

538.22. + 537.312.62

МАГНИТНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

*А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, М. Л. Кулич,
С. В. Панюков*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	597
2. Взаимодействие электронов проводимости и магнитных моментов	604
а) Особенности структуры магнитных сверхпроводников и гамильтониан магнитной и электронной системы	604
б) Эффекты кристаллического поля	606
в) Косвенное обменное взаимодействие РККИ локализованных моментов в нормальном состоянии	607
г) Электромагнитное (диполь-дипольное) взаимодействие в нормальном состоянии	608
д) Магнитный функционал ферромагнетика в нормальном состоянии	609
3. Свойства ферромагнитных сверхпроводников в немагнитной сверхпроводящей фазе (выше T_M)	610
а) Роль магнитного рассеяния	610
б) Верхнее критическое магнитное поле	611
в) Нижнее критическое магнитное поле	614
г) Экспериментальные данные для критических полей в ErRh_4B_4	615
4. Структура фазы сосуществования в ферромагнитных сверхпроводниках	616
а) Общие принципы расчета функционала для фазы сосуществования	616
б) Фаза сосуществования вблизи точки T_M и критические флуктуации	618
в) Фаза сосуществования с сильным обменным полем	620
г) Переход из фазы сосуществования в нормальную ферромагнитную фазу	623
д) Сверхпроводящие свойства фазы сосуществования	624
е) Роль спин-орбитального рассеяния и фазовая диаграмма в плоскости T, θ_{ex}	625
5. Теоретические предсказания для фазы сосуществования ферромагнитных сверхпроводников и их сравнение с экспериментальными результатами	627
а) Основные выводы теории	627
б) Свойства HoMo_6S_8 и HoMo_6Se_8	629
в) Экспериментальные данные для ErRh_4B_4	633
г) Возвратная сверхпроводимость в тройных силикатах, станнидах и псевдотройных соединениях	635
6. Заключение	636
Цитированная литература	637

Г

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводимость и магнетизм относятся к тем типам упорядочения, которые конкурируют друг с другом, и их антагонизм делает совершенно нетривиальным вопрос о возможности их сосуществования в одном кристалле. Есть два механизма взаимного влияния магнитных моментов и сверхпроводящих электронов — электромагнитный и обменный.

Электромагнитный (ЕМ) механизм подавления сверхпроводящего спаривания магнитной индукцией в ферромагнетике был рассмотрен Гинзбургом еще в 1956 г., до создания теории БКШ¹. В качестве фазы сосуществования в сверхпроводниках первого рода Гинзбург исследовал ферромагнитное мейсснеровское сверхпроводящее состояние, в котором магнитный момент и

сверхпроводящий параметр порядка однородны внутри образца (рис. 1). В этом состоянии магнитная индукция равна нулю внутри образца, так как магнитное поле, индуцированное моментами, компенсируется сверхпроводящими токами, текущими по поверхности образца в слое порядка лондоновской глубины проникновения λ_L . Учитывая большую величину индукции ферромагнетика по сравнению с критическим полем сверхпроводника, Гинзбург¹ и Жарков⁷⁰ пришли к выводу, что фаза сосуществования возможна лишь в исключительных случаях, когда эффект магнитной индукции подавлен по какой-либо причине (например, в тонких пленках или в состоянии с моментом, направленным против внешнего поля). В обычных же массивных образцах появление ферромагнитного упорядочения практически исключает последующее установление сверхпроводящего спаривания.

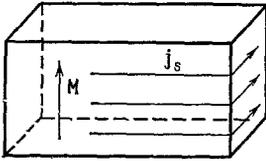


Рис. 1. Мейснеровская сверхпроводящая ферромагнитная фаза.

Стрелки показывают направление экранирующих токов j_s , текущих по поверхности образца, и намагниченности M внутри образца.

Взаимность антагонизма сверхпроводимости и ферромагнетизма в рамках ЕМ механизма была выявлена в более поздних работах Блаунта и Вармы²⁵, Феррела и др.²⁶ и Мацумото и др.²⁷. В том случае, когда при охлаждении сверхпроводящих переход наступает по температуре раньше магнитного перехода, дальнедействующая часть магнитного поля, т. е. дальнедействующая часть магнитного дипольного взаимодействия моментов, экранируется мейснеровскими токами. Между тем дальнедействующая часть взаимодействия моментов всегда способствует установлению ферромагнитного состояния и,

таким образом, сверхпроводимость препятствует формированию ферромагнитной фазы, понижая температуру ее появления.

Второй механизм взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма — обменный (ЕХ) механизм — был предложен в работе Маттиса, Сула и Коренцвита². В магнитоупорядоченном состоянии на электроны проводимости действует обменное поле магнитных моментов. Спины электронов в куперовской паре противоположны, а обменное поле стремится сделать их направленными одинаковым и тем самым препятствует синглетному сверхпроводящему спариванию. Этот эффект получил название парамагнитного эффекта (см. ⁴). Кроме того, сверхпроводящее спаривание подавляется из-за обменного рассеяния электронов на моментах, так как это рассеяние также нарушает синглетное состояние куперовской пары. Оно было детально рассмотрено Абрикосовым и Горьковым³ и получило название магнитного рассеяния; оно присутствует как в парамагнитной, так и в магнитоупорядоченной фазе.

Андерсон и Сул⁷ показали, что в рамках ЕХ механизма взаимодействия ферромагнетизма и сверхпроводимости их влияние также взаимно, так как в сверхпроводящем состоянии появление магнетизма энергетически менее выгодно, чем в нормальной фазе. Дело в том, что обменное взаимодействие локализованных моментов (ЛМ) и электронов проводимости приводит к косвенному взаимодействию ЛМ через электроны проводимости — взаимодействию Рудермана—Киттеля—Касуи—Иосиды (РККИ). В рамках взаимодействия РККИ температура ферромагнитного упорядочения определяется парамагнитной восприимчивостью электронной системы. Вклад дальнедействующей части РККИ взаимодействия, всегда способствующий ферромагнитному упорядочиванию, пропорционален парамагнитной восприимчивости электронов $\chi_e(q)$ на волновом векторе $q = 0$. В сверхпроводящем состоянии величина восприимчивости $\chi_s(0)$ уменьшается из-за присутствия щели на поверхности Ферми, и переход в ферромагнитную упорядоченную фазу оказывается подавленным.

Из сказанного ясно, что о сильном взаимном влиянии можно говорить лишь в случае ферромагнетизма и сверхпроводимости. В антиферромагнетике среднее значение магнитной индукции и обменного поля в области порядка

сверхпроводящей корреляционной длины очень мало, и поэтому взаимное влияние сверхпроводимости и антиферромагнитного упорядочения оказывается слабым, если слабо обменное рассеяние. На основе этих рассуждений Балтеншпергер и Штрасслер³⁹ пришли к выводу, что сосуществование антиферромагнетизма и сверхпроводимости возможно, и последующие расчеты^{118,123-127} и эксперименты подтвердили правильность этого вывода. В случае же ферромагнетизма суммарное действие ЕМ и ЕХ механизмов практически исключают простое сосуществование, и реализуется либо переход первого рода S — FN между немагнитной сверхпроводящей фазой (S) и нормальной

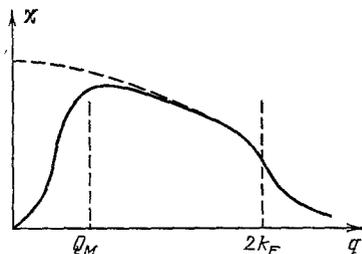


Рис. 2. Зависимость парамагнитной восприимчивости электронов χ_s от волнового вектора q в сверхпроводящем состоянии при $T \ll T_c$ (сплошная линия).

Восприимчивость χ_s максимальна при $Q_M \approx (a^2 \xi_0)^{-1/3}$. В отсутствие сверхпроводимости (штриховая линия) восприимчивость максимальна при $q = 0$.

ферромагнитной фазой (FN) (Горьков, Русинов⁵), либо сосуществование сверхпроводимости и модифицированного магнитного упорядочения. Возможность второй ситуации была предсказана впервые Андерсоном и Сулом⁷ в 1959 г. в рамках ЕХ механизма и распространена позднее авторами работ²⁵⁻²⁷ на системы, в которых присутствует только ЕМ механизм.

Выше было отмечено, что в рамках ЕХ механизма парамагнитная восприимчивость электронов с нулевым волновым вектором $\chi_s(0)$ в сверхпроводнике уменьшается, что и приводит к подавлению температуры установления ферромагнитного упорядочения (рис. 2). Однако Андерсон и Сул заметили, что влияние куперовского спаривания на восприимчивость электронов $\chi_s(q)$ падает с ростом волнового вектора q . Поэтому они пришли к выводу, что в присутствии сверхпроводимости магнетизм должен появиться не в виде ферромагнитного упорядочения, а в виде неоднородной магнитной структуры. Предполагая, что температура магнитного перехода T_M лежит существенно ниже сверхпроводящей критической температуры T_{c1} , Андерсон и Сул использовали для описания зависимости $\chi_s(q)$ выражение

$$\chi_s(q) \sim 1 - \frac{i\pi}{2\xi_0 q} - a^2 q^2, \tag{1.1}$$

справедливое при $T = 0$ и $q\xi_0 \gg 1$. В (1.1) величина $a \sim k_F^{-1}$ есть магнитная жесткость (магнитная корреляционная длина) порядка атомной длины и ξ_0 — сверхпроводящая корреляционная длина. Температура появления магнитного упорядочения с волновым вектором q пропорциональна $\chi_s(q)$. Определив значение q , соответствующее максимуму $\chi_s(q)$, Андерсон и Сул получили волновой вектор неоднородной магнитной структуры в точке ее появления $Q_M \approx (a^2 \xi_0)^{-1/3}$, причем $\xi_0^{-1} \ll Q_M \ll a^{-1}$, так как $\xi_0 \gg a$. Неоднородное магнитное упорядочение с волновым вектором Q в интервале $a^{-1} \gg Q \gg \xi_0^{-1}$ может сосуществовать со сверхпроводимостью, поскольку оно слабо влияет на сверхпроводимость в силу второго неравенства и в то же время мало отличается по энергии от ферромагнитного состояния благодаря первому неравенству. Ясно, что такая ситуация возможна из-за малой величины магнитной корреляционной длины a по сравнению со сверхпроводящей длиной ξ_0 , причем модифицируется тот из двух антагонистических типов упорядочения, который обладает меньшей жесткостью (корреляционной длиной). В данном случае меняется магнитное упорядочение, и Андерсон и Сул назвали магнитную структуру в фазе сосуществования криптоферромагнитной.

В рамках ЕМ механизма поведение магнитного упорядочения в фазе сосуществования аналогично. Действительно, поскольку магнитное поле, переменное в пространстве, экранируется слабее, чем постоянное поле, то в сверхпроводящей фазе ниже точки T_M возникает неоднородная магнитная структура. Волновой вектор ее Q отвечает минимуму энергии магнитной неоднородности и взаимодействия сверхпроводимости с магнитным полем, индуцированным ЛМ,

$$|M_q|^2 q^2 a^2 + \frac{|A_q|^2}{4\pi\lambda_L^2}, \quad (1.2)$$

где M_q и A_q — фурье-образы намагниченности и векторного потенциала магнитной индукции. Считая, что $q\lambda_L \gg 1$, можем записать $i[qA_q] = 4\pi M_q$ и после минимизации получаем $Q \approx (a\lambda_L)^{-1/2}$ ²⁵⁻²⁷.

В работе Андерсона и Сула ⁷ и в последующих работах ^{25-27, 35, 36} был найден волновой вектор неоднородной магнитной структуры в точке появления

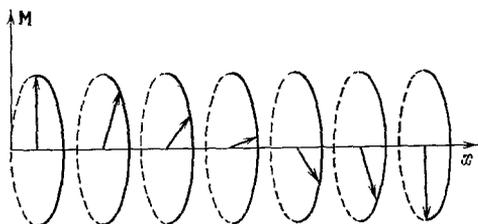


Рис. 3. Геликоидальное магнитное упорядочение моментов в фазе сосуществования изотропных ферромагнетиков. Стрелки показывают направление моментов в образце.

T_M . Дальнейшие теоретические исследования были направлены на выявление типа магнитной структуры и особенностей сверхпроводящих характеристик фазы сосуществования в области температур, где намагниченность уже не мала. Оказалось, что ответы на поставленные вопросы сильно зависят от того, какой тип взаимодействия (ЕХ или ЕМ) учитывается при исследовании. В работе ²⁴ в рамках ЕХ механизма для изотропной системы было выяснено, что в фазе сосуществования реализуется геликоидальная магнитная

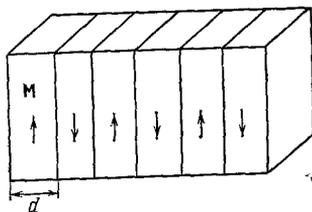


Рис. 4. Доменная магнитная структура в фазе сосуществования одноосных ферромагнетиков.

Стрелки показывают направление магнитных моментов внутри доменов.

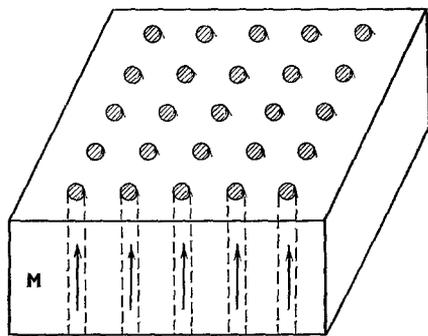


Рис. 5. Фаза сосуществования со спонтанными вихрями.

Прямые стрелки показывают направление моментов внутри образца, кружки показывают сверхпроводящие вихревые токи, черные области — нормальные основы вихрей.

структура (рис. 3), а вдали от точки T_M в чистых сверхпроводниках сверхпроводимость имеет бесщелевой характер. При охлаждении такая фаза сосуществования выживает и в области сильных обменных полей. Было ясно, однако, что вывод о спиральном характере магнитной структуры справедлив только для модельной изотропной системы. Магнитная анизотропия локализует изменение направления намагниченности внутри доменных стенок и трансформирует спиральную структуру в структуру доменного типа (рис. 4). Впервые возможность реализации доменной структуры в фазе со-

существования была отмечена Фулде и Феррелом ⁷⁷. Они же нашли период этой доменной структуры в области слабых обменных полей, т. е. вблизи T_M .

В рамках ЕМ механизма ниже точки T_M также устанавливается фаза со спиральной структурой ^{26,27}, но с учетом магнитной анизотропии меньшей энергией обладает структура доменного типа ^{9,28}. При охлаждении возможен переход из этой фазы в другую фазу сосуществования — фазу с решеткой спонтанных вихрей (рис. 5) ^{28-31,122}, либо непосредственно в фазу FN, в зависимости от величины параметра Гинзбурга — Ландау κ . Обзор этого направления исследований дан в работах Тачики ³¹ и Ишикавы ⁹²; см. также обзоры ^{111,134}.

Исследование фазы сосуществования с учетом обменного и электромагнитного механизма, а также магнитной анизотропии в области сильных распаривающих полей было выполнено в работах ³²⁻³⁴. Это исследование проведено в рамках микроскопической теории БКШ на основе уравнений Горькова или соответствующих квазиклассических уравнений Эйленбергера. Поэтому полученные в этих работах результаты дают полное количественное описание реальных систем, включая наиболее интересные системы с сильным сверхпроводящим спариванием в области магнитного перехода, т. е. системы с $T_M \ll T_{c1}$.

В работах ³²⁻³⁴, а также в более ранних исследованиях ³⁵⁻³⁸ было выяснено, что обменный механизм доминирует в формировании фазы сосуществования даже в том случае, когда его вклад θ_{ex} в энергию ферромагнитного упорядочения мал по сравнению с соответствующим ЕМ вкладом θ_{em} (в расчете на один ЛМ при температуре $T = 0$). Это связано с тем, что влияние неоднородного магнитного поля на сверхпроводимость падает с ростом волнового вектора магнитной структуры Q намного быстрее, чем влияние неоднородного обменного поля, и различие их действия на сверхпроводимость характеризуется малым параметром $\theta_{em}/\theta_{ex} (\lambda_L Q)^2$. Ниже мы увидим, что в реальных соединениях параметр ЕМ механизма θ_{em} по порядку величины совпадает с обменным параметром θ_{ex} , поэтому из-за большого фактора $(Q\lambda_L)^2 \approx \lambda_L^2/a\xi_0$ структура фазы сосуществования определяется в основном обменным механизмом, а роль ЕМ механизма сводится лишь к тому, что он делает неоднородную магнитную структуру поперечной и существенно уменьшает магнитные флуктуации и их влияние на сверхпроводимость выше точки T_M .

Спин-орбитальное рассеяние подавляет влияние обменного поля на сверхпроводимость, увеличивая парамагнитную электронную восприимчивость $\chi_s(0)$ ¹¹⁹. Оценки показывают, однако, что полное подавление ЕМ механизма и доминирование ЕМ взаимодействия становится возможным только в очень грязных образцах, когда длина свободного пробега электронов приближается к межатомной. Поэтому теория ³²⁻³⁴ однозначно предсказывает для не очень грязных ферромагнитных сверхпроводников одномерную поперечную доменную магнитную структуру с волновым вектором $Q \approx (a\xi_0)^{-1/2}$ в фазе сосуществования и бесщелевой характер сверхпроводимости этой фазы в чистых кристаллах в области сильных обменных полей.

