

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 158 – 161

5 августа 1970 г.

**К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА
В АНИЗОТРОПНЫХ МЕТАЛЛАХ**

Г.П. Алоджанц

1. В последние годы в неферромагнитных металлах, находящихся в магнитном поле B , были обнаружены на опыте спиновые волны [1]. Теоретическое

предсказание возможности существования таких волн было сделано в [1]. Сильным [2] на основе теории вырожденной электронной жидкости [3]. Эксперименты Данифера и Шульца [1] основаны на использовании предсказанного в работе [4] явления селективной прозрачности металлических пленок при спиновом резонансе электронов проводимости. В этих экспериментах, кроме обычной

линии прозрачности, при $\omega = \omega_s = \frac{2\mu_0 B}{\hbar}$ (μ_0 — магнитный момент электрона, \hbar — постоянная Планка) наблюдался ряд дополнительных линий. Наличие дополнительных линий отражает тот факт, что возникает возможность распространения намагничивания из скин-слоя в толщу металла в виде спиновых волн. Эксперименты проводились в натрии и калии, поверхности Ферми которых с достаточной хорошей точностью аппроксимируются сферой. Поэтому для анализа этих экспериментов использовалась модель изотропной электронной жидкости. Для большинства других металлов необходима более детальная модель, учитывающая анизотропию поверхности Ферми. В работах [5–7] рассматривались эффекты влияния анизотропии поверхности Ферми на распространение спиновых волн в электронной жидкости. В этих работах [1, 2, 5–7] не учитывалось отличие магнитного момента электрона в кристалле от момента для свободного электрона, связанное со слабым спин-орбитальным взаимодействием спина электрона проводимости с моментами орбитального движения электронов ионной решетки. Отличие же, связанное с взаимодействиями между электронами проводимости, учитывалось. Однако известно, что в ряде случаев поправка к g -фактору из-за спин-орбитального взаимодействия может быть существенна и обнаружена в экспериментах [8]. В частности, для металлов с анизотропной поверхностью Ферми эта поправка зависит от ориентации магнитного поля B относительно осей кристалла. В настоящем сообщении рассмотрены щелочные металлы двух типов: металлы, в которых поверхность Ферми полностью лежит в пределах первой зоны Бриллюэна и достаточно далеко отстоит от ее граней (например, калий и натрий), и металлы, в которых ферми-поверхность близко подходит (в частности, касается) к двум противоположным граням (например, цезий при небольшом сжатии [9]). При вычислении анизотропии g -фактора электронов проводимости, связанной с наличием слабого периодического псевдопотенциала $W(r)$, следуем методу, изложенному в работе [10]. Исходным пунктом будет полученное ранее [11] выражение для сдвига g -фактора почти свободных электронов в блоховском состоянии k , верное для щелочных металлов:

$$\Delta g = \langle \Delta g(k) \rangle_{\text{ср}} = - \langle \mu k^2 \sin^2 \theta \rangle_{\text{ср}} . \quad (1)$$

Здесь θ — угол между векторами k и B , μ — численный коэффициент, а усреднение ведется по поверхности Ферми. Мы не будем заниматься здесь довольно сложной задачей вычисления μ , поскольку нас интересует лишь угловая зависимость Δg .

2. Рассмотрим сначала металлы типа натрия и калия, в которых поверхность Ферми целиком лежит в первой зоне Бриллюэна и достаточно удалена от всех ее граней, так что ни для одной из них не выполняется условие

$$\frac{\hbar^2 q^2}{8m} - \left(E_F + \frac{1}{2} |W_q| \right) \ll \frac{1}{2} |W_q| , \quad (2)$$

где q — вектор, определяющий положение данной брэгговской плоскости в импульсном пространстве, E_F — энергия Ферми, m — масса электрона; $W_q = \langle k + q | W | k \rangle$ — матричный элемент псевдопотенциала. Псевдопотенциал считаем локальным, что является хорошим приближением [12]. Тогда из формулы (1) при учете влияния только одной брэгговской плоскости $k_z = q/2$ получаем:

$$\Delta g(\theta) - \Delta g(0) = -\mu q^2 \sin^2 \theta \left\{ \frac{b^2}{2(1-\alpha)} + \frac{b^2}{4} \ln \frac{1+\sqrt{\alpha}}{1-\sqrt{\alpha}} \right\}. \quad (3)$$

Здесь

$$\alpha = \frac{8mE_F}{\hbar^2 q^2}; \quad b = \frac{m |W_q|}{\hbar^2 q^2}; \quad \Delta g(0) = -\frac{\mu q^2}{6}$$

