

или обменное поле стремится ориентировать спины одинаково. Величина поля, разрушающего куперовские пары, определяется (примерно) из равенства зеемановской энергии $\mu_B H$ электрона в этом поле энергии связи куперовской пары — энергетической щели $\Delta(0)$ (при $T=0$).

В свою очередь энергетич. щель Δ на ферми-поверхности, характерная для сверхпроводников, уменьшает спиновую магнитную восприимчивость электронов проводимости и соответственно подавляет ту часть косвенного обменного взаимодействия Рудермана — Киттеля — Касун — Иосиды (см. РККИ-обменное взаимодействие), к-рая способствует ферромагн. упорядочению.

Кроме того, локализов. магн. моменты подавляют куперовское спаривание из-за т. н. обменного (магнитного) рассеяния на них электронов проводимости. Такое рассеяние приводит к перовороту спина электрона проводимости и нарушению синглетного спинового состояния куперовской пары. В магнитоупорядоченном состоянии локализов. электронов обменное рассеяние соответствует рассеянию электрона на спиновых волнах. Характерное значение энергии для эффекта магнитного рассеяния примерно равно kT_m , где T_m — темп-ра магн. упорядочения для систем с доминирующим РККИ-взаимодействием локализов. электронов. Обменное рассеяние слабо, пока эта темп-ра мала по сравнению с темп-рой перехода в сверхпроводящее состояние T_c . Из-за обменного рассеяния сверхпроводимость оказывается невозможной в обычных ферромагн. металлах с большой концентрацией магн. моментов и сильным РККИ-взаимодействием, приводящим к темп-рам магн. перехода порядка десятка кельвинов и выше.

Из сказанного следует, что условия для сосуществования магн. упорядочения и сверхпроводимости более благоприятны в антиферромагнетиках с не очень высокой темп-рой Нееля T_N , в к-рых, соответственно, слабо обменное рассеяние.

Действительно, в антиферромагнетиках магн. и обменное поля осциллируют в пространстве на атомных масштабах a , характерных для пространств. изменения направления магн. моментов в антиферромагнетике (в простейшем случае моменты образуют две магнитные подрешетки и расстояние между соседними противоположно направленными моментами в подрешетках равно примерно межатомному расстоянию в кристалле a). Сверхпроводимость же «чувствует» поля, усредненные на расстояния масштаба сверхпроводящей корреляц. длины ξ (т. е. характерного размера куперовской пары). При этом $\xi \gg a$ и результирующие поля слабы. В чистых сверхпроводниках $\xi = \xi_0 \sim 0,18 \text{ } \nu_F / T_c$, где ν_F — фермиевская скорость электронов проводимости; в «грязных» сверхпроводниках $\xi \sim (\xi_0 l)^{1/2}$, где l — длина свободного пробега электронов.

В 1959 Ф. Андерсон и Х. Сул [5] указали на возможность компромисса между сверхпроводимостью и ферромагнетизмом.

Они рассмотрели ситуацию, когда ферромагнетизм в отсутствие сверхпроводимости устанавливается при темп-ре Кюри T_c , но при более высокой темп-ре $T_c \gg T_c$ появляется сверхпроводимость, т. е. магн. упорядочение должно возникнуть фактически в сверхпроводящей фазе. Теоретич. анализ показал, что в таких «ферромагн.» сверхпроводниках магнетизм должен появиться не в виде ферромагн. упорядочения, а в виде неоднородной осциллирующей магн. структуры (длиннопериодич. антиферромагн. упорядочения), период к-рой мал по сравнению со сверхпроводящей корреляц. длиной ξ , но велик по сравнению с магн. корреляц. длиной порядка межатомного расстояния a . Трансформация ферромагн. упорядочения в неоднородную структуру происходит под действием сверхпроводимости, фаза сосуществования оказывается компромис-

ной с точки зрения энергии системы, причём компромисс возможен из-за неравенства $\xi \gg a$ Магн. энергия локализов. моментов при этом несколько увеличивается из-за неоднородного характера структуры, но этот проигрыш мал из-за малости величины a/ξ и он компенсируется понижением энергии из-за сверхпроводящего спаривания электронов проводимости. Позднее было установлено, что в реальных «ферромагн.» сверхпроводниках неоднородная магн. структура фазы сосуществования должна иметь вид одномерной поперечной 180-градусной магнитной доменной структуры (рис. 1) с периодом $d \sim (a\xi)^{1/2}$. Был предсказан также

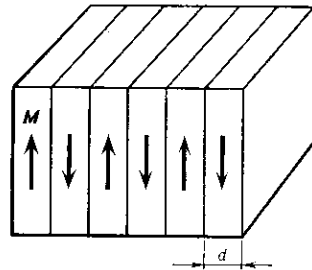


Рис. 1. Магнитная доменная структура, предсказанная теоретически для одноосных ферромагнетиков, находящихся в сверхпроводящем состоянии. Стрелки показывают направление магнитных моментов M внутри доменов.

бесщелевой характер сверхпроводимости в фазе сосуществования достаточно чистых «ферромагнитных» сверхпроводников [2]. Сверхпроводящая щель отсутствует для тех куперовских пар, импульсы электронов в к-рых направлены вдоль доменов. Такие электроны чувствуют постоянное по направлению обменное поле локализованных магн. моментов, и если оно достаточно велико, то куперовское спаривание электронов с импульсами вдоль доменов отсутствует. Сверхпроводимость при этом поддерживается др. куперовскими парами, электроны к-рых движутся поперёк доменов и чувствуют переменное по направлению обменное поле. Для них сверхпроводящая щель отлична от нуля. В результате сверхпроводящая щель отсутствует только на поиске ферми-поверхности, лежащем в плоскости, перпендикулярной волновому вектору неоднородной магн. структуры q .

Эксперим. исследование проблемы сосуществования сверхпроводимости и дальнего магн. порядка стало возможным после 1976, когда были синтезированы тройные сверхпроводящие соединения RRh_4B_4 и RMo_6S_8 с периодич. расположением редкоземельных ионов. Для этих соединений характерны темп-ры $T_c \sim$ неск. К и очень низкие темп-ры T_m магн. перехода (от 5 до 0,5 К). Столь низкие значения T_m обусловлены слабым обменным РККИ-взаимодействием моментов из-за значительного пространств. разделения магн. ионов R и электронов проводимости. Последние движутся в основном по кластерам Rh_4B_4 и Mo_6S_8 , а магн. ионы R находятся в стороне от этих кластеров. В большинстве таких соединений методами нейтронографии обнаружено антиферромагн. упорядочение с точкой Нееля $T_N \ll T_c$. Эксперименты подтвердили теоретич. предсказания о слабом взаимном влиянии сверхпроводимости и антиферромагнетизма. Так, в $TmRh_4B_4$ сверхпроводимость с $T_c = 9,8$ К и антиферромагнетизм с $T_N = 0,4$ К сосуществуют ниже T_N вплоть до самых низких темп-р, причём появление антиферромагнетизма сказывается сильно лишь на одной характеристике сверхпроводимости — верхнем критическом магнитном поле H_{c2} (рис. 2). Оно, как правило, снижается вблизи T_N из-за появления постоянного в пространстве обменного поля локализов. моментов, поляризованных внеш. магн. полем (эта поляризация максимальна вблизи T_N). Обменное поле поляризов. моментов ослабляет сверхпроводимость и снижает H_{c2} . Но, напр., в $SmRh_4B_4$ с $T_c = 2,7$ К и $T_N = 10,87$ К значение H_{c2} увеличивается при снижении темп-ры T ($T < T_N$) из-за подавления магн.