Менее определенные выводы относительно свойств фазы сосуществования и условий ее появления можно сделать из экспериментальных исследований магнитных сверхпроводников. Первые исследования Маттиаса, Сула и Коренцвита ² были проведены в сверхпроводниках с магнитными примесями — редкоземельными ионами (RE). Они не дали никакой определенной информации о возможности сосуществования магнитного дальнего порядка и сверхпроводимости, так как в исследованных образцах магнитные примеси могли образовывать кластеры, делающие систему неоднородной в магнитном отношении. Кроме того, выяснилось, что упорядочение ЛМ в таких системах имеет вид упорядочения типа спинового стекла без настоящего дальнего порядка (см. обзоры Мэпла ⁶ и Ишикавы ⁹²). Современный этап экспериментального исследования магнитных сверхпроводников начался

примерно в 1976 г. после синтеза тройных соединений с регулярной решеткой редкоземельных элементов типа (RE) Rh_4B_4 и (RE) Mo_6S_8 . Часть этих соединений оказалась сверхпроводящей, и нейтронные исследования показали, что кристаллы переходят в магнитоупорядоченное состояние при низких температурах $T_M < T_{c1}$ (табл. I, II). Установлено, что появление антифер-

Таблица I

Основные параметры в тройных бориды и халькогениды

Соединения	T_{c1} , К	J_{eff}	T_M , К	$\bar{\theta}_{ex}$, К	θ_{em} , К	Магнитная структура	$N(0)$, состояния эВ·спин·RE	Литература
YRh ₄ B ₄	10,8	—	—	—	—	—	5,5	106, 112
LuRh ₄ B ₄	11,5	—	—	—	—	—	5,5	106, 112
SmRh ₄ B ₄	2,7	1/2	0,87	2,4	—	AF	—	57, 106, 107
HoRh ₄ B ₄	—	1/2	6,7	1,1	4,3	F	—	106, 107, 112
ErRh ₄ B ₄ *)	7,2	—	0,2	—	1,8	AF	—	135, 136
TmRh ₄ B ₄	9,8	—	0,4	0,3	—	AF сложная	5,13	57, 60, 106, 107, 112, 139
LuMo ₆ S ₈	2,2	—	—	—	—	—	≈ 3	107
GdMo ₆ S ₈	1,4	—	0,84	0,5	0,6	AF	—	107, 108
TbMo ₆ S ₈	2,04	—	1,05	0,32	0,9	AF	—	107, 108
DyMo ₆ S ₈	2,05	—	0,4	0,17	1,2	AF	—	107, 108
ErMo ₆ S ₈	2,2	—	0,2	0,06	0,2	AF	—	107, 108
ErMo ₆ Se ₈	6,0	—	1,1	—	—	AF сложная	—	107, 108
LuMo ₆ Se ₈	6,2	—	—	—	—	—	≈ 6,5	107, 108
HoMo ₆ Se ₈	5,5	1/2	0,53	0,14**)	—	F	≈ 6,5	151

*) Модификация с объемноцентрированной структурой.
**) Оценка из различия T_{c1} для LuMo₆Se₈ и HoMo₆Se₈.

ромагнитного упорядочения не разрушает сверхпроводимость¹⁰⁻¹², но формирование дальнего ферромагнитного порядка в ErRh₄B₄ и HoMo₆S₈ сопровождается переходом из сверхпроводящего состояния в фазу FN в точке T_{c2} ¹³⁻¹⁵. Нейтронные измерения, выполненные Линном и др.¹⁶⁻¹⁸ на поликристаллических образцах HoMo₆S₈, Монктоном и др.¹⁹ на поликристаллических образцах ErRh₄B₄ и Синхой и др.²⁰ на монокристалле этого соединения, показали, что магнитный порядок устанавливается при температуре $T_M > T_{c2}$, и в интервале от T_M до T_{c2} присутствует сверхпроводящая фаза с неоднородной магнитной структурой. Эти экспериментальные факты подтверждают предсказания Андерсона и Сула. Величина волнового вектора Q неоднородного магнитного упорядочения и данные для T_{c2} , T_M и T_{c1} представлены в табл. II. Позже было выяснено, что поведение возвратных сверхпроводников, т. е. сверхпроводников с переходом в нормальную FN-фазу при охлаждении, не универсально. В ErRh_{4,1}Sn_{3,6}²¹, Tm₂Fe₃Si₅^{15,112} и Ho_{0,6}Er_{0,4}Rh₄B₄^{22,23} фаза сосуществования отсутствует, и из немагнитной фазы S они переходят непосредственно в фазу FN в точке перехода первого рода T_{c2} .

Теория фазы сосуществования с доменной структурой (DS-фазы)³²⁻³⁴ в основном согласуется с экспериментальными данными для возвратного магнитного сверхпроводника HoMo₆S₈. Однако имеются лишь поликристаллические образцы этого соединения, и на них невозможно однозначно определить магнитную структуру фазы сосуществования. Кроме того, образцы HoMo₆S₈ относятся к грязным сверхпроводникам, и в них бесцелевой ре-

Таблица II

Основные параметры возвратных сверхпроводников ErRh_4B_4 и HoMo_6S_8

Соединения	$\frac{N-1}{RE} \cdot 10^3$	$v_F, 10^7 \text{ см/с}$	$T_{c1}, \text{ К}$	$\tilde{\Delta}_0, \text{ К}$	$\lambda_L^{(0)}, \text{ \AA}$	$\xi_0, \text{ \AA}$	$l, \text{ \AA}$	$\Delta_0, \text{ К}$
ErRh_4B_4	1850	1,3 ^а	8,7	10 ^в	900 ^а	210 ^а (а) 160 ^о (с)	$\gg \xi_0$	15,5
HoMo_6S_8	3600	1,8 ^б	1,8	4 ^в	1200 ^г	1500	60 ^д	3,2
Соединения	$H_{c2}^* (0), \text{ кЭ}$	$n, \text{ см}^{-3}$	$\mu (T=0), [\mu_B]$	$B (0), \text{ кЭ}$	$h_0, \text{ К}$	$\theta_{ex}, \text{ К}$	$\tau_s^{-1}, \text{ К}$	$\theta_{em}, \text{ К}$
ErRh_4B_4	10 ^а	10 ²²	5,6	6,5	40	0,87 ^з	3 ^к	1,8
HoMo_6S_8	4,8 ^е	4·10 ²¹	9,1	4,8	24 ^ж	0,15 ^п	0,9 ^к	1,3
Соединения	$T_M, \text{ К}$	$d = \pi/Q, \text{ \AA}$	$\tilde{a}, \text{ \AA}$	$T_{c2}, \text{ К}$	S_{c2}^2	$(S_{c2}^{(c)})^2$	$T_{c2}^{(c)}, \text{ К}$	
ErRh_4B_4	1,0 ^л	45–50 ^м	1 ^н	0,8 ^л	—	—	—	
HoMo_6S_8	0,74 ^м	100 ^о	2,5 ^н	0,7 ^м	0,35 ^о	0,56 ^о	0,62 ^м	

а) По 47. б) 10⁹. в) $\tilde{\Delta}_0 = 1,76 T_{c0}$. г) Из $N(0)$ и v_F . д) Из $H_{c2}^*(0)$ ¹⁵ и ξ_0 . е) 15. ж) Из θ_{ex} . з) $\theta_{ex} = \hbar^2 N(0)$. и) 10⁸. о) $\theta_{ex} \approx \bar{\theta}_{ex}$. к) $\tau_s^{-1} = 2\pi\bar{\theta}_{ex}$. л) 20. м) 117. н) Из Q и ξ_0 . о) 18.

жим сверхпроводимости в фазе сосуществования отсутствует. Поэтому особое внимание привлекает возвратный сверхпроводник ErRh_4B_4 , полученный в виде монокристаллов²⁰ и напыленных пленок¹³⁶. Нейтронные измерения Синхи и др.²⁰, выполненные на монокристалле, а также более ранние измерения Монктона и др.¹⁹ на поликристаллических образцах показывают, что в ErRh_4B_4 объем образца, занятый фазой сосуществования с неоднородной магнитной структурой, очень мал. Этот факт не согласуется с теоретическими предсказаниями работ^{24–34}. Причина аномального поведения ErRh_4B_4 пока не выяснена, но различие мёссбауэровских и нейтронных результатов измерений величины момента в низкотемпературной магнитной фазе (ниже T_{c2})^{110, 140} свидетельствует, видимо, о нерегулярном асперомагнитном типе упорядочения в исследованных образцах^{40, 141}. Между тем все теоретические исследования фазы сосуществования^{24–34} выполнены в предположении регулярности магнитной подсистемы. Их выводы неприменимы к соединениям с достаточно сильным магнитным беспорядком, который подавляет формирование когерентной неоднородной магнитной структуры.

Экспериментальные исследования Крэбтри и др.⁴⁷ и Берузи и др.⁶⁶, выполненные на монокристалле ErRh_4B_4 , показали, что свойства ферромагнитных сверхпроводников в области температур несколько выше T_M не менее интересны, чем в фазе сосуществования. Однако здесь специфика их поведения проявляется лишь в присутствии внешнего магнитного поля. По мере приближения температуры к T_M поляризация ЛМ в магнитном поле растет, и вместе с ней возрастает роль обменного поля ЛМ, определяющего, наряду с магнитной индукцией, условия появления сверхпроводящего зародыша. В результате из-за роста магнитной восприимчивости ЛМ при $T \rightarrow T_M$ верхнее критическое магнитное поле H_{c2} для перехода из нормального состояния в сверхпроводящее может падать быстрее, чем термодинамическое поле H_c , и становится возможной смена типа сверхпроводимости со второго рода в области около T_{c1} на первый род вблизи T_M . В альтернативном случае в

чистых сверхпроводниках вблизи T_M реализуется неоднородное сверхпроводящее состояние Ларкина — Овчинникова — Фулде — Феррела. Таким образом, магнитные сверхпроводники, и в частности ErRh_4B_4 , предоставляют уникальную возможность исследования этой интересной сверхпроводящей фазы.

Наконец, существует еще один интересный аспект вопроса о сосуществовании магнетизма и сверхпроводимости. Маттиас и Сул¹⁰³ еще в 1960 г. высказали предположение, что в ферромагнитной нормальной фазе сверхпроводимость может сохраниться вблизи доменных стенок, где намагниченность меняет свое направление на противоположное, и разрушающее действие обменного поля ослаблено. Вопрос о существовании сверхпроводящих доменных стенок рассматривался позднее в ряде работ^{104,105,147,129}, но пока он не выяснен окончательно.

Обзор построен следующим образом. В гл. 2 содержатся основные сведения о структуре и магнитных взаимодействиях в тройных соединениях. В гл. 3 рассмотрено поведение ферромагнитных сверхпроводников выше точки T_M . В гл. 4 изложены методы расчета фазы сосуществования, установлена роль ЕМ и ЕХ механизмов в формировании этой фазы и найдены ее основные характеристики. Сравнение теоретических предсказаний и экспериментальных данных для ферромагнитных сверхпроводников содержится в гл. 5. В заключении суммированы наиболее интересные свойства магнитных сверхпроводников и проблемы, нуждающиеся в дальнейшем исследовании.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ И МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

а) Особенности структуры магнитных сверхпроводников и гамильтониан магнитной и электронной системы

Сейчас известно около 15 классов сверхпроводящих тройных соединений (см. ^{41, 43, 106, 116}), в пяти из них найдены системы со сверхпроводящим и магнитным переходом. К этим классам относятся тройные бориды типа (RE) $(\text{T})_4\text{B}_4$, где переходный металл $\text{T} = \text{Rh}, \text{Ir}$, халькогениды молибдена и редкоземельных металлов типа (RE) $\text{Mo}_6(\text{X})_3$ ($\text{X} = \text{S}, \text{Se}$), силикаты переходных и редкоземельных металлов типа (RE)₂ $(\text{T})_3\text{Si}_5$ ($\text{T} = \text{Fe}, \text{Co}$) и (RE) Rh_2Si_2 ¹¹⁶ и тройные станиды типа (RE) $(\text{T})_x\text{Sn}_y$, где $\text{T} = \text{Rh}, \text{Os}$. В тройных боридах обнаружено ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение (см. табл. I), и к этому классу относится возвратный сверхпроводник ErRh_4B_4 с примитивной тетрагональной структурой (см. обзор Мэпла и др.¹¹²) и антиферромагнитный сверхпроводник ErRh_4B_4 с тем же составом, но другой, объемноцентрированной кристаллической структурой^{135, 136}. (В дальнейшем мы будем использовать обозначение ErRh_4B_4 для ферромагнитного сверхпроводника.) В классе халькогенидов также представлены оба типа магнитного поведения (см. обзор Ишикавы и др.¹⁰⁸). В классе силикатов есть лишь один возвратный ферромагнитный сверхпроводник $\text{Tm}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ с $T_{c1} \approx 1,3 \text{ K}$ и $T_{c2} = T_M \approx 1,1 \text{ K}$ ^{51, 112}. В родиевых и осмиевых станидах ($\text{ErRh}_{1,1}\text{Sn}_{3,6}$, ErOs_xSn_y , TmOs_xSn_y) также обнаружена возвратная сверхпроводимость с $T_{c1} \approx 1,2 \text{ K}$ и $T_{c2} = T_M \approx 0,6 \text{ K}$, но нейтронные исследования и измерения теплоемкости показывают отсутствие в соединениях этого класса настоящего дальнего магнитного порядка вплоть до самых низких температур $T \ll T_{c2}$ ^{21, 52, 53, 112, 113}.

Кроме регулярных тройных соединений, в классе боридов и халькогенидов известно большое число псевдотройных соединений, среди которых есть возвратные ферромагнитные сверхпроводники, а также антиферромагнитные сверхпроводники^{22, 23, 54-58, 61}. Как и в станидах, расположение ло-

кализованных магнитных моментов в псевдотройных соединениях относится к нерегулярному типу.

В этом обзоре мы рассмотрим в основном тройные соединения с регулярным расположением магнитных моментов, так как пока только для таких систем разработано адекватное теоретическое описание.

Решетка тройных соединений (RE) Rh_4B_4 и (RE) Mo_6S_8 устроена так, что атомы Rh и B (соответственно Mo и X) образуют кластеры, хорошо связанные между собой, но отделенные пространственно от редкоземельных атомов

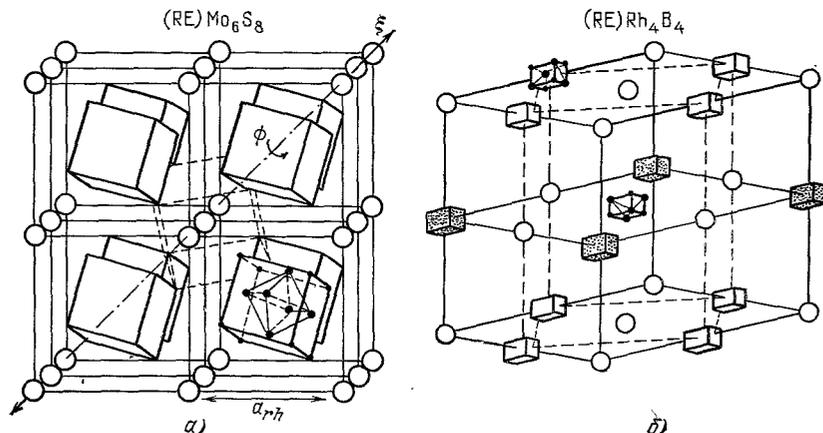


Рис. 6. Кристаллическая структура (RE) Mo_6S_8 (а) и (RE) Rh_4B_4 (б).

на довольно большие расстояния (рис. 6). Магнетизм обусловлен 4f-электронами атомов RE, а сверхпроводящие свойства обеспечиваются в основном d- и s-электронами переходных элементов. Атомы RE находятся далеко друг от друга (6,5 Å в халькогенидах и 5,3 Å в боридах), и поэтому можно считать, что прямое обменное взаимодействие локализованных моментов практически отсутствует. Расчеты зонной структуры тройных боридов и халькогенидов, выполненные Фримэном и Ярлборгом¹⁰⁹, показывают значительный перенос электронов с редкоземельных атомов на кластеры. В результате локальная плотность электронных проводящих состояний на атомах RE мала, в халькогенидах она составляет 2 — 3% плотности на атомах Mo и в боридах около 15% плотности на атомах Rh. Соответственно малым оказывается обменное взаимодействие 4f-электронов атомов RE и электронов проводимости. Таким образом, кластерная структура тройных боридов и халькогенидов с большим переносом электронов с атомов RE на кластеры приводит к слабому косвенному взаимодействию РККИ, низким критическим магнитным температурам (порядка К) и в итоге — к возможности сосуществования магнетизма и сверхпроводимости.

Далее мы рассмотрим только те соединения, в которых уровни 4f-электронов атомов RE лежат значительно ниже уровня Ферми, и их магнетизм можно описывать в модели локализованных моментов (ЛМ)*). К таким соединениям применимо описание, в рамках которого можно выделить магнитную подсистему (регулярно расположенные локализованные моменты J в кристаллическом поле) и электронную подсистему. Взаимодействие этих подсистем осуществляется через обменное и электромагнитное взаимодействие ЛМ и электронов проводимости.

*) Мы исключаем из рассмотрения соединения типа Y_9Co_7 ^{62,134}, квазиодномерные соединения типа $(TMTSF)_2PF_6$ ⁹⁷ и $(RE) Rh_2Si_2$ ¹¹⁶ с делокализованными магнитными электронами. Теоретический подход к описанию систем такого типа содержится в работах^{63, 98}.

В рамках модели БКШ для сверхпроводящего спаривания гамильтониан полной системы ЛМ и электронов проводимости имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \int d^3r \left[\frac{1}{2m} \psi^\dagger(\mathbf{r}) \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi(\mathbf{r}) + \Delta(\mathbf{r}) \psi^\dagger(\mathbf{r}) i\sigma_y \psi(\mathbf{r}) - \right. \\ & - \Delta^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) i\sigma_y \psi(\mathbf{r}) + \psi^\dagger(\mathbf{r}) \left[\sum_i \tilde{\mathcal{Y}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) (g-1) \hat{\mathbf{J}}_i + g_e \mu_B \mathbf{B} \right] \sigma \psi(\mathbf{r}) + \\ & \left. + \frac{|\Delta(\mathbf{r})|^2}{\lambda} + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right] + \sum_i [-\mathbf{B}(\mathbf{r}_i) g \mu_B \hat{\mathbf{J}}_i + \mathcal{H}_{cr}(\hat{\mathbf{J}}_i)] + \mathcal{H}_{sc}, \quad (2.1) \\ & \mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}; \end{aligned}$$

здесь $\Delta(\mathbf{r})$ есть сверхпроводящий параметр порядка синглетного спаривания электронов, $\psi(\mathbf{r})$ — спинор, σ — матрица Паули, \mathbf{A} — векторный потенциал, λ — безразмерный параметр электрон-фононного взаимодействия, $\tilde{\mathcal{Y}}(\mathbf{r})$ — обменный интеграл, g — фактор Ланде, $\hat{\mathbf{J}}_i$ — оператор момента в узле i с координатой \mathbf{r}_i , слагаемое $\mathcal{H}_{cr}(\hat{\mathbf{J}}_i)$ учитывает действие кристаллического поля на ЛМ и \mathcal{H}_{sc} учитывает рассеяние электронов на немагнитных примесях. Электронная часть гамильтониана описывает куперовское спаривание электронов проводимости в присутствии обменного поля ЛМ и магнитной индукции \mathbf{B} .

При заданном поле \mathbf{B} усреднение Гиббса с гамильтонианом (2.1) дает потенциал Гиббса. Поле \mathbf{B} и термодинамический потенциал системы определяются из условия минимума потенциала Гиббса относительно \mathbf{B} .

В этой главе мы рассмотрим взаимодействия ЛМ в нормальной несверхпроводящей фазе.

б) Эффекты кристаллического поля

Кристаллическое поле частично снимает вырождение по направлениям углового момента, и в результате получается та система уровней ионов RE, которая определяет их магнитное поведение в кристаллах^{64, 65}. Из измерений теплоемкости и мёссбауэровских исследований^{49, 108, 110, 112} известно, что эффекты кристаллического поля в рассматриваемых соединениях существенны, и обычно энергии расщепления уровней иона в кристаллическом поле намного превышают энергию его магнитного упорядочения. Поэтому магнитные свойства большинства тройных соединений определяются наимизшим уровнем иона в кристаллическом поле. Чаще всего этот уровень вырожден двукратно.