θ — угол между вектором B и осью k_z . При получении (3) мы считали псевдопотенциал малым ($b \ll \alpha$, $b \ll 1$) и ограничивались членами порядка W_q^2 . Учтем теперь вклад, вносимый всеми брэгговскими плоскостями, образующими первую зону Бриллюэна (в случае щелочных металлов имеется всего двенадцать таких плоскостей). Суммирование выражения (3) по всем двенадцати брэгговским плоскостям дает

$$\frac{\Delta g(\alpha, \beta) - \Delta g(0)}{\Delta g(0)} \approx 12b^2 \left\{ \frac{2}{1-\alpha} + \ln \frac{1+\sqrt{\alpha}}{1-\sqrt{\alpha}} \right\}, \quad (4)$$

где α, β — углы, определяющие ориентацию магнитного поля B относительно осей кристалла. Из равенства (4) видно, что если ферми-поверхность щелочного кристалла достаточно удалена от всех ближайших брэгговских плоскостей, то наличие слабого периодического псевдопотенциала приводит к поправке в Δg порядка W_q^2 . Причем, в сделанных нами приближениях эта поправка изотропна, т. е. она не зависит от ориентации вектора B относительно кристаллографических осей (в правую часть равенства (4) углы α и β не входят).

3. Перейдем теперь к случаю цезия, в котором ферми-поверхность при относительно небольшом сжатии металла близко подходит к двум противоположным брэгговским плоскостям, так что для этих плоскостей выполняется (2). Расчет показывает, что поправка в Δg , возникающая от этих плоскостей, имеет порядок W_q . При этом вкладом, вносимым всеми остальными брэгговскими плоскостями, можно пренебречь, так как он будет иметь высший порядок по малому псевдопотенциалу W_q . В частности, когда поверхность ферми касается двух противоположных граней Бриллюэна, т. е. когда

$$E_F = \frac{\hbar^2 q^2}{8m} - \frac{1}{2} |W_q|$$

находим из формулы (1)

$$\frac{\Delta g(\theta) - \Delta g(0)}{\Delta g(0)} = \frac{3}{8} \frac{|W_q|}{E_F} \sin^2 \theta. \quad (5)$$

Здесь θ — угол между направлением вектора \mathbf{B} и прямой, перпендикулярной брэгговским плоскостям, которых касается ферми-поверхность. Видно, что поправка $\Delta g(\theta)$ в этом случае резко анизотропна. Поэтому в экспериментах, подобных [1] по спиновому резонансу электронов проводимости металлов типа цезия должны проявляться эффекты влияния зонной структуры на g -фактор. Именно зависимость g -фактора от угла θ , согласно формуле (5), будет приводить к смещению линии ω_s основного спинового резонанса и линий, соответствующих спиновым волнам, когда магнитное поле \mathbf{B} поворачивается относительно выделенного направления в кристалле.

В заключение выражаю благодарность В.П.Силину за руководство работой и С.З.Дунину за полезные дискуссии.

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

Поступила в редакцию
2 июля 1970 г.

Литература

- [1] S.Schultz, G.Dumfer, Phys. Rev. Lett., 18, 283, 1967; P.H. Platzman, P.A.Wolff. Phys. Rev. Lett., 18, 290, 1967, G.Dumfer, S.Schultz, P.H.Schmidt, J. of Appl. Physics, 39, 397, 1968.
- [2] В.П.Силин, ЖЭТФ, 35, 1243, 1958.
- [3] В.П.Силин, ЖЭТФ, 33, 495, 1957.
- [4] М.Я.Азбель, В.И.Герасименко, И.М.Лифшиц, ЖЭТФ, 32, 1212, 1957.
- [5] В.П.Силин, ЖЭТФ, 55, 697, 1968.
- [6] Г.П.Алоджанц, Физика металлов и металловедение, 30, 3, 1970.
- [7] Г.П.Алоджанц, ЖЭТФ, 59, вып. 10, 1970.
- [8] J.Jafet. Solid state physics, 14, 1, 1963.
- [9] F.S.Ham. Phys. Rev., 128, 2524, 1962.
- [10] A.W.Overhauser, A.M.de Graaf. Phys. Rev., 168, 763, 1968.
- [11] J.Jafet. Phys. Rev., 85, 478, 1952.
- [12] У.Харрисон. Псевдопотенциалы в теории металлов. М., Изд. Мир., 1968.