Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 5, стр. 193 – 196 *10 сентября 1984 г.*

СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.И.Буздин

Показано, что спектр спиновых волн в антиферромагнитных сверхпроводниках в длинноволновой области существенно отличается от обычного. В случае анизотропии типа легкая ось в спектре должен иметься провал при конечном значении волнового вектора.

1. С момента открытия сверхпроводящих тройных соединений с регулярной решеткой редкоземельных (RE) атомов $RERh_4B_4$ и $REMo_6S_8$ основное внимание привлекла к себе проблема сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма. В фазе сосуществования при этом возникает неоднородная магнитная структура, которая при дальнейшем охлаждении может перейти в нормальную ферромагнитную фазу. Такая ситуация реализуется в $ErRh_4B_4$ и $HoMo_6S_8$ (см., например, в качестве обзора [1]). Однако, в большинстве сверхпроводящих тройных соединений при температуре Нееля $T_N < T_c$, где T_c – температура сверхпроводящего перехода, появляется антиферромагнитное упорядочение [1, 2].

Сверхпроводимость и антиферромагнетизм слабо влияют друг на друга. В частности сверхпроводимость никак не меняет антиферромагнитный порядок, поскольку среднее значение (на сверхпроводящей корреляционной длине $\xi_0 = 0{,}18\, v_F / T_c$)обменного поля и намагниченности в антиферромагнетике равно нулю. Для спиновых волн в антиферромагнитных сверхпроводниках *(AS)* ситуация, однако, оказывается иной. Действительно, при отклонении локализованных моментов в спиновой волне от их равновесного положения возникает ферромагнитный момент, который сильно взаимодействует со сверхпроводимостью.

2. При определении спектра спиновых волн в AS рассмотрим случай двухподрешеточного антиферромагнетика с анизотропией типа легкая ось. Как следует из данных по рассеянию нейтронов, полученные к настоящему времени AS относятся именно к этому классу. Перейдем при описании спиновой волны от векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ к ферромагнитному вектору $\mathbf{m} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ и вектору $\mathbf{l} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - (\mathbf{M}^0_1 - \mathbf{M}^0_2)$, описывающему отклонение вектора антиферромагнетизма от равновесного значения $\mathbf{L}^0 = \mathbf{M}^0_1 - \mathbf{M}^0_2$. Функционал свободной энергии имеет вид: $\mathcal{F} = \mathcal{F}_m(\mathbf{l}, \mathbf{m}) + \mathcal{F}_{int}(\mathbf{m})$, где $\mathcal{F}_m(\mathbf{l}, \mathbf{m})$ – обычный магнитный функционал, описывающий систему в отсутствии сверхпроводимости, а $\mathcal{F}_{int}$ описывает взаимодействие сверхпроводящей и магнитной подсистем и зависит лишь от вектора $\mathbf{m}$ (так как со сверхпроводимостью эффективно взаимодействует только ферромагнитный момент).

Поскольку специфический характер спектра спиновых волн в AS проявляется в длинноволновой области $q \ll a^{-1}$, где a – магнитная жесткость, по порядку величины равная межатомному расстоянию, то в качестве $\mathcal{F}_m$ можно использовать обычный феноменологический функционал (см., например [3]).

$$\mathcal{F}_m = \int \left[\frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 + \frac{1}{2}a^2\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i}\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_j} + \frac{K\mathbf{l}^2}{2}\right] d\,\mathbf{r}. \tag{1}$$

В (1) пренебрегается анизотропией магнитной жесткости и $\mathcal{F}_m$ для наглядности взято в простейшем виде. Кроме того в (1) считается, что $\mathbf{L}^0$ направлен вдоль легкой оси z, вектора $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$ перпендикулярны $\mathbf{L}^0$, а в константу δ дает вклад как обменное, так и электромагнитное взаимодействия. Отношение их характерных энергий $\alpha \sim h_0^2 N(0)/\mu^2 n$, где h_0 – обменное поле при $T = 0$, $N(0)$ – электронная плотность состояний на уровне Ферми, μ – магнитный момент RE и n – их концентрация. Обычно доминирует обменный вклад и $T_N \sim h_0^2 N(0)$, но в AS из-за аномально малой величины обменного интеграла электромагнитная энергия $2\pi\mu^2 n \sim 1$ K и все характерные энергии оказываются одного порядка: $2\pi\mu^2 n \sim h_0^2 N(0) \sim T_N \sim (0{,}5 - 2)$K , т. е. $\alpha \sim 1$. Относительно $\mathcal{F}_{int}$ заметим, что сверхпроводимость экранирует длинноволновую часть электромагнитного и обменного взаимодействий практически не влияя на коротковолновую (с $q \sim a^{-1}$). В связи с этим $\mathcal{F}_{int}$ представляет собой разность дальнодействующих взаимодействий в сверхпроводящей и нормальной фазах [4]:

$$\mathcal{F}_{int} = \int \left(\frac{B^2}{8\pi} - \mathbf{B}\mathbf{m} + 2\pi\mathbf{m}^2\right)dr + \frac{1}{2}\int \Big[Q(\mathbf{r} - \mathbf{r}')A(\mathbf{r})A(\mathbf{r}') -$$

$$- \alpha\frac{\chi_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \chi_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\chi_n^0}\mathbf{m}(\mathbf{r})\mathbf{m}(\mathbf{r}')\Big]d\mathbf{r}\,d\mathbf{r}', \quad \mathbf{B} = \mathrm{rot}A, \tag{2}$$