Тогда действие \mathcal{H}_{cr} сводится к замене в (2.1) оператора момента $\hat{\mathbf{J}}_i$ на оператор эффективного момента $J_{\text{eff}} = 1/2$ и введению энергии анизотропии. Есть основания думать, что в HoMo_6S_8 реализуется как раз эта простая ситуация с $J_{\text{eff}} = 1/2$ ¹⁸, хотя полная структура уровней иона Ho^{3+} в этом соединении еще не установлена.

Несколько более сложной оказывается ситуация в ErRh_4B_4 . Гамильтониан кристаллического поля для этого соединения сейчас полностью определен Данлэном и др.^{115, 141} из измерений теплоемкости. Внизу расположены два дублета, следующие два дублета отделены от них энергией 1,4 К, которая сравнима с температурой магнитного перехода. Все другие уровни иона лежат значительно выше, и в области температур $T \ll T_{c1}$ они несутся (см. также^{43, 44, 110}). Систему уровней из двух близких дублетов невозможно описать введением эффективного момента, но по своим магнитным свойствам в нормальном состоянии идеальный кристалл ErRh_4B_4 относится к стандартным ферромагнетикам с переходом второго рода в точке Кюри

θ и анизотропией типа легкая плоскость, которая совпадает с базисной плоскостью кристалла a, b (см. ⁴⁰). В монокристаллах, исследованных Синхой и др. ^{20, 47, 48}, момент был направлен всегда только вдоль одной из эквивалентных осей, что было связано, по-видимому, с присутствием напряжений в образце.

в) Косвенное обменное взаимодействие РККИ локализованных моментов в нормальном состоянии

Благодаря обменному взаимодействию магнитные моменты поляризуют спины электронов проводимости, и этот эффект дает не прямое обменное взаимодействие РККИ локализованных моментов. Во втором порядке по обменному взаимодействию ЛМ и электронов в нормальном состоянии получаем из (2.1) эффективный гамильтониан РККИ для моментов (см., например, ^{8, 111}):

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{ex}} &= \\ &= \frac{N}{2} \sum_{\mathbf{q}} n^2 (q-1)^2 \left[\sum_{\mathbf{G}} \mathcal{J}^2(\mathbf{q} + \mathbf{G}) \chi_e(\mathbf{q} + \mathbf{G}) - \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \mathcal{J}^2(\mathbf{k}) \chi_e(\mathbf{k}) \right] \hat{\mathbf{J}}_{\mathbf{q}} \hat{\mathbf{J}}_{-\mathbf{q}}, \\ \hat{\mathbf{J}}_{\mathbf{q}} &= \frac{1}{N} \sum_i \hat{\mathbf{J}}_i e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_i}, \quad \mathcal{J}(\mathbf{k}) = \int d^3\mathbf{r} \tilde{\mathcal{J}}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где N — полное число ЛМ, \mathbf{r}_i — координаты ЛМ, $\chi_e(\mathbf{k})$ — парамагнитная восприимчивость электронного газа в расчете на один ЛМ в единицах $(g_e^2 \mu_B^3)$, \mathbf{G} — векторы обратной решетки атомов RE и n — концентрация ЛМ. Сумма по векторам \mathbf{G} учитывает дискретность расположения магнитных ионов в узлах решетки, суммирование по \mathbf{q} идет по первой зоне Бриллюэна решетки ЛМ. Последний член в квадратной скобке исключает самодействие моментов, и он может быть опущен, так как соответствующий вклад в энергию не зависит от состояния магнитной системы.

В сумме (2.2) по \mathbf{q} члены с $\mathbf{G} = 0$ и $q \ll G$ представляют собой длинноволновую часть РККИ взаимодействия. Вклад этой части в энергию ферромагнитного состояния при $T = 0$ (в расчете на один ЛМ) может быть записан в виде $(-\theta_{\text{ex}})$, где $\theta_{\text{ex}} = h_0^2 \chi_e(0)$ и $h_0 = \mathcal{J}(0) (g-1) n \langle \hat{J}_z \rangle$, а $\langle \hat{J}_z \rangle$ — среднее значение момента в FN-состоянии (легкая ось есть ось z). В рамках гамильтониана (2.1) получаем $\chi_e = N(0)$, где $N(0)$ — плотность электронных состояний в расчете на один ЛМ.

Параметр h_0 есть энергия электрона в обменном поле ЛМ в FN-состоянии при $T = 0$, и величина h_0 определяет раздвижку энергий электронов куперовской пары, т. е. парамагнитный эффект ⁴.

Величина $\theta_{\text{ex}} = h_0^2 N(0)$ положительна, т. е. длинноволновая часть EX взаимодействия всегда способствует установлению ферромагнетизма в основном состоянии. Вклад этой части в температуру Кюри θ (в нормальном состоянии) также положителен и пропорционален θ_{ex} . Сверхпроводимость уменьшает парамагнитную восприимчивость электронного газа $\chi_e(\mathbf{q})$ при малых волновых векторах $|\mathbf{q}| \ll \xi_0^{-1}$. Именно это подавление длинноволновой части взаимодействия РККИ показано на рис. 2 (см. также ^{137, 91}). Уменьшение парамагнитной восприимчивости электронов в тройных боридах ниже сверхпроводящего перехода подтверждено экспериментально Кумагаи и Фрадином ⁶⁷. Оно проявляется в увеличении времени ядерной релаксации ниже T_c в соединении $\text{Er}_x \text{Y}_{1-x} \text{Rh}_4 \text{B}_4$ (скорость релаксации зависит от РККИ взаимодействия ЛМ редкоземельных ионов Er).

Поскольку сверхпроводимость выключает длинноволновую часть РККИ взаимодействия, то параметр θ_{ex} характеризует энергию взаимодействия

сверхпроводящего и магнитного упорядочения в рамках EX механизма. Фактически величина θ_{ex} есть повышение энергии ферромагнитного состояния (в расчете на ЛМ) в присутствии сверхпроводящей экранировки взаимодействия РККИ при $T = 0$.

В сумме (2.2) по \mathbf{G} члены с $\mathbf{G} \neq 0$ описывают коротковолновую часть взаимодействия РККИ, которая практически не подвержена влиянию сверхпроводимости. Вклад коротковолновой части в энергию FN-фазы при $T = 0$ мы обозначим через $(-\theta'_{\text{ex}})$. Величина и знак θ'_{ex} существенно зависят от зонной структуры электронов через компоненты $\chi_e(\mathbf{q} + \mathbf{G})$ с $\mathbf{G} \neq 0$; по порядку величины $|\theta'_{\text{ex}}| \approx \theta_{\text{ex}}$.

г) Электромагнитное (диполь-дипольное) взаимодействие в нормальном состоянии

Согласно (2.1), локализованные моменты создают магнитное поле \mathbf{B} , взаимодействие через которое приводит к магнитному диполь-дипольному взаимодействию ЛМ:

$$\mathcal{H}_{\text{EM}} = -g^2 \mu_B^2 \sum_{i \neq j} \left[\frac{1}{r_{ij}^3} \mathbf{J}_i \mathbf{J}_j - \frac{3}{r_{ij}^5} (\mathbf{r}_{ij} \mathbf{J}_i) (\mathbf{r}_{ij} \mathbf{J}_j) \right], \quad (2.3)$$

где $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$. Вклад этого взаимодействия в энергию ферромагнитного состояния при $T = 0$ можно характеризовать параметром $\theta_{\text{em}} = 2\pi\mu^2$, где $\mu = g\mu_B \langle \hat{J}_z \rangle_{T=0}$. Точная величина этого вклада и знак существенно зависят от типа решетки ЛМ; согласно расчетам Реди и Андерсона⁶⁸, в тройных халькогенидах одно только магнитно-дипольное взаимодействие должно приводить к антиферромагнитному упорядочению.

Для ферромагнитных сверхпроводников в диполь-дипольном взаимодействии также удобно выделить коротковолновый и длинноволновый вклад. Однако теперь это лучше сделать в координатном, а не импульсном представлении (см. ⁶⁹). Окружим i -й диполь сферой радиуса R , причем величину R выберем так, что $G^{-1} \ll R \ll d \ll \lambda_L$, где d — характерный размер рассматриваемой магнитной неоднородности (в фазе сосуществования ферромагнитных сверхпроводников $2d$ есть период магнитной структуры). Взаимодействие всех моментов внутри сферы с i -м моментом представляет коротковолновую часть EM взаимодействия, которая не подвержена влиянию сверхпроводимости при $R \ll \lambda_L$. Вклад этой части в энергию основного ферромагнитного состояния мы обозначим через $(-\theta'_{\text{em}})$, знак θ'_{em} зависит от типа решетки ЛМ (для кубической решетки $\theta'_{\text{em}} = 0$). Взаимодействие i -го диполя с диполями вне сферы дает длинноволновую часть EM взаимодействия. Вычисление ее проведено в ⁶⁹; вклад длинноволновой части EM механизма в энергию FN-состояния при $T = 0$ равен $-\theta_{\text{em}}/3$. Длинноволновая часть EM взаимодействия, как и соответствующая часть EX взаимодействия, всегда способствует ферромагнитному упорядочению, и полная сверхпроводящая экранировка поля магнитных моментов из-за эффекта Мейсснера повышает энергию ферромагнитного состояния на величину θ_{em} . С другой стороны, в ферромагнитном состоянии при $T = 0$ моменты индуцируют магнитное поле $B(0) = 4\pi\mu$, которое подавляет сверхпроводимость из-за орбитального эффекта (см. ⁴). Таким образом, взаимное влияние магнитного упорядочения и сверхпроводящего спаривания в рамках EM механизма характеризуется параметрами θ_{em} и $B(0)$, которые играют такую же роль, как и параметры θ_{ex} и h_0 для EX механизма. Параметры θ_{em} и $B(0)$ для некоторых соединений представлены в табл. I, II. Полный вклад всех механизмов в энергию фазы FN при $T = 0$ есть $(-\theta_0)$, где $\theta_0 = \theta_{\text{ex}} + (\theta_{\text{em}}/3) + \theta'_{\text{em}} + \theta'_{\text{ex}}$.

д) Магнитный функционал ферромагнетика в нормальном состоянии

В дальнейшем для описания фазы сосуществования в ферромагнитных сверхпроводниках нам понадобится функционал магнитной подсистемы, описывающий неоднородные состояния, близкие к основному ферромагнитному состоянию (близость к основному состоянию означает, что волновые векторы, характеризующие неоднородность, малы по сравнению с G). Вид такого функционала может быть легко получен в рамках простейшего приближения самосогласованного поля (ПСП). В рамках этого приближения мы описываем магнитную систему величинами S_i — средними значениями моментов в узлах i , причем мы будем использовать нормированные значения $S_i = \langle \hat{J}_i \rangle / \langle \hat{J}_z \rangle_{T=0}$, так что $S_{zi}(T=0) = 1$.

Для получения магнитного функционала свободной энергии достаточно заменить в гамильтонианах взаимодействия моментов (2.2) и (2.3) операторы \hat{J}_i на их средние значения и добавить к полученной энергии взаимодействия функционал $F_0(S_i, T)$ невзаимодействующих моментов с учетом эффектов кристаллического поля.

В энергии взаимодействия ЛМ мы используем разделение на коротковолновую и длинноволновую части и введем компоненты Фурье S_q величин S_i . Обменное взаимодействие ЛМ и коротковолновая часть ЭМ взаимодействия могут быть записаны в виде функционала, квадратичного по величинам S_q , с коэффициентами, аналитическими по q при $q \rightarrow 0$. Длинноволновую часть ЭМ взаимодействия можно выделить непосредственно из (2.1), если ввести усредненную по объему радиуса R намагниченность $S(r)$. Тогда полный магнитный функционал можно записать в виде

$$F_M(S_i, T) = \sum_i F_0(S_i, T) + \sum_q \left[(-\theta_0 + \theta_{ex} a^2 q^2) S_q S_{-q} + \frac{1}{2} \theta_{em} q^{-2} (q S_q)(q S_{-q}) \right] + \sum_i \left[-\mu H_0 S_i + \frac{1}{2} D (S_{xi}^2 + S_{yi}^2) \right], \quad (2.4)$$

где H_0 — внешнее магнитное поле, D — параметр анизотропии и $F_0(S_i, T)$ — изотропная часть функционала изолированного иона. Для иона с $J_{eff} = 1/2$ имеем

$$F_0(S, T) = -T \int_0^S b_{1/2}(x) dx,$$

где $b_{1/2}(x)$ — обратная функция Бриллюэна. В случае двух близких нижних дублетов функционал изолированного иона может быть рассчитан численно, если известен гамильтониан $\mathcal{H}_{cr}(\hat{J})$ (см. 40).

Рассмотрим теперь вопрос о применимости приближения самосогласованного поля для описания магнетизма тройных соединений. В обычных ферромагнетиках с сильным обменным взаимодействием температура Кюри $\theta \gg \theta_{em}$, и флуктуационная область в них велика из-за короткодействующего характера прямого или косвенного (РККИ) взаимодействия ЛМ, т. е. из-за малой величины магнитной жесткости a . Однако в рассматриваемых соединениях с $\theta \approx \theta_{em}$ флуктуации сильно подавляются дальнедействующей частью ЭМ взаимодействия^{32, 114}. В результате в присутствии одноосной анизотропии флуктуации оказываются такими же, как в четырехмерном пространстве, и они растут при приближении к ферромагнитной точке θ лишь логарифмически⁷¹. Практически такие флуктуации не заметны, и одноосный ферромагнетик с $\theta \approx \theta_{em}$ может быть с большой точностью описан в рамках самосогласованного поля. Именно такое поведение было обнаружено экспе-

риментально в HoRh_4V_4 ^{72, 73}. Поэтому ниже для описания ферромагнитных сверхпроводников мы используем приближение самосогласованного поля, имея в виду, что анизотропия одноосного типа реализуется в кристаллах HoMo_6S_8 и экспериментально исследованных образцах ErRh_4V_4 .

Кроме того, используя простейшее приближение самосогласованного поля, мы пренебрегаем вкладом спиновых волн. Такое приближение оправдано в присутствии сильной анизотропии, когда в спектре спиновых волн есть щель.

3. СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В НЕМАГНИТНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЕ (ВЫШЕ T_M)

а) Роль магнитного рассеяния

Мы оценим прежде всего влияние магнитного рассеяния на немагнитную сверхпроводящую фазу S и покажем, что во всей области температур $\theta < T < T_{c1}$ это влияние постоянно и мало в системах с $\theta_{ex} \ll T_{c1}$. Наложение магнитного поля выше T_M или переход в магнитоупорядоченное состояние при $T < T_M$ уменьшают обменное рассеяние. Таким образом, во всем температурном интервале в системах типа ErRh_4V_4 или HoMo_6S_8 с $\theta_{ex} \ll T_M \ll T_{c1}$ магнитное рассеяние может быть учтено простой перенормировкой параметра $\tilde{\Delta}_0$, который характеризует сверхпроводящую щель при $T = 0$ в отсутствие ЛМ.

Влияние обменного рассеяния на температуру перехода T_{c1} можно оценить из зависимости $T_c(x)$ в ряду соединений $(\text{RE})_x\text{Y}_{1-x}\text{Rh}_4\text{V}_4$ или $(\text{RE})_x\text{Y}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$. Поскольку Y^{3+} — немагнитный ион, то добавление магнитных ионов RE приводит к понижению T_c . Из теории Абрикосова и Горькова ³ следует, что в отсутствие кристаллического поля и вдали от точки T_M

$$\frac{dT_c(x)}{dx} = -\frac{\pi^2}{2} N(0) \overline{\mathcal{J}^2(\mathbf{q})} (g-1)^2 nJ(J+1) = -\frac{\pi^2}{2} \bar{\theta}_{ex}, \quad (3.1)$$

где $\overline{\mathcal{J}^2(\mathbf{q})}$ — среднее значение величины $\mathcal{J}^2(\mathbf{q})$ по изменению импульса электрона в пределах поверхности Ферми.

Соответствующие данные для $T_c(x)$ в тройных боридах содержатся в работах ^{46, 49, 112} и для тройных халькогенидов в работах ^{50, 108}. По ним с помощью соотношения (3.1) вычислены параметры $\bar{\theta}_{ex}$, и полученные значения были представлены в табл. I, II. Ниже, из экспериментальных данных для H_{c2} , мы найдем, что в ErRh_4V_4 параметры $h_0 = 40$ К и $\theta_{ex} = 0,9$ К. Сравнение $\bar{\theta}_{ex}$ и θ_{ex} для этого соединения показывает, что различие их невелико, и соотношение (3.1) достаточно для оценки θ_{ex} по порядку величины. Для времени обменного рассеяния τ_s имеем $\tau_s^{-1}(T_{c1}) = (dT_c/dx)(4/\pi) = 2\pi\bar{\theta}_{ex}$. Согласно данным табл. II получаем критическую температуру в отсутствие ЛМ $T_{c0} = 11,5$ К и 2,5 К для ErRh_4V_4 и HoMo_6S_8 соответственно, и безразмерный параметр обменного рассеяния $x_s = [\tau_s(T_{c1}) \Delta_0]^{-1}$ в них мал (0,15 и 0,25).

По мере приближения к точке магнитного перехода второго рода, как известно, растут магнитные флуктуации, что может, в принципе, привести к росту τ_s^{-1} . Рассмотрим поэтому вопрос о поведении τ_s^{-1} при $T \rightarrow \theta$. Выражение для τ_s выше θ с учетом взаимодействия локализованных моментов в статическом приближении для магнитных флуктуаций было получено Райнером ¹²⁰. Без учета кристаллического поля оно имеет вид

$$\tau_s^{-1} = N(0) (g-1)^2 \sum_{\mathbf{q}} g(\mathbf{q}) \mathcal{J}^2(\mathbf{q}) \langle \hat{\mathbf{J}}_{\mathbf{q}} \hat{\mathbf{J}}_{-\mathbf{q}} \rangle, \quad (3.2)$$

$$g(\mathbf{q}) = (4\pi k_B^2 q)^{-1}, \quad q \gg \xi_0,$$

где формфактор $g(\mathbf{q})$ имеет такой же смысл и такую же зависимость от \mathbf{q} , как и отличие парамагнитной восприимчивости электронов в сверхпроводящей и нормальной фазах $\chi_s(\mathbf{q})$ и $\chi_n(\mathbf{q})$, т. е. $\chi_s(\mathbf{q}) - \chi_n(\mathbf{q}) = \pi/2q\xi_0$ при $q \gg \xi_0^{-1}$ (см. (1.4)). Применение статического приближения для рассматриваемых соединений с $\theta \approx T_M \ll T_{c1}$, Δ_0 оправдано, так как частоты магновов малы по сравнению с характерными электронными частотами.

