

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Я. Бланк, П. С. Кодратенко

Спектр магнитных возбуждений антиферромагнитного металла формируется коллективными взаимодействиями в системе электронов проводимости и магнитных подрешеток. Поэтому ни частоты антиферромагнитного резонанса, обусловленные обменным взаимодействием между подрешетками (как в диэлектрике), ни собственные частоты электронной подсистемы (как в парамагнитных металлах) не представляют собой, вообще говоря, спектра магнитных возбуждений антиферромагнитного металла в целом. В настоящем сообщении мы приведем некоторые результаты, относящиеся к магнитному спектру антиферромагнитного металла.

Мы рассматриваем антиферромагнитный металл как систему двух зеркальных ионных магнитных подрешеток с анизотропией типа "легкая ось" и ферми-жидкости s -электронов. Магнитное поле приложено вдоль оси антиферромагнетизма.

Спектр магнитных возбуждений рассматриваемой системы определяется особенностями поперечной по спину компоненты двухчастичной вершинной части $\Gamma_{\uparrow\uparrow\uparrow}$ или $\Gamma_{\downarrow\downarrow\downarrow}$ электронов. Нами был рассмотрен магнитный спектр металла в длинноволновом пределе. При $k = 0$ (k — импульс магнона) собственные частоты всей системы определяются следующими уравнениями

$$\omega_{lm}(H) = \left(\frac{2\mu_0 H}{1 + B_0} + m\Omega \right) (1 + B_l) \quad l \geq 1, |m| \leq l, \quad (1)$$

$$(\omega - 2\mu_0 H)[(\omega - 2\mu_0 H)^2 - \tilde{\omega}_s^2] = \xi \tilde{\omega}_s^2 2\mu_0 H. \quad (2)$$

Здесь H — внешнее магнитное поле, Ω — циклотронная частота, μ_0 — магнетон Бора, $B_l = \zeta l \nu / (2l + 1)$, ν — плотность состояний s -электронов на поверхности Ферми, ζ — коэффициент разложения обменной части функции Ландау [1], $\tilde{\omega}_s$ — перенормированная частота антиферромагнитного резонанса в отсутствие магнитного поля [2], $\xi = (\tilde{\omega}_s^2 - \omega_0^2) / \tilde{\omega}_s^2$ — параметр, характеризующий обменное взаимодействие s -электронов с магнитными подрешетками, ω_0 — частота, связанная с бесщелевой ветвью спиновых волн при $H = 0$ [2].

При $k=0$ собственными частотами антиферромагнитного металла являются двухпараметрическое семейство резонансных частот ω_{lm} ($l \neq 0$), представляющее собой, по существу, однородные спиновые волны в парамагнитном металле [3] и три резонансные частоты, определяемые уравнением (2). Изотропная гармоника с частотой ω_{00} , равной частоте парамагнитного резонанса, в результате обменного взаимодействия электронов с подрешетками оказывается связанной с антиферромагнитными частотами ω_j . Последние три частоты нелинейным образом зависят от магнитного поля. При малых $2\mu_0 H/\tilde{\omega}_s$

$$\omega_1 = (1 - \xi)2\mu_0 H - \xi^3 2\mu_0 H (2\mu_0 H/\tilde{\omega}_s)^2, \quad (3)$$

$$\omega_{2,3} = \pm \tilde{\omega}_s + (1 + \frac{\xi}{2})2\mu_0 H \mp \frac{3}{8} \xi^3 2\mu_0 H \left(\frac{2\mu_0 H}{\tilde{\omega}_s} \right)^2. \quad (4)$$

С возрастанием H , как можно видеть из (2), частота ω может обратиться в нуль. Обращение ω в нуль при некотором значении поля $H = H_k$ соответствует обращению в бесконечность статической поперечной по полю магнитной восприимчивости системы, что является указанием на фазовый переход в состояние с неколлинеарными магнитными моментами. Согласно (2)

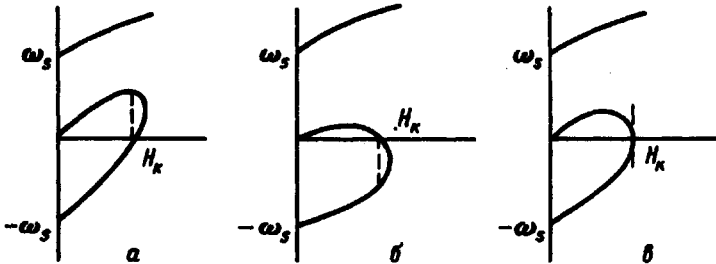
$$H_k = \frac{\tilde{\omega}_s}{2\mu_0} \sqrt{1 - \xi}. \quad (5)$$

При этом в зависимости от величины параметра ξ в нуль могут обращаться как "антиферромагнитная" (ω_3), так и "парамагнитная" (ω_1) частоты. Первый случай соответствует $\xi < 2/3$, второй $\xi > 2/3$. На рисунке схематически представлена зависимость ω от H . Особый интерес представляет случай ξ близких к единице ($1 - \xi \ll 1$). При этом фазовый переход будет иметь место в полях, значительно меньших критического поля диэлектрика, т.е. уже сравнительно слабые магнитные поля будут нарушать антиферромагнитный порядок в решетке. Таким образом, обменное взаимодействие электронов в существенной степени определяет магнитную структуру системы.

Заметим, что при $\xi \sim 1$ формулы (3) справедливы во всей области существования антиферромагнитного порядка.

¹⁾ Положительные и отрицательные решения дисперсионного уравнения соответствуют, как известно, различным поляризациям волны. При этом энергия возбуждения ϵ_s связана с частотой соотношением $\epsilon_s = |\omega_s|$. Имея это в виду, мы будем пользоваться и отрицательными частотами.

По поводу возможного экспериментального обнаружения рассмотренных эффектов заметим следующее. В настоящее время спектр магнитных возбуждений в неферромагнитных металлах становится реальным предметом экспериментальных исследований. Мы имеем в виду магнитные возбуждения в электронной системе – недавнее наблюдение спиновых волн в парамагнитных металлах [4], а также слабо затухающих



электромагнитных волн, обусловленных ферми-жидкостным взаимодействием, вблизи циклотронного резонанса [5]. Благодаря существованию магнитного порядка антиферромагнитный металл представляет собой, вообще говоря, весьма удобный объект для изучения роли ферми-жидкости электронов в магнитных свойствах металла. Однако, общепринятая модель антиферромагнитного металла, которой мы здесь пользуемся, не является адекватной для описания *d*-металлов (например, хрома), в которых *d*-электроны не являются строго локализованными. Все сказанное может скорее относиться к редкоземельным металлам, в которых можно выделить ионную подсистему, обладающую антиферромагнитным порядком.

Вывод настоящих результатов, включающий рассмотрение спектра магнитных возбуждений при *k* отличных от нуля, явится предметом отдельной публикации.

Мы благодарим И.Е. Дзялошинского за обсуждение результатов работы.

институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
27 мая 1968 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 35, 97, 1958.
- [2] П.С.Кондратенко. ЖЭТФ, 50, 769, 1966.
- [3] В.П.Силин. ЖЭТФ, 35, 1243, 1958.
- [4] S. Schulz, G. Dunifer. Phys. Rev. Lett., 18, 280, 1967.
- [5] P. M. Platzman, W. M. Walsh. Phys. Rev. Lett., 19, 514, 1967.