где B – магнитное поле, создаваемое намагниченностью, $\chi_n(\mathbf{r})$ и $\chi_s(\mathbf{r})$ – спиновая восприимчивость в нормальном и сверхпроводящем состояниях, $\chi_n^0 = \mu_B^2 N(0)$, а $Q(\mathbf{r})$ – сверхпроводящее электромагнитное ядро. Исключая с помощью уравнений Максвелла $\mathbf{A}$

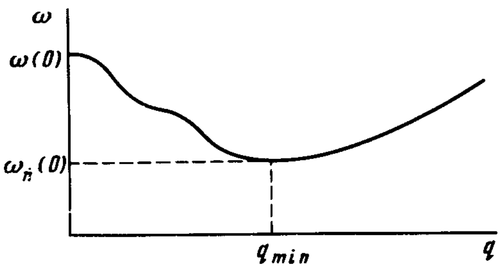
и **B**, получим в фурье-представлении полный функционал $\mathcal{F}$:

$$\mathcal{F} = \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \frac{q^2a^2}{2} |\mathbf{l}_{\mathbf{q}}|^2 + \frac{K}{2} |\mathbf{l}_{\mathbf{q}}|^2 + \frac{\delta}{2} \left[1 + \frac{4\pi Q(\mathbf{q})}{\mathbf{q}^2 + 4\pi Q(\mathbf{q})} + \alpha \left(1 - \frac{\chi_s(\mathbf{q})}{\chi_n^0} \right) \right] |\mathbf{m}_{\mathbf{q}}|^2 \right\} . \tag{3}$$

При температурах $T \ll T_c$ для чистого сверхпроводника в случае $q \ll \xi_0^{-1}$. $Q = 1/4\pi\lambda_L^2$, где λ_L – лондоновская глубина проникновения, а $\chi_s \approx 0$ и в случае $q \gg \xi_0^{-1}$: $Q = 0{,}75\ /(q\,\xi_0\lambda_L^2)$, а $\chi_s(q)/\chi_n^0 = 1 - \pi/(2q\xi_0)$. Записывая стандартным образом с помощью (3) уравнения движения для **l** и **m** и решая их, находим (считая волну поперечной) спектр спиновых волн $\omega(q)$:

$$\omega^2(q) = \gamma^2\delta \left[1 + \frac{4\pi Q(q)}{q^2 + 4\pi Q(q)} + \alpha\left(1 - \frac{\chi_s(q)}{\chi_n^0} \right) \right] [K + q^2a^2], \tag{4}$$

где $\gamma = g\mu_B L_0/2$. Наиболее существенное изменение спектра в AS заключается в появлении сильной – на характерных векторах $q \sim \lambda_L^{-1}$ и ξ_0^{-1} зависимости ω от q, приводящей к появлению минимума на кривой $\omega(q)$, см. рисунок. Минимум $\omega(q)$ достигается при значении $q_{min} = (\pi\alpha K/4\xi_0 a^2)^{1/3} \ll a^{-1}$, а частота $\omega(q_{min})$ практически совпадает с частотой антиферромагнитного резонанса $\omega_n(0) = \gamma(\delta K)^{1/2}$ в нормальной фазе.



Схематический вид спектра спиновых волн в AS. Частота антиферромагнитного резонанса $\omega(0) = \gamma[\delta\ (2+\alpha)\ K]^{1/2}$ и волновой вектор, отвечающий минимуму частоты $q_{min} \sim (K/a^2\xi_0)^{1/3}$

3. Физическая причина рассмотренного эффекта заключается в бо́льшей "жесткости" сверхпроводника к появлению ферромагнитного момента. В то же время с ростом волнового вектора эта жесткость быстро ослабевает, причем есть два характерных масштаба: при $\lambda_L^{-1} \ll q \ll \xi_0^{-1}$ выключается электромагнитная, но остается обменная жесткость, а при $q \gg \xi_0^{-1}$ влияние сверхпроводимости перестает ощущаться вовсе.

Отметим, что найденная особенность спектра спиновых волн в AS носит общий характер и не связана с упрощенным характером рассмотренной модели. Исследования спектра спиновых волн в AS могут, таким образом, дать богатую информацию как о магнитных свойствах этих соединений, так и об их сверхпроводящих характеристиках. Для экспериментальных исследований, по-видимому, удобнее использовать соединения с возможно более высокой температурой Нееля, – $NdRh_4B_4$ с $T_N \approx 1{,}3$K, а также сплавы $Ho(Ir_xRh_{1-x})_4B_4$ с $T_N \sim (2-3)$K.

Автор выражает благодарность Л.Н.Булаевскому и А.В.Чубукову за полезное обсуждение.

Литература

1. Superconductivity in ternary compounds II, ed. by Maple M.B. and Fisher ϕ, Springer, 1982.
2. *Thomlinson W., Shirane G., Moncton D.E. et. al.* Phys. Rev., 1981, **1323**, 4455.

3. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика, ч. 2, М: Наука, 1978, с. 368.
4. *Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кротов С.С.* ЖЭТФ, 1983, **85**, 678.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
13 июля 1984г.