Коррелятор $\langle \hat{\mathbf{J}}_q \hat{\mathbf{J}}_{-q} \rangle$ в (3.2) удовлетворяет правилу сумм

$$\sum_{\mathbf{q}} \langle \hat{\mathbf{J}}_{\mathbf{q}} \hat{\mathbf{J}}_{-\mathbf{q}} \rangle = J(J+1) \sum_{\mathbf{q}} 1, \quad (3.3)$$

где суммирование по \mathbf{q} проводится по первой бриллюэновской зоне решетки ЛМ.

Из (3.2) и (3.3) следует, что при приближении сверху температуры T к точке перехода второго рода θ в ферромагнитных сверхпроводниках величина τ_s^{-1} возрастает из-за увеличения корреляторов $\langle \hat{\mathbf{J}}_q \hat{\mathbf{J}}_{-q} \rangle$ с малыми q (они дают большой вклад из-за формфактора $g(\mathbf{q})$). В приближении Орнштейна — Цернике без учета дальнедействующей части дипольного взаимодействия получаем $\langle \hat{J}_{z, \mathbf{q}} \hat{J}_{z, -\mathbf{q}} \rangle \sim (T - \theta + 2\theta_{ex} a^2 q^2)^{-1}$, и величина τ_s^{-1} логарифмически растет при $T \rightarrow 0^{98}$. Учет дальнедействующей части электромагнитного взаимодействия снимает этот логарифмический рост для кристаллов с анизотропией типа легкая ось. При этом

$$\langle \hat{J}_{z, \mathbf{q}} \hat{J}_{z, -\mathbf{q}} \rangle \sim (T - \theta + 2\theta_{ex} a^2 q^2 + \theta_{em} \cos^2 \varphi)^{-1}, \quad (3.4)$$

где φ есть угол между \mathbf{q} и легкой осью, а корреляторы $\langle \hat{J}_{i\mathbf{q}} \hat{J}_{i, -\mathbf{q}} \rangle$ с $i = x, y$ при $T \rightarrow \theta$ вообще не расходятся из-за магнитной анизотропии. В результате мы можем заключить, что зависимость величины τ_s^{-1} от температуры в интервале (θ, T_{c1}) очень слаба, и вплоть до точки θ можно считать, что $\tau_s(T) \approx \tau_s(T_{c1})$. Поэтому для соединений с малым параметром x_s в области температур $T \ll T_{c1}$ мы будем считать, что $\Delta_0 = 1,76 T_{c1}$.

б) Верхнее критическое магнитное поле

При вычислении верхнего критического магнитного поля мы должны учесть орбитальный эффект магнитной индукции $\mathbf{B} = \mathbf{H} + B(0)\mathbf{S}$ и парамагнитный эффект обменного поля $\mathbf{h} = h_0\mathbf{S}$. Здесь мы ограничимся рассмотрением соединений с $T_M \ll T_{c1}$ и будем считать, что магнитное рассеяние учтено перенормировкой параметра Δ_0 . Системы с близкими значениями T_M и T_{c1} исследованы в ¹⁴⁸.

Отметим сразу два фактора, которые отличают ферромагнитные сверхпроводники вблизи θ от обычных сверхпроводников.

а) Намагничение ЛМ в магнитном поле приводит к падению термодинамического критического поля H_c в ферромагнитных сверхпроводниках вблизи θ . Действительно, в присутствии поля \mathbf{H} магнитная энергия ЛМ в нормальном состоянии существенно понижается по сравнению со сверхпроводящим состоянием, так как в последнем магнитное поле внутри образца заэкранировано сверхпроводящими токами. В результате $H_c \rightarrow 0$ при $T \rightarrow \theta$ из-за роста восприимчивости ЛМ $\chi_m(T)$ по закону Кюри — Вейсса при подходе к точке Кюри θ в нормальной фазе.

б) Обменное поле \mathbf{h} подавляет образование сверхпроводящего зародыша, если величина \mathbf{h} становится сравнимой с Δ_0 . При заданном H и $T \rightarrow \theta$ получаем рост $h \sim H(T - \theta)^{-1}$. В результате парамагнитного эффекта обменного поля верхнее критическое поле H_{c2} для появления зародыша сверхпроводящей фазы также падает при $T \rightarrow \theta$ в соединениях с $h_0 \gg \Delta_0$. Если спад H_{c2} оказывается более сильным, чем спад H_c , то вблизи θ мы по-

лучим сверхпроводник первого рода, хотя вдали от точки θ преобладает орбитальный эффект магнитного поля и здесь все магнитные сверхпроводники относятся к сверхпроводникам второго рода.

Мы исследуем действие поля, параллельного легкой оси. Именно для этого направления поля восприимчивость ЛМ в нормальной фазе N неограниченно растет при $T \rightarrow \theta$, и проявляются все характерные особенности поведения ферромагнитных сверхпроводников в магнитном поле.

В присутствии магнитного поля возможно существование четырех типов сверхпроводящего состояния: мейссеровской фазы (MS), вихревого состояния (VS), неоднородного состояния (LOFF) ^{76, 77} и промежуточного состояния (IS). В первой фазе сверхпроводящий параметр порядка однороден, и поле не проникает в образец, в фазе VS он зависит от координат (x, y) (поле направлено вдоль оси z), и поле проникает внутрь образца путем образования вихревой решетки. В фазе LOFF параметр порядка зависит от всех трех координат, и он периодичен с периодом порядка ξ_0 при $T \ll T_{c1}$. Как и в фазе VS, полная экранировка поля в состоянии LOFF, видимо, отсутствует. Промежуточная фаза реализуется в случае сверхпроводящего перехода I рода в магнитном поле в образцах с размагничивающим фактором $N_z \neq 0$. Она характеризуется слоистой или нитевидной структурой чередующихся нормальных и сверхпроводящих областей.

Термодинамическое поле H_c для перехода $N - MS$ определяется из условия равенства магнитной энергии нормальной фазы и свободной энергии сверхпроводника. Последняя при $T \ll T_{c1}$ определяется выражением $(-H_{c0}^2 + H_a^2)/8\pi n$, где $H_{c0} = \sqrt{4\pi N(0) \Delta_n^2}$ и H_a — приложенное поле, связанное с внутренним полем соотношением $H_a = H(1 + 4\pi n \chi_m N_z)$ в области температур, где намагниченность пропорциональна магнитному полю. В этой же области температур магнитная энергия нормального состояния составляет

$$-\int_0^{H_c} dHM(H) = -\frac{1}{2} H^2 [\chi_m (1 + 4\pi N_z n \chi_m)].$$

В результате получаем

$$H_c(T) = H_{c0} \{ [1 + 4\pi n (N_z + 1) \chi_m] (1 + 4\pi n N_z \chi_m) \}^{-1/2}, \quad (3.5)$$

$$\chi_m = \frac{\tilde{\mu}^2}{T - \theta}.$$

Величина $H_c \sim (T - \theta)$ при $N_z \neq 0$ и $H_c \sim \sqrt{T - \theta}$ для $N_z = 0$ в области температур около θ (но не очень близка к θ). Формула (3.5) для случая $N_z = 0$ была получена впервые Мачидой ¹⁵⁰. Линия $H_c(T)$ показана на рис. 7, а, вблизи θ она разделяет фазы N и MS , при более высоких температурах она переходит в линию раздела фаз N и VS .

Найдем теперь для чистых сверхпроводников линию перехода второго рода $H_{c2}(T)$, т. е. линию образования сверхпроводящего зародыша. Методика вычисления H_{c2} с учетом орбитального и парамагнитного эффектов магнитного поля разработана Гюнтером и Грюнбергом ⁷⁹, и мы воспользуемся их результатами.

Действие орбитального эффекта определяется величиной критического поля $H_{c2}^*(0)$, которое наблюдалось бы в отсутствие ЛМ при $T = 0$. Для соединений с $\theta \ll T_{c1}$ эта величина может быть определена из данных для $H_{c2}(T)$ вблизи T_{c1} , где намагничение ЛМ не оказывает влияния на $H_{c2}(T)$. В этой области $H_{c2}^*(T) \approx H_{c2}(T)$, и для чистых сверхпроводников из теории Горькова имеем $H_{c2}^*(0) = 0,72 T_c (dH_{c2}/dT)_{T=T_{c1}}$ ⁷⁴. При низких температурах $T \ll T_{c1}$ с учетом парамагнитного эффекта обменного поля

получаем

$$H_{c2}(T) = \beta H_{c2}^*(0) \alpha^{-1} f(\alpha), \tag{3.6}$$

$$\alpha = \frac{\beta \sqrt{2} H_{c2}^*(h_0 \chi_m(T))}{\mu \Delta_0}, \quad \beta = \frac{\sqrt{2}}{1 + 4\pi n \chi_m(T)},$$

где функция $f(\alpha)$ определена численно в ⁷⁹; при $\alpha > 1,8$ реализуется фаза LOFF. В том случае, когда параметр $\rho = [\Delta_0 B(0)/h_0 H_{c2}^*(0)]^2 \ll 1$ (такова

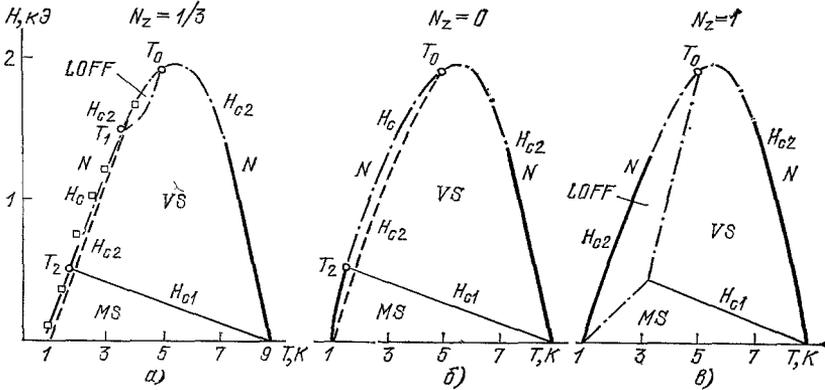


Рис. 7. Фазовая диаграмма в плоскости H, T выше T_M для разных образцов $ErRh_4B_4$. Размагничивающие факторы: а) $N_z = 1/3$, б) $N_z = 0$ и в) $N_z = 1$. Поле направлено вдоль оси а. Обозначения: MS — мейсснеровская фаза, VS — вихревая фаза, LOFF — неоднородная сверхпроводящая фаза и N — нормальная фаза.

ситуация в $HoMo_6S_8$ и $ErRh_4B_4$, оценки параметров см. в табл. II), вблизи θ получаем $\alpha \gg 1$ и $f(\alpha) \approx 1,07$. Поэтому для соединений с $\rho \ll 1$, которые мы будем рассматривать ниже, из (3.6) имеем

$$H_{c2}(T) = 0,75 \frac{\Delta_0 \mu}{h_0 \mu^2} (T - \theta), \quad T - \theta \ll \theta, \tag{3.7}$$

т. е. орбитальным эффектом магнитной индукции в области температур около θ можно пренебречь.

Из (3.5) и (3.7) следует, что вид фазовой диаграммы в плоскости (H, T) зависит от соотношения между параметрами θ_{ex} и $\tilde{\theta}_{em} = 1,12\theta_{em} N_z (N_z + 1)$. При $\tilde{\theta}_{ex} > \tilde{\theta}_{em}$ поле $H_c(T) > H_{c2}$ вблизи θ , и здесь происходит переход I рода N — MS или N — VS в зависимости от соотношения между H_c и нижним критическим полем H_{c1} , разделяющим фазы VS и MS. В результате при $\theta_{ex} > \tilde{\theta}_{em}$ получаем фазовые диаграммы 7, а, б. На этих диаграммах T_0 — трикритическая точка, в которой заканчивается линия $H_c(T)$, причем $T_0 \leq 0,55T_{c1}$, T_1 — точка пересечения кривых $H_c(T)$ и $H_{c2}(T)$ и T_2 — точка пересечения кривых $H_c(T)$ и $H_{c1}(T)$. На рис. 7, а есть фазы MS, VS и LOFF, на рис. 7, б последняя фаза отсутствует. Промежуточная фаза не видна на диаграммах в плоскости (H, T) , так как для нее внутреннее поле постоянно и равно H_c . При $\theta_{ex} < \tilde{\theta}_{em}$ поле $H_{c2}(T) > H_c(T)$ вблизи θ , и в области $\theta < T < T_0$ происходит переход N — LOFF; см. рис. 7, в. Интересно, что поскольку соотношения между H_c и H_{c2} вблизи θ существенно зависят от размагничивающего фактора, то все три вида фазовых диаграмм могут быть получены на одном и том же соединении при изменении формы образца.

Отметим, что согласно численным расчетам Наканиши и Маки ⁷⁸ в отсутствие орбитального эффекта переход N — LOFF есть фактически переход I рода, близкий ко второму. Добавление орбитального эффекта приближает его ко второму роду. По мере уменьшения длины свободного пробега элек-

тронов область существования фазы LOFF сужается ¹⁴³. Расчет H_{c2} для грязных ферромагнитных сверхпроводников выполнен Сакаи и др. ¹⁴⁴. Для поликристаллических образцов необходимо учитывать анизотропию магнитной восприимчивости и перколяционный характер перехода в образце из-за хаотической ориентации кристаллов по отношению к приложенному магнитному полю ⁹⁶. Соответствующие расчеты выполнены только для величины H_{c2} в грязных сверхпроводниках ^{127,128}.

в) Нижнее критическое магнитное поле

Исследуем теперь влияние ЛМ на экранировку магнитного поля в фазе MS и найдем границу фаз MS и VS. Рассматривая изменения сверхпроводящих и магнитных величин на расстояниях порядка глубины проникновения $\lambda \gg \xi$ в магнитном поле \mathbf{H} , параллельном оси z , мы можем записать зависящую от поля часть функционала свободной энергии в виде

$$F = \int d^3r \left[n \left(\frac{\mu^2}{2\chi_m} + \theta_{em} \right) S_z^2(\mathbf{r}) + \frac{B^2(\mathbf{r})}{8\pi} - \mu B(\mathbf{r}) n S_z(\mathbf{r}) - \frac{B(\mathbf{r})H}{4\pi} \right] + \sum_{\mathbf{q}} \left[\frac{1}{2} Q_s(\mathbf{q}) \mathbf{A}_{\mathbf{q}} \mathbf{A}_{-\mathbf{q}} + \theta_{ex} \frac{\chi_n(\mathbf{q}) - \chi_s(\mathbf{q})}{\chi_n(0)} S_{z,\mathbf{q}} S_{z,-\mathbf{q}} \right], \quad (3.8)$$

где величина $Q_s(\mathbf{q})$ есть электромагнитное ядро сверхпроводника. В однородной сверхпроводящей фазе при $\lambda \gg \xi$ мы можем взять $\chi_s(\mathbf{q}) = 0$ и ограничиться локальным приближением для ядра $Q_s(\mathbf{q}) = (4\pi\lambda_L^2)^{-1}$, где λ_L — обычная лондоновская глубина проникновения, $\lambda_L^{-2}(0) = 8\pi N(0) n v_F^2 e^2 / 3c^2$. Для одной вихревой нити, расположенной вдоль оси в точке $x, y = 0$, функционал (3.8) после минимизации по $S_z(\mathbf{r})$ имеет вид (в расчете на единицу длины вихря)

$$F = \int d^2r \left\{ p \left[\frac{B^2(\mathbf{r})}{8\pi} + \frac{1}{8\pi p \lambda_L^2} [A(\mathbf{r}) - \nabla\varphi(\mathbf{r})]^2 - \frac{B(\mathbf{r})H}{4\pi} \right] \right\}, \quad (3.9)$$

$$p = 1 - \theta_{em} \left(\theta_{em} + \theta_{ex} + \frac{\mu^2}{2\chi_m} \right)^{-1},$$

где $\varphi(\mathbf{r})$ есть фаза сверхпроводящего параметра порядка, которая изменяется на 2π при обходе вокруг вихревой нити.

Минимизация (3.9) с учетом этого условия дает уравнение для $B(\mathbf{r})$. Его решение в фурье-представлении имеет вид

$$B_{\mathbf{q}} = \frac{\Phi_0}{1 + p q^2 \lambda_L^2}, \quad \Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}. \quad (3.10)$$

Из (3.10) следует, что магнитный поток квантуется обычным образом, так как полный поток составляет $B_{q=0} = \Phi_0$. Из (3.9) видно также, что эффективная глубина проникновения поля λ под влиянием намагничения ЛМ уменьшается пропорционально \sqrt{p} , т. е. $\lambda = \lambda_L \sqrt{p}$. Слагаемое в квадратной скобке (3.9) после подстановки решения (3.10) дает линейную плотность энергии вихря. Из (3.9) видно, что она получается из обычного выражения (см. ¹⁴⁹) заменой λ_L на λ и умножением на p . В результате получаем критическое поле появления вихрей:

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L^2} \ln \frac{\lambda_L \sqrt{p}}{\xi}, \quad (3.11)$$

т. е. в выражении для H_{c1} фактор \sqrt{p} появляется только под логарифмом и практически зависимость H_{c1} от температуры в интервале от T_{c1} до T_M оказывается такой же, как в обычном сверхпроводнике без ЛМ.

Сходные результаты для изменения глубины проникновения и величины H_{c1} в ферромагнитных сверхпроводниках были получены Сакаи и др. ¹⁴⁴. Однако в ¹⁴⁴ параметр p вычислен без учета сверхпроводящей экранировки.

ЕХ взаимодействия, так как в функционале (3.8) был опущен последний член. Поэтому в работе¹⁴⁴ приведено результирующее выражение для p , в знаменателе которого отсутствует слагаемое θ_{ex} , и $p \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$ при $T \rightarrow \theta$. Учет слагаемого θ_{ex} приводит к почти обычному температурному изменению λ в системах с $\theta_{ex} \approx \theta_{em}$. Смена характера перехода в магнитном поле вблизи θ была предсказана ранее Тачики и др.^{30 31} в рамках чисто электромагнитного взаимодействия электронов и ЛМ. Причина этой смены была связана с изменением характера взаимодействия вихревых нитей из-за резкого падения λ при $T \rightarrow \theta$ и соответствующего уменьшения параметра Гинзбурга — Ландау κ при $\theta_{ex} = 0$.

Подчеркнем, что смена типа перехода вблизи точки θ в ферромагнитных сверхпроводниках с сильным обменным взаимодействием объясняется не изменением параметра Гинзбурга — Ландау $\kappa = \lambda/\xi$. Этот параметр практически не меняется при охлаждении от T_{c1} до θ в системах с $\theta_{ex} \approx \theta_{em}$. Изменение характера перехода объясняется падением H_{c2} из-за парамагнитного эффекта обменного поля, что никак не связано с параметром κ .

