_0}{B_0} \frac{2 \Omega_0}{\Omega_0 \mp k_z v} + f \left(\frac{k_\perp v}{\Omega} \right) \right] \right) \right\},$$

где

$$f(x) = 2x \int_{-1}^{+1} z dz \frac{\ln(1-z)}{\sqrt{1-z^2}} I_0(x\sqrt{1-z^2}) I_1(x\sqrt{1-z^2}) \pm \pm \Omega_0 \sum_{n \neq 0} \int_{-1}^{+1} \frac{dz}{\pm \Omega_0(1-z) - n\Omega + i0} I_n^2(x\sqrt{1-z^2}).$$

При этом необходимо выполнение неравенства $1 + B_0^{-1} < 0$, что для натрия и калия в действительности имеет место.

Следовательно, можно говорить о пространственно неоднородном магнитном состоянии с периодом вдоль направления внешнего магнитного поля, равным $2\pi v/\Omega_0$. Подчеркнем, что периодичность определяется спиновой частотой электронов. Помимо этого в отличие от обсуждаемых в [3] диамагнитных структур периодичность имеет место вдоль направления внешнего магнитного поля. Следует отметить, что использованное нами дисперсионное уравнение спиновых волн отвечает особенностям спиновой парамагнитной восприимчивости. В этом смысле можно говорить о парамагнитной статической структуре, могущей иметь место при отрицательных значениях обменной константы B_0 .

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

Поступила в редакцию
16 марта 1970 г.

Литература

- [1] J.H.Condon. Phys. Rev., 145, 526, 1966.
 - [2] J.H.Condon, R.E.Walstedt. Phys. Rev. Lett., 21, 612, 1968.
 - [3] М.Л.Азбель. УФН, 98, 601, 1969.
 - [4] W.M.Lomer. Proc. Phys. Soc., 80, 489, 1962.
 - [5] A.W.Overhauser. Phys. Rev., 128, 1437, 1962.
 - [6] T.M.Rice, A.S.Barker, Jr.; D.I.Halperin, D.B. Mc Whan, J. Appl. Phys., 40, 1337, 1969.
 - [7] В.П.Силин. ЖЭТФ, 35, 1243, 1958.
 - [8] В.П.Силин. ФММ, 29, вып. 4, 1970.
-