г) Экспериментальные данные для критических полей в $ErRh_4B_4$

Результаты измерений намагниченности в зависимости от внутреннего поля H вдоль оси a в монокристалле $ErRh_4B_4$ при разных температурах, выполненные Берузи и др.⁶⁶, показаны на рис. 8 (образец имел форму сферы). В слабых полях вплоть до поля H_{c1} виден мейсснеровский режим. При нарастании поля выше H_{c1} в образец проникают вихри, и намагниченность

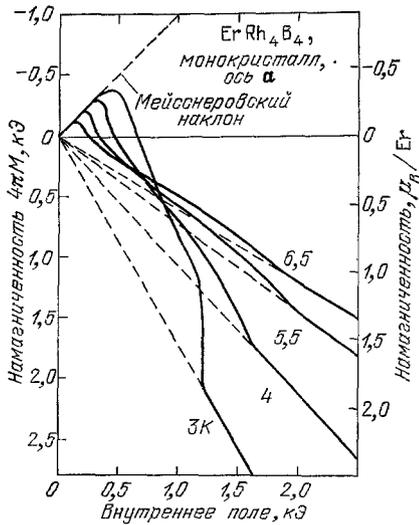


Рис. 8. Намагничивание в зависимости от внутреннего поля вдоль оси a в монокристалле $ErRh_4B_4$ при $T \gg 3K$ ⁶⁶.

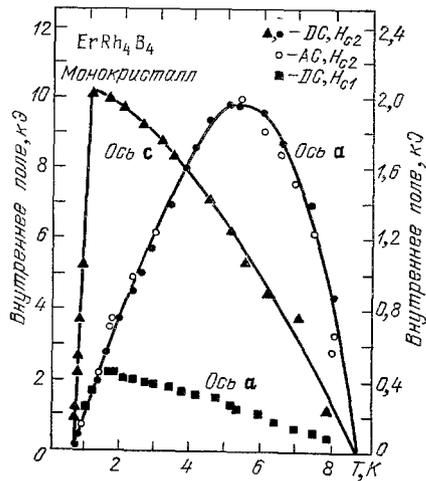


Рис. 9. Верхние критические магнитные поля вдоль осей a и c в монокристаллическом образце $ErRh_4B_4$ в зависимости от температуры⁴⁷.

Показана также зависимость H_{c1} вдоль оси a от температуры, зависимость H_{c1} вдоль оси c аналогична.

переходит с диамагнитного режима на парамагнитный. В полях выше критического поля сверхпроводимость исчезает, и восприимчивость в нормальной области выше 3 К описывается законом Кюри — Вейсса. По мере понижения температуры интервал полей вихревой фазы VS сужается, а скачок намагниченности при переходе в нормальное состояние растёт. Темпе-

ратурная зависимость критических полей вдоль оси a , а также оси c показана на рис. 9⁴⁷.

Прежде всего видно, что поле вдоль оси c определяется только орбитальным эффектом, так как восприимчивость ЛМ вдоль оси c очень мала. Экспериментальное значение $H_{c2}^{(c)}(T_M)/T_{c1}(dH_{c2}^{(c)}/dT) = 0,66$ находится в хорошем согласии с теорией Горькова. Этот факт подтверждает теоретический вывод о слабой зависимости параметра обменного рассеяния τ_s^{-1} в интервале от θ до T_{c1} . Поведение $H_{c2}^{(a)}$ вблизи T_{c1} также согласуется с теоретическими предсказаниями для орбитального критического поля $H_{c2}^*(T)$. Из этих данных с учетом анизотропии корреляционной длины получаем $\xi_0^{(a)} = 210 \text{ \AA}$, $\xi_0^{(c)} = 160 \text{ \AA}$, $v_F^{(a)} = 1,4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $v_F^{(c)} = 1,1 \cdot 10^7 \text{ см/с}$.

Данные для $H_{c1}^{(a)}(T)$ показывают стандартную температурную зависимость $H_{c1}^*(T)$ вплоть до пересечения с кривой верхнего критического поля, т. е. в исследованном образце ErRh_4V_4 реализуется случай рис. 7, a или b . Из рис. 8 следует, что $\lambda_L^{(a)}(0) = 900 \text{ \AA}$, и эта оценка дает для v_F примерно такое же значение, как и вычисленное выше из данных для H_{c2} вблизи T_{c1} . Совпадение оценок показывает, что ErRh_4V_4 относится к чистым сверхпроводникам.

Рассмотрим теперь поведение верхнего критического поля вдоль оси a в области ниже $T_0 \leq 0,55T_{c1} = 4,8 \text{ К}$. Поскольку точка $T = 4 \text{ К}$ лежит близко к T_0 , то экспериментальное значение критического поля в этой точке совпадает с H_{c2} или по крайней мере близко к нему. Используя выражения (3.6), находим $h_0 = 40 \text{ К}$, $\rho = 0,06$, $\theta_{ex} = 0,9 \text{ К}$ и $\alpha(4 \text{ К}) = 5,5$. Около этой точки реализуется фаза LOFF, так как это значение α превышает 1,8⁷⁹. Полная зависимость $H_{c2}(T)$ показана пунктирной линией на рис. 7, a . Экспериментальные точки (квадратики) лежат выше этой линии при $T \leq 3 \text{ К}$ и совпадают с ней при $T > 3 \text{ К}$. Поскольку ниже 3 К переход в сверхпроводящее состояние в поле сопровождается скачком намагниченности, то можно думать, что $H_c(T) > H_{c2}(T)$ ниже 3 К (мы не можем использовать здесь формулу (3.5), так как в этой области момент зависит от поля нелинейно). Таким образом, рис. 7, a представляет фазовую диаграмму в плоскости H, T для сферического образца ErRh_4V_4 . Непрерывность момента от приложенного поля H_a , наблюдаемая экспериментально, указывает на реализацию промежуточного состояния ниже 3 К . Пока оно не наблюдалось непосредственно.

На рис. 7, b и c представлены предполагаемые фазовые диаграммы для ErRh_4V_4 при $N_z = 0$ и $N_z = 1$. Из рис. 7, c видно, что образец в форме пластинки с легкой осью, перпендикулярной плоскости пластинки, дает возможность наблюдать LOFF-фазу в интервале от 1 до 4 К и, в частности, найти линии, разделяющие фазу LOFF и фазы MS и VS.

В заключение этого раздела отметим, что экспериментальное поведение верхнего критического магнитного поля в ErRh_4V_4 однозначно указывает на доминирующую роль EX механизма в разрушении сверхпроводимости под влиянием ЛМ вблизи T_M . Действительно, в этом соединении $H_{c2}^*(0) > B(0)$ и при $h_0 = 0$ и $H \rightarrow 0$ переход S — FN невозможен.

4. СТРУКТУРА ФАЗЫ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

а) Общие принципы расчета функционала для фазы сосуществования

В фазе сосуществования отличны от нуля сверхпроводящий параметр синглетного спаривания электронов $\Delta(\mathbf{r})$ и средние значения моментов на узлах. Для определения этих параметров мы вычислим функционал свободной энергии Гиббса $F\{\Delta(\mathbf{r}), \mathbf{S}_i, \mathbf{A}(\mathbf{r})\}$ и найдем параметры порядка из ус-

ловия его минимума по Δ , S_i и A . Полный функционал системы мы представим в виде суммы трех функционалов

$$F\{\Delta(\mathbf{r}), S_i, A(\mathbf{r})\} = F_M\{S_i, A(\mathbf{r})\} + F_s\{\Delta(\mathbf{r})\} + F_{\text{int}}\{\Delta(\mathbf{r}), S_i, A(\mathbf{r})\}, \quad (4.1)$$

где F_M — функционал магнитной подсистемы в нормальном состоянии, F_s — функционал сверхпроводящей подсистемы в отсутствие ЛМ, и положительно определенный функционал F_{int} описывает взаимное влияние сверхпроводящего и магнитного упорядочения из-за ЕМ- и ЕХ-взаимодействия.

Далее будут рассмотрены соединения с $\tau_s^{-1} \ll \Delta_0$. Тогда магнитное рассеяние принимается во внимание перенормировкой Δ_0 , и для описания магнитной подсистемы мы используем простейшее приближение самосогласованного поля, учитывая в F_{int} действие обменного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ и магнитной индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. Влиянием компонент этих полей с волновыми векторами порядка G на сверхпроводимость можно пренебречь по сравнению с действием компонент с $q \ll G$. Поэтому при описании сверхпроводимости можно использовать для ЛМ континуальное описание $\mathbf{S}(\mathbf{r})$. В системе с достаточно сильной анизотропией при рассмотрении влияния ЛМ на сверхпроводимость можно считать, что моменты направлены только вдоль легкой оси z .

Для получения сверхпроводящей части функционала (4.1) мы воспользуемся квазиклассическими уравнениями Эйленберга⁸¹. Перейдем от функций Горькова $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ и $F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ к проинтегрированным по энергетической переменной функциям Эйленберга

$$\begin{aligned} g(\mathbf{v}, \mathbf{r}) &= i \int \frac{d\xi}{2\pi} \int d\mathbf{r}' G_{--} \left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{r}'}{2}, \mathbf{r} - \frac{\mathbf{r}'}{2} \right) e^{-i\mathbf{p}\mathbf{r}'}, \\ f^\sigma(\mathbf{v}, \mathbf{r}) &= \sigma \int \frac{d\xi}{2\pi} \int d\mathbf{r}' F_{\sigma, -\sigma} \left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{r}'}{2}, \mathbf{r} - \frac{\mathbf{r}'}{2} \right) e^{-i\mathbf{p}\mathbf{r}'}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где ось квантования спина есть ось z и знак $\sigma = \pm$ указывает направление спина. Из гамильтониана (2.1) получаем тогда уравнения

$$\left[\tilde{\omega} + i\mathbf{h}(\mathbf{r}) + i \frac{e}{c} \mathbf{v}\mathbf{A} + \frac{1}{2} \mathbf{v}\nabla \right] f^-(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = \tilde{\Delta}^-(\mathbf{r}) g(\mathbf{v}, \mathbf{r}), \quad (4.3a)$$

$$\left[\tilde{\omega} + i\mathbf{h}(\mathbf{r}) + i \frac{e}{c} \mathbf{v}\mathbf{A} - \frac{1}{2} \mathbf{v}\nabla \right] f^+(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = \tilde{\Delta}^+(\mathbf{r}) g(\mathbf{v}, \mathbf{r}), \quad (4.3b)$$

$$g^2(\mathbf{v}, \mathbf{r}) + f^-(\mathbf{v}, \mathbf{r}) f^+(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = 1, \quad (4.3b)$$

$$\tilde{\Delta}^-(\mathbf{r}) = \Delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{2\tau} f^-(\mathbf{r}), \quad \tilde{\Delta}^+(\mathbf{r}) = \Delta^*(\mathbf{r}) + \frac{1}{2\tau} \bar{f}^+(\mathbf{r}), \quad (4.3r)$$

$$\tilde{\omega}(\mathbf{r}) = \omega + \frac{1}{2\tau} \bar{g}(\mathbf{r}), \quad \bar{f}^\pm(\mathbf{r}) = \int \frac{d\omega}{4\pi} f^\pm(\mathbf{v}, \mathbf{r}), \quad \bar{g}(\mathbf{r}) = \int \frac{d\omega}{4\pi} g(\mathbf{v}, \mathbf{r}),$$

$$\Delta(\mathbf{r}) = \lambda \int_0^{\omega_D} d\omega \bar{f}^-(\mathbf{r}), \quad (4.3d)$$

где τ — время рассеяния электрона на заряженных примесях и интегрирование по углам ω есть интегрирование по направлению скорости \mathbf{v} на поверхности Ферми.

Уравнения (4.3) могут быть получены из условия минимума сверхпроводящего функционала для термодинамического потенциала, найденного Эйленбергером. Он имеет вид

$$F\{f^-, f^+, g, \Delta\} = \int d^3\mathbf{r} \left[\frac{|\Delta(\mathbf{r})|^2}{\lambda} - 2\pi T \sum_{\omega} \int \frac{d\omega}{4\pi} I \right], \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} [f^-\Delta^*(\mathbf{r}) + f^+\Delta(\mathbf{r})] + g \left[\omega + i\mathbf{h}(\mathbf{r}) + i \frac{e}{c} \mathbf{v}\mathbf{A} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \mathbf{v}\nabla \ln(f^+/f^-) \right] - |\omega| + \frac{1}{4\tau} (\bar{f}^- \bar{f}^+ + \bar{g}^2 - 1). \end{aligned}$$

Решение уравнений (4.3) позволяет выразить f^\mp и g через параметр порядка $\Delta(\mathbf{r})$, а также поля $h(\mathbf{r})$ и $\mathbf{A}(\mathbf{r})$. Подстановка найденных функций f^\pm и g в (4.4) дает в итоге сверхпроводящий функционал $F_{\text{int}} + F_s$.

Уравнения (4.3) позволяют сразу оценить относительную роль ЕХ и ЕМ механизмов в эффекте подавления куперовского спаривания электронов. Из (4.3) видно, что действие векторного потенциала зависит от направления скорости электрона, в то время как эффект обменного поля от скорости не зависит, поскольку это поле влияет лишь на спиновые переменные. Поэтому F_{int} представляет функционал лишь от квадратов этих полей, т. е. величин \mathbf{A}^2 и $h^2(\mathbf{r})$. Это означает, что относительная роль ЕХ и ЕМ механизмов определяется параметром $\rho = F_{\text{int}}^{(EM)}/F_{\text{int}}^{(EX)} \approx e^2 v_F^2 A^2 / c^2 h^2$. Оценивая A по порядку величины, пренебрежем сверхпроводящей экранировкой. Тогда $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B(0) \mathbf{S}(\mathbf{r})$, и в импульсном представлении $A_q(\mathbf{q}) = B(0) \times S_q/q$ и $h_q = h_0 S_q$. Для магнитной структуры с характерным волновым вектором \mathbf{Q} имеем $\rho \approx e^2 v_F^2 B^2(0) / c^2 h_0^2 Q^2 \approx 3\theta_{\text{em}} / \theta_{\text{ex}} (\lambda_L Q)^2$. Поскольку в реальных соединениях $\rho \ll 1$, то в дальнейшем ЕМ-вклад в F_{int} мы учитывать не будем. Однако учет ЕМ-вклада в магнитном функционале F_M необходим. Здесь он определяет температуру Кюри и делает энергетически невыгодной любую магнитную структуру, отличающуюся от поперечной.

б) Фаза сосуществования вблизи точки T_M и критические флуктуации

Расчет полного функционала прост вблизи точки появления магнитной структуры, где $t = (\theta - T)/\theta \ll 1$. Здесь величины S_q малы, и функционал F_{int} может быть найден с помощью теории возмущений, а для F_M использовано выражение (2.4). Для гармоник с волновыми векторами \mathbf{q} в области $l \gg q^{-1}$, $\xi_0 \gg q^{-1}$ полный функционал, квадратичный по намагниченности S_q , имеет вид

$$F\{S_{zq}\} = -\frac{1}{2} N(0) \Delta_0^2 + F_M + F_{\text{int}}, \quad (4.5a)$$

$$F_M = \sum_q S_{zq} S_{z, -q} \left[\theta_{\text{ex}} (a^2 q^2 + \alpha t) + \frac{1}{2} \theta_{\text{em}} \frac{q_z^2}{q^2} \right], \quad \alpha = \frac{\theta}{2\theta_{\text{ex}}}, \quad (4.5b)$$

$$F_{\text{int}} = \sum_q S_{zq} S_{z, -q} \theta_{\text{ex}} \frac{\chi_n(\mathbf{q}) - \chi_n(\mathbf{0})}{\chi_n(\mathbf{0})} = \sum_q S_{zq} S_{z, -q} \frac{\pi \Delta_0}{2v_F q} \theta_{\text{ex}}. \quad (4.5в)$$

Из (4.5) видно, что в точке T_M появляется синусоидальная намагниченность $S_z(\mathbf{r}) \sim \sin(\mathbf{Q}_M \mathbf{r})$, где $Q_M = (\pi^2 \Delta_0 / 4a^2 v_F)^{1/3}$ (результат Андерсона и Сула), и температура T_M отличается от θ на малую величину порядка $a^2 Q_M^2 \theta$. Из (4.5) следует, что направление \mathbf{Q} должно удовлетворять условию поперечности магнитной структуры, т. е. $Q_{Mz} = 0$. Направление \mathbf{Q}_M в плоскости x, y определяется анизотропией параметров a^2 и v_F , и оно не может быть предсказано ни для HoMo_6S_8 , ни для ErRh_4B_4 , так как анизотропия магнитной жесткости неизвестна. В рамках самосогласованного поля фазовый переход в неоднородное магнитное состояние в точке T_M оказывается переходом второго рода в грязных сверхпроводниках и в чистых сверхпроводниках с достаточно малой величиной $h_0 \ll \Delta_0 (\xi_0/a)^{1/3}$ 24. В принципе, характер перехода в неоднородное состояние может измениться под влиянием критических магнитных флуктуаций, если направление \mathbf{Q} не выделено анизотропией. Эта ситуация проанализирована детально Бразовским и Дзялошинским 86, 87, а в применении к изотропным ферромагнитным сверхпроводникам Шу и Гриве 88 и Клейнертом 89. Однако для реальных анизотропных соединений направление \mathbf{Q} в упорядоченной фазе фиксировано, и критические флуктуации не могут изменить тип перехода. Более того, как было отмечено выше, из-за диполь-дипольного взаимодействия эти флуктуации оказываются сла-

быми, и ими можно пренебречь всюду, кроме очень малой окрестности точки T_M . Из (4.5б) видно, что при $t \gg a^2 Q_M^2$ флуктуации имеют чисто ферромагнитный характер. Флуктуации становятся сильными лишь в области $t \lesssim t_G \approx a^2 Q_M^2$, и здесь формируется неоднородное магнитное упорядочение. Параметр Гинзбурга — Леванюка, определяющий область сильных флуктуаций, очень мал: $t_G \approx (a/\xi_0)^{2/3}$ в чистом случае и $t_G \approx a/(\xi_0 l)^{1/2}$ в сильно грязном сверхпроводнике.

При понижении температуры ниже T_M величины S_q растут. Используемые нами приближения для F_M и F_{int} становятся непригодными, когда нарушаются условия $a^2 q^2 \gg S^2 \sim t$ и $h_0 S \ll \Delta_0$ соответственно.

В области температур $\Delta_0^2/h_0^2 \gg t \gg a^2 Q^2$ (Q — характерный волновой вектор магнитной структуры) мы можем по-прежнему использовать приближение (4.5в) для F_{int} , но должны учитывать члены высших порядков по S в функционале F_M . Из-за этих членов изменение S_i по модулю энергетически невыгодно, и по мере понижения температуры синусоидальное решение должно трансформироваться в доменную структуру. Рассматриваемая нами задача полностью аналогична задаче о расчете доменной структуры в нормальной ферромагнитной пластинке с направлением момента перпендикулярно ее плоскости. Функционал F_{int} соответствует энергии магнитного поля рассеяния, если заменить $\pi^2 \Delta_0 \theta_{ex}/2v_F = \pi \theta_{ex}/2\xi_0$ на θ_{em}/L , где L — толщина пластинки⁹⁰. Оптимальная структура в том и в другом случае имеет вид поперечной одномерной магнитной структуры, так как ее дальнейшее дробление понижает F_{int} не очень существенно, в то время как энергия доменных стенок возрастает пропорционально их площади. Так, для двумерной структуры шахматного типа с толщиной домена d имеем $F_{int}^{(2d)}/F_{int}^{(1d)} = 0,62$, в то время как поверхностная энергия стенок возрастает в два раза.

Для определения параметров магнитной структуры в фазе сосуществования (DS-фаза) мы можем заменить F_M в (4.5б) на функционал для поперечной одномерной доменной структуры с периодом $d = \pi/Q$ и намагниченностью S внутри доменов:

$$F_M(S, Q, T) = F_0(S, T) - \theta_0 S^2 + \frac{\eta(S, T) Q}{\pi n}, \quad (4.6)$$

где $\eta(S, T)$ — поверхностная плотность энергии доменной стенки (см. ⁸⁴). Для соединений с достаточно сильной анизотропией изменение направления S_i на противоположное возможно только за счет обращения в нуль величины S_i внутри стенки (поворот момента энергетически невыгоден), и реализуется линейная доменная стенка⁸⁵

$$\begin{aligned} S_z(x) &= S \operatorname{th}(x \sqrt{t/a}), \quad S_x = S_y = 0, \\ \eta(S, T) &= n \theta_{ex} S^2 \tilde{a}(T), \quad \tilde{a}(T) = \frac{2\sqrt{2}}{3} a \sqrt{t}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

где a/\sqrt{t} — толщина стенки. Используя (4.6), (4.7) для F_M вместе с F_{int} из (4.5) мы можем определить равновесные параметры магнитной структуры S и Q в зависимости от температуры, минимизируя $F_M + F_{int}$ ⁷⁷. Для доменной структуры имеем

$$S_z(\mathbf{r}) = \frac{4S}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin(2k+1)Qr}{2k+1} \quad (4.8)$$

и, подставляя соответствующие гармоники S_q в F_{int} , получаем $Q(T) = [4,2/\xi_0 \tilde{a}(T)]^{1/2} \sim t^{1/4}$. Неоднородная магнитная структура приобретает доменный характер при $Q^{-1} \gg a/\sqrt{t}$, и температурный интервал ее формирования определяется той же малой величиной $t_G \approx (a/\xi_0)^{2/3}$, которая характеризует область сильных флуктуаций. Практически в фазе сосуществования область синусоидального решения ничтожно мала. Направление Q

в плоскости x, y зависит от анизотропии поверхностной энергии η , а также v_F ; для предсказания этого направления сейчас нет необходимой информации.

Найдем те значения параметра анизотропии D , при которых спиральная структура трансформируется в доменную. При $D \ll \theta$ внутри доменной стенки момент S меняется по направлению, но не по величине. Такое поворотное решение с шириной стенки порядка $a (\theta/D)^{1/2}$ и поверхностной энергией $(\theta D)^{1/2} S^2$ непрерывно переходит в спиральную структуру при $D \rightarrow 0$. Доменная структура соответствует случаю, когда толщина стенки мала по сравнению с толщиной домена Q^{-1} , и это условие выполняется при $D/\theta \gg \gg (a/\xi_0) \gg 10^{-2}$. Таким образом, для формирования доменной структуры достаточно очень слабая анизотропия.

При дальнейшем охлаждении обменное поле нарастает, и в области $t \gtrsim \Delta_0^2/h_0^2$ магнитное упорядочение начинает заметно подавлять куперовское спаривание. Теперь сверхпроводящая часть функционала $F_s + F_{\text{int}}$ должна быть вычислена с учетом сильного обменного поля. Решение уравнений Эйлера (4.3) в этом случае облегчается благодаря тому, что в фазе сосуществования это поле должно быстро меняться в пространстве. При характерных волновых векторах неоднородной структуры $Q \gg \xi_0^{-1}$ сверхпроводящий параметр порядка примерно однороден в пространстве, и использование теории возмущений по малому параметру $(Q\xi_0)^{-1}$ позволяет найти аналитическое решение для сверхпроводящей подсистемы и в области сильного обменного поля.

в) Фаза сосуществования с сильным обменным полем

В случае грязного сверхпроводника при $Q\xi_0 \gg 1$ и $(h_q\tau)^2 \ll 1$ мы имеем дело с диффузионным режимом движения куперовских пар, так как эти неравенства гарантируют эффективное усреднение обменного поля на длине ξ_0 и изотропизацию движения электронов в присутствии анизотропной неоднородной магнитной структуры (из-за рассеяния на примесях³²). Пространственная и угловая зависимости функций g, f^\pm и Δ оказывается малой, и соответствующие переменные добавки могут быть вычислены в рамках теории возмущений по малым параметрам $(q\xi_0)^{-1}$ и $(h\tau)$ при произвольной величине h/Δ . Решение уравнений (4.3) в этом случае достигается разложением функций $g(\mathbf{v}, \mathbf{r}), f^\pm(\mathbf{v}, \mathbf{r})$ и $h(\mathbf{r})$ в ряд Фурье по координате \mathbf{r} , причем гармоники с волновыми векторами $\mathbf{q} = k\mathbf{Q} \neq 0$ малы в меру малости параметров $(q\xi_0)^{-1}$ и $h\tau$. В результате получаем функционалы

$$\left. \begin{aligned} F_s(\Delta) &= -\frac{1}{2} N(0) \Delta^2 \ln \frac{e\Delta_0^2}{\Delta^2}, \quad \tau_m^{-1} = \sum_{\mathbf{q}} \frac{\pi h_{\mathbf{q}} h_{-\mathbf{q}}}{v_F q} L_1(q), \\ F_{\text{int}}(\Delta, \tau_m) &= N(0) \left(\frac{\pi \Delta}{2\tau_m} - \frac{1}{3\tau_m^2} \right), \quad \tau_m \Delta \geq 1, \\ L_1(y) &= \frac{2y \operatorname{arctg} y}{\pi (y - \operatorname{arctg} y)}, \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

где Δ — средний по объему сверхпроводящий параметр порядка. Мы выписали выражение для F_{int} в случае $\tau_m \Delta \geq 1$, так как только он реализуется в фазе сосуществования.

Из полученного выражения видно, что действие обменного поля с гармониками $q \gg \xi_0^{-1}$ на сверхпроводимость в достаточно грязном кристалле описывается параметром τ_m^{-1} . Сравнение выражения (4.9) с соответствующим выражением для сверхпроводника с магнитными примесями^{3, 82} показывает, что действие обменного поля на средний по объему сверхпроводящий параметр порядка эквивалентно действию магнитных примесей, для которых τ_m

есть время обменного рассеяния электрона с переворотом спина. Условие $\tau_m \Delta \gg 1$ соответствует целевому режиму сверхпроводимости с магнитными примесями. При $h_q \ll \Delta$ функционал F_{int} в (4.9) переходит в использованный ранее функционал (4.5в). Теперь мы знаем полный функционал F в зависимости от параметров Δ и $S(\mathbf{r})$. Одномерная доменная структура опять оказывается оптимальной, поскольку в области существования DS-фазы параметр $(\Delta \tau_m)^{-1}$ достаточно мал (он не превышает 0,68), и зависимость F_{int} от $S(\mathbf{r})$ несущественно отличается от аналогичной зависимости в (4.5в). Для поперечной одномерной доменной структуры мы получаем в итоге функционал $F(\Delta, \mathbf{Q}, S)$, минимизация которого определяет соответствующие равновесные параметры DS-фазы.

Рассматривая чистый сверхпроводник ³⁴, мы считаем, что $\Delta \tau \gg 1$ и $q \xi_0 \gg 1$. Найдем F_{int} для одномерной доменной структуры в области сильных обменных полей $h \gg \Delta$ ³⁴. При расчете воспользуемся также малым параметром $h/v_F Q$ и убедимся затем, что условия $\Delta, h \ll v_F Q$ выполнены во всей области существования DS-фазы. При решении уравнений (4.3) с $\tau^{-1} = 0$ в первом приближении функции g и Δ можно считать не зависящими от координат. Тогда функция $f^-(\mathbf{v}, \mathbf{r})$ легко находится, и мы получаем уравнение самосогласования для средней величины Δ по домену в виде

$$\Delta \ln \frac{\Delta}{\Delta_0} = \int_0^\infty d\omega \int \frac{d\Omega}{4\pi} \left(\bar{f}^- - \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + \omega^2}} \right), \quad (4.10a)$$

$$\bar{f}^- = \left[\frac{e^{(\omega - ih)t_1}}{\omega - ih} - \frac{e^{-(\omega + ih)t_1}}{\omega + ih} \right] \frac{\alpha + i\beta}{\sqrt{1 + \alpha^2 + \beta^2}}, \quad (4.10б)$$

$$\alpha + i\beta = (e^{2\omega t_1} - 1)^{-1} \int_0^{t_1} dt \exp \left\{ \int_0^t [\omega + ih(t')] dt' \right\}, \quad (4.10в)$$

$$t = \frac{2x}{v_x}, \quad t_1 = \frac{2d}{v_x},$$

где \bar{f}^- — среднее значение $f^-(\mathbf{r})$ по домену и величина $h(x) = +h$ или $(-h)$ внутри доменов; ось x совпадает с направлением \mathbf{Q} . Нам остается проинтегрировать по углам и частотам в правой части (4.10а). Выражение в квадратных скобках отлично от нуля в узкой области углов $\cos \theta \leq \gamma$, где $\gamma = \pi h/v_F Q$. Внутри этого интервала углов электроны двигаются в сильном обменном поле $h \gg \Delta$. Для остальных направлений обменное поле быстро осциллирует вдоль траектории электрона, среднее обменное поле равно нулю на корреляционной длине и функция \bar{f}^- здесь совпадает с функцией f для обычного сверхпроводника с $h = 0$, т. е. с $\Delta (\omega^2 + \Delta^2)^{-1/2}$.

В интервале углов $\cos \theta \leq \gamma$ интеграл по ω расходится логарифмически в области частот $\omega \ll h$ при $\Delta \rightarrow 0$. Поэтому мы разделим область интегрирования по ω на два интервала $(0, c)$ и $(c, +\infty)$, где $\Delta \ll c \ll h$. В первом интервале выражение для \bar{f}^- может быть упрощено из-за условия $\omega \ll h$. Здесь

$$\bar{f}^- = \frac{\Delta K^2(\mu)}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2 K^2(\mu)}}, \quad g = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2 K^2(\mu)}}, \quad K(\mu) = \frac{v_F \mu}{hd} \sin \frac{hd}{v_F \mu}, \quad (4.11)$$

где $\mu = \cos \theta$. В области $(c, +\infty)$ величину $(1 + \alpha^2 + \beta^2)^{1/2}$ можно заменить на единицу. Интегрируя по ω , получаем уравнение самосогласования для

Δ , которое позволяет восстановить функционал F_{int} в виде

$$F_{\text{int}} = N(0) \frac{\pi^2 h \Delta^2}{3v_F Q} \ln \frac{Ch \sqrt{e}}{\Delta}, \quad C = 0,88, \quad e = 2,718, \quad h \gg \Delta. \quad (4.12)$$

Неоднородная часть $\Delta(x)$ может быть учтена по теории возмущений, причем малым параметром является величина γ . Соответствующий вклад в F_{int} содержит малый параметр γ^2 . На рис. 10 представлена зависимость $\Delta(x)$ в DS-фазе. Сверхпроводящий параметр порядка достигает максимума на доменных стенках, так как вблизи них электроны двигаются в обменном поле переменного направления. Модуляция $\Delta(x)$ в чистом сверхпроводнике мала по параметру γ , а в грязном сверхпроводнике — по параметру $(h\tau)$. Случай промежуточной частоты рассмотрен в ⁸³. Нетрудно убедиться, что и для чистого сверхпроводника вывод об оптимальности одномерной структуры остается в силе, так как F_{int} по-прежнему меняется незначительно при переходе к более сложным структурам ³⁴.

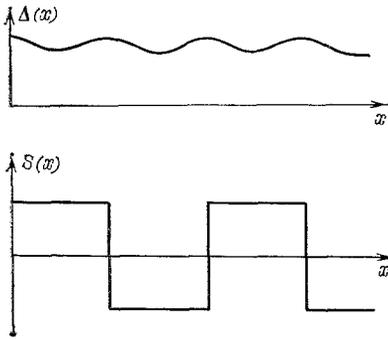


Рис. 10. Зависимость сверхпроводящего параметра порядка и намагниченность в DS-фазе от координаты x (вдоль Q).

Выше были рассмотрены неоднородные магнитные структуры с $Q \gg \xi_0^{-1}$. Нетрудно убедиться, что фазы сосуществования с медленно меняющейся магнитной структурой (с $Q \lesssim \xi_0^{-1}$) обладают большей энергией по сравнению с DS-фазой, если $\theta_{\text{ex}} > \theta_{\text{em}} (a/\xi_0)$. Действительно, в «медленных» структурах взаимное влияние сверхпроводимости и магнитного упорядочения приводит к повышению энергии на величину $\approx \theta_{\text{ex}} S^2$ (из-за экранирования дальнедействующей части EX взаимодействия), в то время как в DS-фазе это повышение составляет $F_{\text{int}} \approx \theta_{\text{ex}} S^2 (Qa)$ и $Qa \approx (a\theta_{\text{ex}}/\xi_0\theta_{\text{em}})^{1/2}$. Таким образом, мейсснеровская (MS) и вихревая (VS) фазы сосуществования в реальных ферромагнитных соединениях невозможны.

Обсудим теперь применимость квазиклассических уравнений Эйленберга для описания сверхпроводимости в присутствии неоднородной магнитной структуры. Эти уравнения справедливы, если обменное или магнитное поле меняется медленно на длине волны электрона, т. е. при $Q^2/m \ll (vQ)$. Поэтому в применении к доменной структуре они описывают точно лишь область углов $\cos \theta \gg Q/k_F$. В случае грязного сверхпроводника или в случае слабых полей мы получаем точность описания порядка $Q/k_F \approx \sqrt{a/\xi_0}$, так как здесь все углы одинаково существенны при получении уравнения самосогласования (4.3д). В чистых сверхпроводниках с $h \gg \Delta$ точность описания составляет $Q/\gamma k_F \approx v_F^2 Q^2/h\varepsilon_F \approx (\Delta/h)^2$, так как здесь главный вклад в подавление сверхпроводящего параметра порядка дает область углов порядка γ .

Определим теперь равновесные значения параметров $S(T)$, $\Delta(T)$ и $Q(T)$ в области сильных обменных полей, используя функционал (4.6) для F_M и F_s , F_{int} из (4.9) и (4.12). Величина $S(T)$ определяется в основном магнитным функционалом F_M , так как уменьшение ее δS под влиянием сверхпроводимости вдали от точки T_M мало в меру малости величины $F_{\text{int}}/\theta \approx Qa$. Для грязных сверхпроводников с $\sqrt{a}\xi_0 \ll l \ll v_F/h_0$ зависимость $S(T)$ аналогична зависимости в отсутствие сверхпроводимости, но со сдвигом критической температуры на величину $\delta\theta = -1,4\theta (\xi_0 Qa)^{-1}$, т. е. $\delta S \approx S \sqrt{a/\xi_0}$. В чистом сверхпроводнике изменение S под влиянием сверхпроводимости еще меньше.

Определим теперь равновесные значения параметров $S(T)$, $\Delta(T)$ и $Q(T)$ в области сильных обменных полей, используя функционал (4.6) для F_M и F_s , F_{int} из (4.9) и (4.12).

Величина $S(T)$ определяется в основном магнитным функционалом F_M , так как уменьшение ее δS под влиянием сверхпроводимости вдали от точки T_M мало в меру малости величины $F_{\text{int}}/\theta \approx Qa$. Для грязных сверхпроводников с $\sqrt{a}\xi_0 \ll l \ll v_F/h_0$ зависимость $S(T)$ аналогична зависимости в отсутствие сверхпроводимости, но со сдвигом критической температуры на величину $\delta\theta = -1,4\theta (\xi_0 Qa)^{-1}$, т. е. $\delta S \approx S \sqrt{a/\xi_0}$. В чистом сверхпроводнике изменение S под влиянием сверхпроводимости еще меньше.

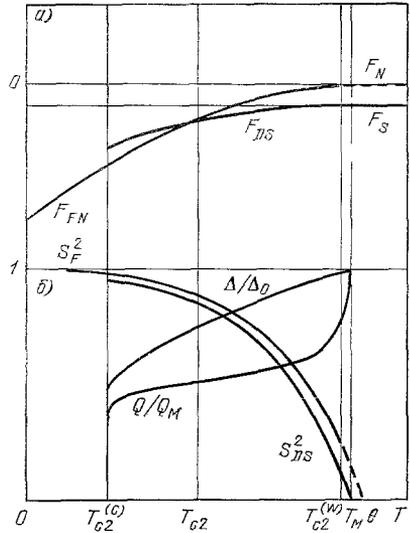
Рост обменного поля $h = h_0 S(T)$ при охлаждении приводит к падению $\Delta(T)$ и $Q(T)$. Зависимости $S(T)$, $\Delta(T)$ и $Q(T)$ показаны схематически на рис. 11.

В точке T_{c2} перехода первого рода DS—FN имеем

$$Q_{c2} = \sqrt{\frac{3,1}{\xi_0 \tilde{a}(T_{c2})}}, \quad \Delta(T_{c2}) = 0,83\Delta_0, \quad \sqrt{a\xi_0} \ll l \ll \frac{v_F}{h_0}, \quad (4.13a)$$

$$Q_{c2} = \sqrt{\frac{1,17}{\xi_0 \tilde{a}(T_{c2})}} \sqrt{\frac{\Delta_0}{h_0 S(T_{c2})} \ln \frac{Ch_0 S(T_{c2}) \sqrt{e}}{\Delta_0}}, \quad \Delta(T_{c2}) = 0,61\Delta_0, \quad l \gg \xi_0. \quad (4.13b)$$

Полученные нами выражения для δS и Q показывают, что относительная деформация ферромагнитной структуры под влиянием сверхпроводимости сводится к изменению волнового вектора структуры от нуля до $Q \approx \sqrt{a/\xi_0} G$ и изменению намагниченности на величину $\delta S \approx \sqrt{a/\xi_0} S$. Таким образом, влияние сверхпроводимости на магнитное упорядочение характеризуется малым параметром $\sqrt{a/\xi_0}$. В то же время магнитная структура изменяет сверхпроводящий параметр порядка $\Delta(T)$ более существенно, уменьшая его примерно в два раза в области температур вблизи T_{c2} . Однако в противоположность магнитному упорядочению сверхпроводящий параметр порядка остается практически однородным в пространстве. Столь сильное качественное различие поведения магнитного и сверхпроводящего упорядочения в фазе сосуществования связано с различием их корреляционных длин ($a \ll \xi_0$).



г) Переход из фазы сосуществования в нормальную ферромагнитную фазу

Рис. 11. Температурная зависимость свободной энергии $F(T)$ фаз N, S, DS и FN (а), параметров $S^2(T)$, $\Delta(T)$, $Q(T)$ фаз DS и FN (б) (схематически). Предполагается стандартное ферромагнитное поведение с магнитным переходом второго рода в отсутствие сверхпроводимости.

Переход первого рода DS—FN происходит в точке T_{c2} , где сравниваются свободные энергии этих фаз. Температурные зависимости свободных энергий фаз S, DS и FN показаны схематически на рис. 11. В точке T_{c2} выполнено соотношение

$$\frac{S_{c2}^2}{Q_{c2}} = \frac{0,077\Delta_0 v_F}{h_0^2}, \quad \sqrt{a\xi_0} \ll l \ll \frac{v_F}{h_0}, \quad (4.14a)$$

$$\frac{S_{c2}}{Q_{c2}} \ln \frac{Ch_0 S_{c2} \sqrt{l}}{\Delta_0} = \frac{3v_F}{2\pi^2 h_0}, \quad l \gg \xi_0. \quad (4.14b)$$

Из (4.14) видно, что $h_{c2} \gg \Delta_0$, т. е. переход в FN-фазу происходит в области сильного обменного поля, и режим сильного поля характерен практически для всей области существования DS-фазы за исключением малой окрестности точки T_M . Скачок величины S в точке T_{c2} от S до $S + \delta S$ при охлаждении приводит к выделению скрытого тепла порядка энергии сверхпроводящей конденсации. Используя (4.14) и выражения для Q_{c2} , из неравенства $S \leq 1$ находим условие $h < h_{oc}$, при выполнении которого фаза DS остается стабильной вплоть до нулевой температуры. Критическая величина $h_{oc} =$

$= 0,44 \Delta_0 [\xi_0/\bar{a} (0)]^{1/3}$ при $l \gg \xi_0$, и она убывает с уменьшением l . За исключением случая очень грязных сверхпроводников величина $h_{0c} > \Delta_0$.

Температура переохлаждения DS-фазы $T_{c2}^{(c)}$ определяется из условия отсутствия минимума функционала относительно Δ . В грязном сверхпроводнике ($v_F/h_0 \gg l \gg \sqrt{\bar{a}\xi_0}$) получаем $S_{c2}^{(c)} = 1,26S_{c2}$ и в чистом кристалле $S_{c2}^{(c)} = 1,35S_{c2}$. Таким образом, область существования переохлажденной DS-фазы довольно велика, и она может занимать весь температурный интервал ниже T_{c2} .

В области $T_{c2}^{(c)} < T < T_{c2}$ для перехода DS — FN требуется энергия активации для появления критического зародыша. Эта энергия велика по сравнению с температурой, так как минимальный размер критического зародыша (нормальной области с ферромагнитным упорядочением без доменных стенок) должен превышать величину v_F/h . Ниже $T_{c2}^{(c)}$ сверхпроводимость исчезает без энергии активации, но полный переход в равновесную фазу FN и здесь может протекать медленно, поскольку он сводится к исчезновению большого числа неравновесных доменных стенок, и пиннинг их на неоднородностях кристалла задерживает процесс перехода.

Температура перегрева FN-фазы $T_{c2}^{(w)}$ определяется условием появления в ферромагнитной фазе бесконечно малого сверхпроводящего зародыша. В образце с доменами минимальной оказывается температура появления зародыша около доменной стенки ^{103-105, 147}, и соответствующая температура найдена в ¹²⁹. Для соединений с $h_0 \gg \Delta_0$ точка $T_{c2}^{(w)}$ практически совпадает с T_M . Оценка энергии образования критического зародыша DS-фазы в FN-фазе при температурах ниже $T_{c2}^{(w)}$ дает очень большую энергию порядка $\varepsilon_F^2/\Delta_0 \gg T_M$, и появление DS-фазы при нагревании из FN-фазы практически невозможно вплоть до точки $T_{c2}^{(w)}$.

Таким образом, в соединениях с $h_0 \gg \Delta_0$ фаза DS появляется из S-фазы при охлаждении ниже точки T_M и исчезает в точке перехода первого рода T_{c2} , сменяясь FN-фазой. При нагревании FN-фаза сохраняется практически до точки $T_{c2}^{(w)} \approx T_M$, и только здесь она переходит в DS-фазу. Поэтому поведение системы при нагревании из FN-фазы в соединениях с $h_0 \gg \Delta_0$ дает нам информацию о свойствах магнитной системы в отсутствие сверхпроводимости.

д) Сверхпроводящие свойства фазы сосуществования

В грязном сверхпроводнике с $(h\tau)^2 \ll 1$ энергетическая щель в спектре одночастичных возбуждений есть во всей области существования DS-фазы. В этом случае влияние магнитного упорядочения сводится лишь к уменьшению сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(T)$ и к дополнительному уменьшению щели ε_g в спектре квазичастиц, как и в сверхпроводнике с магнитными примесями (см. ^{3, 82}). Это подавление щели из-за магнитного упорядочения нарастает по мере охлаждения, и оно определяется соотношением

$$\varepsilon_g = \Delta(T) \{1 - [\Delta(T) \tau_m]^{-2/3}\}^{3/2}, \quad (4.15)$$

где параметр τ_m определен выражением (4.9). В точке T_{c2} получаем $\varepsilon_g = 0,49\Delta(T) \approx 0,41\Delta_0$; в точке переохлаждения DS-фазы $T_{c2}^{(c)}$ имеем $\varepsilon_g = 0,41\Delta(T) \approx 0,064\Delta_0$.

В чистых сверхпроводниках в области, где $h_0S(T) \ll \Delta(T)$ (около T_M), в спектре квазичастиц также есть щель, равная примерно Δ_0 . В области $h_0S(T) \gg \Delta(T)$ сверхпроводимость в DS-фазе становится бесщелевой (как и в случае спирального упорядочения моментов), так как электроны,двигающиеся перпендикулярно Q , чувствуют сильное и постоянное в пространстве

обменное поле, разрушающее их спаривание. Мы найдем теперь плотность состояний квазичастиц $\rho(E)$ в бесщелевом режиме в чистой DS-фазе ³⁴.

Функция $\rho(E)$ с $E \ll \Delta(T)$ определяется из функции $g(\omega)$, даваемой выражением (4.11), с помощью замены ω на iE , интегрирования по направлениям ν и выделения реальной части. Из (4.11) видно, что величина $\Delta(T) \times \times K(\cos \theta)$ есть щель для электронов,двигающихся под углом θ к оси Q . Эта щель отсутствует для бесконечного числа направлений ν , определяемых условием $\cos \theta = 0$ и условием брэгговского отражения куперовских пар от

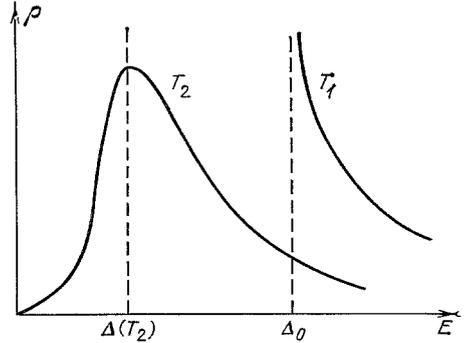


Рис. 12. Зависимость плотности состояний квазичастиц от энергии в чистом ферромагнитном сверхпроводнике при разных температурах T_1 и T_2 .

Температура T_1 лежит в области $T_M < T < T_{C1}$ и $T_{C2} \leq T_2 < T_M$. Зависимость $\rho(E)$ для T_2 в фазе DS соответствует бесщелевому режиму.

периодической структуры обменного поля. В обменном поле h куперовские пары имеют суммарный импульс $k_x = 2h/v_F$, и брэгговское отражение происходит при $k_x = 2mQ$, где m — целое число. Из-за этого отражения пары двигаются внутри одного и того же домена, как и пары с $\theta = \pi/2$. Функции \bar{f}^\pm для этих направлений равны нулю, и сверхпроводимость оказывается бесщелевой.

В области энергий $E \ll \Delta(T)$ плотность квазичастиц определяется бесщелевыми поясками на поверхности Ферми, и суммирование вкладов этих поясков дает

$$\rho(E) = 0, \quad h_0 S(T) \ll \Delta(T), \tag{4.16}$$

$$\rho(E) = \gamma N(0) \frac{E}{\Delta} \ln \frac{4\Delta(T)}{\pi E}, \quad h_0 S(T) \gg \Delta(T).$$

В чистой DS-фазе плотность состояний $\rho(E)$ конечна при всех E ; она максимальна при $E \approx \Delta(T)$ и $\rho(\Delta(T)) = \sqrt{3} N(0)/2\gamma$. При охлаждении ниже T_M переход к бесщелевому режиму происходит в области температур, где $S(T) \approx \Delta_0/h_0$. Зависимость $\rho(E)$ при температурах выше и ниже T_M показана схематически на рис. 12.

е) Роль спин-орбитального рассеяния и фазовая диаграмма в плоскости T, θ_{ex}

До сих пор мы пренебрегали спин-орбитальным рассеянием электронов. Это рассеяние перемешивает синглетное и триплетное состояния куперовской пары, и из-за вклада триплетного состояния парамагнитная восприимчивость электронов на нулевом волновом векторе отлична от нуля при $T = 0$. В присутствии достаточно сильного спин-орбитального рассеяния с временем $\tau_{s0} \ll \Delta_0^{-1}$ низкотемпературная восприимчивость $\chi_s(0)$ приближается к нормальной восприимчивости χ_n ^{5, 111}, т. е.

$$\frac{\chi_s(0)}{\chi_n} = 1 - \frac{\pi}{4} \tau_{s0} \Delta_0, \quad \tau_{s0} \Delta_0 \ll 1. \tag{4.17}$$

При очень малых значениях τ_{s0} максимум в зависимости $\chi_s(q)$ при $q \neq 0$ может исчезнуть, и тогда в модели без ЭМ взаимодействия ниже точки T_M появится ферромагнитное упорядочение. Фактически в этой ситуации свой-

ства фазы сосуществования определяются только ЕМ механизмом. Оценим величину τ_{s0} , выше которой энергия неоднородной DS-фазы сосуществования меньше, чем энергия ферромагнитной сверхпроводящей фазы. Ясно, что критическое значение τ_{s0} достигается лишь в пределе грязного сверхпроводника. В этом случае F_{int} определяется разностью $\chi_s(q) - \chi_n(q)$, и поэтому знания зависимости $\chi_s(q)$ от τ_{s0} достаточно для решения поставленной задачи.

Величина $\chi_s(q)$ с учетом спин-орбитального рассеяния вычислена Кауфманом и Энтином-Вольманом¹¹⁹. Это рассеяние не влияет на $\chi_s(q)$, если $Q^2 \gg (l_{s0})^{-1}$, где $l_{s0} = v_F \tau_{s0}$. Таким образом, при $Q^2 \gg (l_{s0} l)^{-1}$ справедлива

изложенная выше теория DS-фазы. В сильно грязном пределе для DS-фазы $Q \approx (a \xi_0 l)^{-1/3}$, и наше рассмотрение применимо при $l_{s0}/l \gg (a \xi_0/l^2)^{2/3}$. Спин-орбитальное рассеяние есть релятивистский эффект, и τ_{s0} содержит дополнительный малый параметр по сравнению с временем обычного рассеяния τ . Поэтому отношение l_{s0}/l должно быть не меньше 10^2 , и спин-орбитальное рассеяние становится существенным, когда l приближается к a .

Выше мы отмечали, что учет обменного рассеяния при $\tau_s \Delta_0 \gg 1$ сводится к перенормировке Δ_0 . Теперь мы исследуем системы, в которых $\tau_s^{-1} \sim T_M \sim T_{c1}$, и это рассмотрение позволит нам построить полную фазовую диаграмму ферромагнитных сверхпроводников в плоскости $(T/T_{c0}, \theta_{ex}/T_{c0})$.

В области $(\theta_{ex}/T_{c0}) \ll 1$ (но $\theta_{ex} \gg \gg \sqrt{a \xi_0} \lambda_L^{-1}$) точка появления неоднородного состояния T_M лежит выше точки перехода S — FN (первого рода) \tilde{T}_{c2} , и при понижении температуры наблюдается смена фаз $N \rightarrow S \rightarrow DS \rightarrow FN$ при T_{c1} , T_M (второй род) и T_{c2} (первый род), причем последний переход может отсутствовать, если отношение θ_{ex}/T_{c0} достаточно мало (рис. 13). С ростом θ_{ex}/T_{c0} линия \tilde{T}_{c2} приближается к линии T_M , так как параметр Δ в точке магнитного перехода уменьшается из-за нарастания магнитного рассеяния и теплового подавления куперовского спаривания. Это приводит к тому, что вблизи критической точки линия перехода первого рода \tilde{T}_{c2} должна проходить выше линии T_M , и здесь при охлаждении будет наблюдаться смена фаз $N \rightarrow S \rightarrow FN$ без фазы сосуществования.

Рис 13 Фазовая диаграмма ферромагнитного сверхпроводника в плоскости $T/T_{c0}, \theta_{ex}/T_{c0}$ (схематически)

Сплошные линии разделяют фазы N, S, DS и FN. Линии T_{c1} , T_M (при малых θ_{ex}/T_{c0}) — переходы второго рода, остальные линии — первого рода. Штрих-пунктирная линия — линия θ , штриховые линии есть линии переохлаждения и перегрева при переходах первого рода

Пересечение линий $T_M(\theta_{ex})$ и $\tilde{T}_{c2}(\theta_{ex})$ происходит в близкой окрестности точки пересечения линий T_{c1} и θ . Область около трикритической точки B показана на рис. 13.

Фазовая диаграмма без учета фазы сосуществования была получена Кауфманом и Энтином-Вольманом¹¹⁹, там же была вычислена температура \tilde{T}_{c2} перехода S — FN. Линия перегрева FN-фазы фактически получена Райнером¹²⁰, который рассчитал влияние магнитного рассеяния на величину T_{c1} с учетом магнитных корреляций вблизи θ (см. также¹¹¹). Без учета дальнедействующей части ЕМ взаимодействия эта линия проходит несколько выше θ из-за логарифмической расходимости вблизи θ . Учет магнитного дипольного взаимодействия опускает линию перегрева FN-фазы ниже линии θ . Линия переохлаждения S-фазы есть линия T_M .

Фазовая диаграмма без учета фазы сосуществования была получена Кауфманом и Энтином-Вольманом¹¹⁹, там же была вычислена температура \tilde{T}_{c2} перехода S — FN. Линия перегрева FN-фазы фактически получена Райнером¹²⁰, который рассчитал влияние магнитного рассеяния на величину T_{c1} с учетом магнитных корреляций вблизи θ (см. также¹¹¹). Без учета дальнедействующей части ЕМ взаимодействия эта линия проходит несколько выше θ из-за логарифмической расходимости вблизи θ . Учет магнитного дипольного взаимодействия опускает линию перегрева FN-фазы ниже линии θ . Линия переохлаждения S-фазы есть линия T_M .

На полной фазовой диаграмме, представленной на рис. 13, есть две трикритические точки A и B . В точке A сходятся линии, разделяющие фазы S , DS и FN , точка B находится на границах фаз N , S и FN . Точка Лифшица L лежит на линии переохлаждения фазы S . Кроме параметра θ_{ex}/T_{c0} другой существенной характеристикой ферромагнитных сверхпроводников является чистота кристаллов, т. е. параметр $l/\sqrt{a\xi_0}$. С его уменьшением область существования DS -фазы сужается за счет приближения точек A и $\theta_{ex}^{(c)}$ к началу координат, при этом область фазового перехода первого рода $S - FN$ расширяется.

Мы можем описать теперь общую картину взаимного влияния сверхпроводящего и магнитного упорядочения. Даже при условии $\theta_{ex}^{(c)} \ll T_{c1}$ магнетизм оказывается более сильным эффектом, пока $h_0 > \Delta_0$. Это связано с тем, что энергия магнитного упорядочения по порядку величины есть $\theta \sim h_0^2 N(0)$ (на один ЛМ), в то время как энергия сверхпроводящей конденсации не превышает $\Delta_0^2 N(0)/2$. В системах с $h_0 > h_{0c}$ при охлаждении ферромагнитное упорядочение в конечном счете разрушает сверхпроводимость, но в области температур, где намагниченность достаточно мала, магнитное упорядочение сосуществует со сверхпроводимостью, трансформируясь в доменную структуру. В системах с $h_0 < h_{0c}$ фаза сосуществования выживает до нулевой температуры. В случае близких значений T_M и T_{c1} сосуществование становится невозможным из-за слабости куперовского спаривания, и здесь два антагонистических типа упорядочения сменяют друг друга в точке перехода первого рода \tilde{T}_{c2} .

Таким образом, в ферромагнитных сверхпроводниках с реалистическими значениями обменного параметра теория предсказывает лишь один тип фазы сосуществования — фазу с магнитной структурой доменного типа. В сверхпроводящих слабых ферромагнетиках ^{130, 131} возможны другие фазы сосуществования — фаза со спонтанными вихрями и мейсснеровская ферромагнитная фаза ⁴². Пока слабый ферромагнетизм в тройных сверхпроводящих соединениях не обнаружен, но недавно открытая объемноцентрированная фаза $ErRh_4B_4$ может оказаться антиферромагнетиком такого типа.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ ФАЗЫ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

а) Основные выводы теории

1) Фазовые переходы

В соединениях с $T_M/T_{c1} \ll 1$ при охлаждении ниже точки T_M должна наблюдаться фаза сосуществования DS . В соединениях с близкими температурами T_M и T_{c1} фаза сосуществования отсутствует, и при охлаждении наблюдается переход первого рода $S - FN$ (см. рис. 13).

2) Магнитная структура в DS -фазе

В фазе с доменной магнитной структурой (4.8) в рассеянии нейтронов на малые углы должны наблюдаться пики $(2k + 1)Q$, где k — целые числа, и пики — сателлиты ферромагнитного пика — $G + (2k + 1)Q$ в брэгговском рассеянии. Ферромагнитные пики в DS -фазе отсутствуют. Равновесная величина Q несколько уменьшается при охлаждении, причем равновесие по параметру Q может устанавливаться очень медленно. Относительная интенсивность пика $(2k + 1)Q$ в рассеянии на малые углы для идеальной доменной структуры в монокристалле падает с ростом k пропорционально $(2k + 1)^{-2}$ и в поликристаллическом образце — пропорционально $(2k + 1)^{-4}$.

Однако возможность экспериментального наблюдения высших пиков в рассеянии нейтронов в DS-фазе представляется крайне проблематичной. Дело в том, что дефекты магнитной подсистемы (нерегулярности в расположении магнитных ионов, локальные изменения РККИ-взаимодействия под влиянием примесей и т. п.) приводят к искривлениям доменных стенок и соответствующим отклонениям доменной структуры от идеальной структуры, показанной на рис. 4. Согласно результатам Шэма и Паттона¹⁵³ и Имри и Ма¹⁵⁴ в системах с размерностью $d \leq 4$ магнитные дефекты разрушают дальний порядок для неоднородной магнитной структуры, несоизмеримой с основной решеткой ионов (аналогично действию заряженных примесей на сверхструктуру типа волны зарядовой плотности). Экспериментально искажения доменной структуры под влиянием дефектов проявляются в резком ослаблении и уширении высших пиков в рассеянии нейтронов. В пренебрежении пиннингом доменных стенок на дискретной решетке ионов (расчеты⁴⁰) для монокристалла распределение интенсивности $I_k(\eta)$ пика k в зависимости от отстройки $\eta = |\mathbf{q} - \mathbf{G} - (2k + 1)\mathbf{Q}|$ определяется кривой

$$I_k(\eta) = \frac{2\eta_0^2 I_0}{\pi(\eta^2 + \eta_k^2)^2}, \quad \eta_k = (2k + 1)^2 \eta_0, \quad (5.4)$$

где параметр η_k определяет ширину пика.

3) Сверхпроводимость в DS-фазе

В грязных сверхпроводниках с $(h\tau)^2 \ll 1$ в DS-фазе есть энергетическая щель для одночастичных возбуждений, и она быстро падает при охлаждении.

В чистых сверхпроводниках в области сильных обменных полей $h \gg \Delta$ сверхпроводимость имеет бесщелевой характер (см. рис. 12). Бесщелевой характер спектра и смещение максимума плотности состояний квазичастиц при охлаждении могут быть обнаружены в туннельных экспериментах. В бесщелевом режиме равновесное направление \mathbf{Q} можно изменить, пропуская через монокристалл сверхпроводящий ток³⁴.

4) Переход DS—FN

В точке перехода T_{c2} исчезают доменные стенки, индуцированные сверхпроводимостью. Этот процесс должен происходить медленно. При переходе DS \rightarrow FN скачок среднего момента S в точке T_{c2} составляет примерно

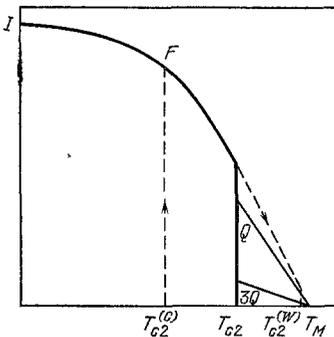


Рис. 14. Теоретическая зависимость интенсивности ферромагнитного пика F и сателлитов $(2k + 1)\mathbf{Q}$ от температуры.

Сплошные линии — равновесные значения, штриховые соответствуют кривым перегрева FN-фазы и переохлажденно DS-фазы.

$\sqrt{a/\xi_0}$, и он приводит к выделению скрытого тепла порядка энергии сверхпроводящей конденсации. При нагревании FN-фаза сохраняется в метастабильном состоянии вплоть до температуры появления бесконечно малого сверхпроводящего зародыша $T_{c2}^{(w)}$, которая очень близка к T_M в системах с $h_0 \gg \Delta_0$. Теоретически ожидаемая температурная зависимость интенсив-

ности ферромагнитного пика F и его сателлитов $(2k + 1)Q$ при переходах S—DS—FN в ферромагнитных сверхпроводниках с регулярной магнитной подсистемой показана на рис. 14. В реальных системах с дефектами высшие пики могут отсутствовать.

5) Влияние магнитного поля на DS-фазу

Магнитное поле $H < H_c$, направленное вдоль легкой оси, понижает температуру появления DS-фазы T_M и смещает точку перехода первого рода T_{c2} в сторону более высоких температур. Если такое поле проникает в сверхпроводник в фазе DS (например в тонкой пластинке), величина Q понижается и появляются четные пики ($2Q$ и т. д.). Фаза DS полностью подавляется магнитным полем, параллельным легкой оси, которое превышает критическое значения $H_c^{(w)} \approx \theta_{ex} \Delta_0 / \mu h_0$. Влияние поля, перпендикулярного легкой оси, на фазу DS оказывается существенно более слабым, чем влияние параллельного поля^{33, 34, 35}.

б) С в о й с т в а HoMo_6S_8 и HoMo_6Se_8

Измерения рассеяния нейтронов для HoMo_6S_8 выполнены на поликристаллических образцах^{16–18, 117}, и это обстоятельство существенно усложняет сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями теории.

В соответствии с выводами п. б) при охлаждении до температуры 0,69 К в рассеянии нейтронов на малые углы Линн и др.^{17, 18} обнаружили рост ферромагнитных флуктуаций. В области $T < 0,69$ К в рассеянии нейтронов появился пик вблизи волнового вектора $0,3 \text{ \AA}^{-1}$. Интенсивность рассеяния нейтронов в зависимости от угла рассеяния при охлаждении до различных температур представлена на рис. 15¹⁸. Эти данные однозначно указывают на появление неоднородной магнитной структуры в сверхпроводящем состоянии. Ниже 0,65 К неоднородная магнитная структура и сверхпроводимость исчезают.

На рис. 16 показана интенсивность рассеяния нейтронов на угол, соответствующий волновому вектору $Q = 0,0275 \text{ \AA}^{-1}$, в зависимости от магнитного поля и температуры при охлаждении и нагревании. Видно, что неоднородная структура не появляется при нагревании из FN-фазы, а при охлаждении она практически полностью подавляется полем, превышающим 400 Э. На этом же рисунке показаны температуры перегрева и переохлаждения сверхпроводящей фазы $T_{c2}^{(w)}$ и $T_{c2}^{(c)}$ по данным измерения восприимчивости на переменном токе в поле $H = 0$. Линн и др.¹⁸ отметили, что в области температур вблизи $T_{c2}^{(c)} \approx 0,612$ К, измеренной по восприимчивости, доменная структура оказывается уже метастабильной, так как при быстром охлаждении до 0,62 К интенсивность пика $Q = 0,027 \text{ \AA}^{-1}$ возрастает в два раза по сравнению с той, которая показана на рис. 16, а затем в течение примерно часа она понижается до уровня 360 отсчетов/мин. При более высоких температурах структура стабильна по крайней мере в течение дней.

Линн и др.¹¹⁷ измерили рассеяние нейтронов на малые углы, соответствующие волновым векторам $q = 0,009 \text{ \AA}^{-1}$ и $q = 0,030 \text{ \AA}^{-1}$. Измерения показали, что при охлаждении от T_M (0,74 — 0,75 К) до T_{c2} (0,67 — 0,70 К) присутствует только неоднородная структура с $Q = 0,030 \text{ \AA}^{-1}$, а ферромагнитное рассеяние ($q = 0,009 \text{ \AA}^{-1}$) появляется лишь ниже 0,7 К (рис. 17). На этом же рисунке видно, что при нагревании из области FN-фазы интенсивность пика $Q = 0,030 \text{ \AA}^{-1}$ выше T_{c2} возрастает незначительно, а ферромагнитный пик сохраняется до 0,72 К. Этот рисунок показывает также, что при охлаждении фаза с неоднородной структурой резко уменьшается по занимаемому объему ниже 0,69 К, но она сохраняется вместе со сверхпроводимостью вплоть до $T_{c2}^{(c)} \approx 0,62$ К в метастабильном состоянии. Поэтому при

охлаждении образец в области от 0,7 К до 0,62 К состоит из смеси фаз FN и сверхпроводящей фазы с неоднородным магнитным упорядочением, причем для установления равновесия в системе нужно время порядка нескольких часов¹¹⁷. Экспериментальные данные, показанные на рис. 17, находятся в полном соответствии с теоретическими предсказаниями (см. рис. 14). Рис.

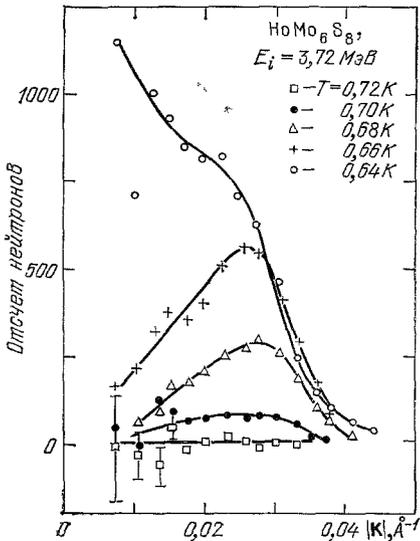


Рис. 15. Результаты измерения малоуглового рассеяния нейтронов при охлаждении вблизи температуры T_{c2} в поликристаллических образцах HoMo_6S_8 ¹⁸.

Видно появление пика с длиной волны 230 Å ниже 0,72 К, этот пик исчезает при 0,64 К. При 0,64 К и ниже аномально велико рассеяние нейтронов под малыми углами.

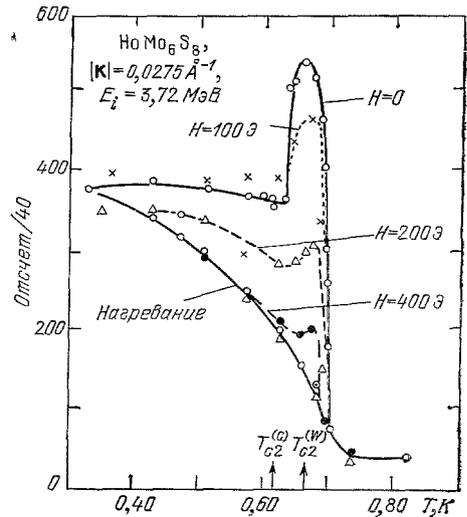


Рис. 16. Температурная зависимость рассеяния с волновым вектором $Q=0,0275 \text{ \AA}^{-1}$ в HoMo_6S_8 ¹⁸.

При охлаждении интенсивность быстро нарастает по мере появления неоднородной магнитной структуры. Ниже $T_{c2} = 0,65 \text{ К}$ рассеяние падает по мере появления фазы FN. Магнитное поле подавляет неоднородную магнитную структуру. При нагревании неоднородная структура не наблюдается. Точки перегрева и переохлаждения фазы сосуществования $T_{c2}^{(C)}$ и $T_{c2}^{(W)}$, показанные внизу, получены из измерений восприимчивости на переменном токе.

15—17 дают информацию об основном пике неоднородной магнитной структуры. Высшие пики в проведенных измерениях не были обнаружены.

Результаты брэгговского рассеяния нейтронов для пика (100) в HoMo_6S_8 представлены на рис. 18. На нем показано дополнительное магнитное рассеяние ниже $T_M = 0,67 \text{ К}$, которое пропорционально квадрату среднего магнитного момента $S^2(T)$. На рис. 18 видно различие этого параметра при охлаждении и нагревании. Отметим, что температурный ход интенсивности при нагревании типичен для стандартного ферромагнетика с эффективным моментом $1/2$ и переходом второго рода в точке Кюри.

Все эти экспериментальные данные показывают, что неоднородная структура имеет поперечную составляющую (только она фиксируется при рассеянии нейтронов) и что при охлаждении выше T_{c2} в структуре есть компонента Фурье с волновым вектором $Q = 0,030 \text{ \AA}^{-1}$, а ферромагнитная компонента и компонента $2Q$ отсутствуют. Эти результаты находятся в соответствии с предсказаниями о доменной структуре фазы сосуществования; см. п. 2).

Рассмотрим теперь вопрос о величине и температурной зависимости Q . Из рис. 15 видно, что величина Q практически не зависит от температуры. Отождествив значение волнового вектора $Q = 0,30 \text{ \AA}^{-1}$ с величиной Q_{c2} . Мы можем тогда оценить величину \tilde{a} с помощью выражения (4.13а). Взяв оценку $v_F \approx 1,8 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ из численных расчетов Фримена и Ярлборга¹⁰⁸,

для зонной структуры тройных халькогенидов, получаем $\xi_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-5}$ см. Экспериментальные данные Ишикавы и Фишера¹⁵ относительно $H_{c2}(T)$ около T_{c1} дают $\xi \approx \sqrt{\xi_0 l} \approx 300 \text{ \AA}$ и $l \approx 60 \text{ \AA}$. Полученные оценки для h_0 , ξ_0 и l (см. табл. II) показывают, что рассматриваемые образцы HoMo_6S_8 могут быть описаны теорией грязных сверхпроводников с $Q^{-1} \ll l \ll v_F/h$. Используя (4.13а), получаем разумное значение $\tilde{a}(T_{c2}) \approx 2,5 \text{ \AA}$. В точке T_M из (4.5) имеем $Q_M \approx 0,04 \text{ \AA}^{-1}$. Мы видим, что фактически уменьшение Q при охлаждении должно быть малым, и его трудно заметить экспериментально, так как основное изменение происходит вблизи точки T_M , где интенсивность пика Q мала и его наблюдение затруднено.

В согласии с п. г), при переходе DS — FN наблюдается значительный гистерезис: FN-фаза сохраняется почти до T_M , а DS-фаза выживает до точки $T_{c2}^{(c)} \approx 0,62 \text{ K}$. Для температур $T_{c2}^{(c)} \approx 0,62 \text{ K}$ и $T_{c2} \approx 0,7 \text{ K}$ из рис. 17 по-

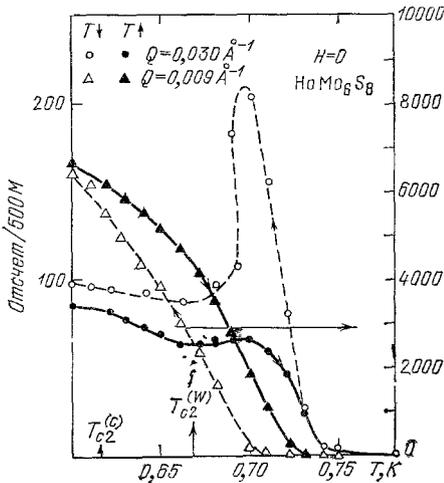


Рис. 17. Температурная зависимость интенсивности рассеяния нейтронов для модулированной компоненты и ферромагнитной ($0,009 \text{ \AA}^{-1}$) компоненты в HoMo_6S_8 ¹¹⁷.

Видно, что при охлаждении до $0,7 \text{ K}$ присутствует только неоднородная компонента.

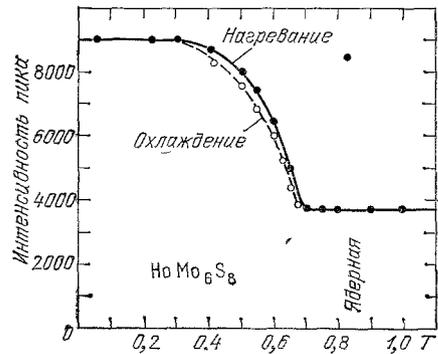


Рис. 18. Интенсивность пика (100) в зависимости от температуры в HoMo_6S_8 ¹⁸. Интенсивность выше $T_M = 0,67 \text{ K}$ обусловлена ядерным брэгговским рассеянием. Дополнительное рассеяние ниже T_M пропорционально квадрату среднего значения магнитного момента.

лучаем соотношение $S_{c2}^{(c)} = 1,26 S_{c2}$, совпадающее с теоретическим. Экспериментальные данные в точке T_{c2} примерно соответствуют теоретическому соотношению (4.14а): для правой части (4.14а) получаем величину 6 \AA при $\theta_{ex} \approx \bar{\theta}_{ex} \approx 0,15 \text{ K}$, в то время как левая часть составляет около 12 \AA при величине $S_{c2}^2 \approx 0,35$ из рис. 18. В теплоемкости вблизи T_{c2} Вулф и др.¹²¹ обнаружили очень резкий пик, свидетельствующий о переходе первого рода в этой точке.

В согласии с п. д), магнитное поле уменьшает температуру перехода S — DS. Соответствующее уменьшение интенсивности пика с ростом поля вблизи T_M (при $T = 0,735 \text{ K}$) наблюдали Линн и др.¹¹⁷. Подавление неоднородной магнитной структуры в магнитном поле в HoMo_6S_8 ниже T_M обнаружено в^{16-18, 117} (см. рис. 16). Интенсивность рассеяния на волновом векторе Q быстро падает при возрастании поля выше примерно $100-200 \text{ \AA}$. Согласно теоретическим результатам (п. д)), параллельное критическое поле составляет около 100 \AA . В¹¹⁷ наблюдалась также анизотропия интенсивности пика Q в зависимости от ориентации волнового вектора рассеяния q относительно поля H (рис. 19). Этот результат также согласуется с предсказаниями пункта д) относительно анизотропии поведения системы в магнитном по-

ле. Вклад в рассеяние нейтронов при $q \parallel H$ дают кристаллиты, в которых в DS-фазе $Q \parallel H$, а намагниченность (и легкая ось) перпендикулярны Q и H из-за поперечности структуры. В случае $q \perp H$ есть компонента поля, направленная вдоль намагниченности (и легкой оси), и действие ее на фазу сосуществования сильнее, чем для поля, направленного вдоль трудного направления. Это приводит к более быстрому разрушению DS-фазы в тех кристаллитах, которые дают вклад в рассеяние для случая $q \perp H$.

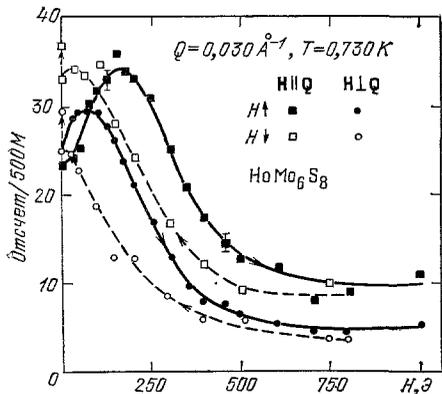


Рис. 19. Зависимость интенсивности пика $Q = 0,03 \text{ \AA}^{-1}$ в модулированной фазе HoMo_6Se_8 от магнитного поля для параллельной и перпендикулярной ориентации Q по отношению к H ¹¹⁷.

Отметим, что на рис. 19 видно увеличение интенсивности пика при включении слабого магнитного поля и лишь в более сильных полях интенсивность падает в соответствии с выводом теории. Причина аномального поведения пика Q в слабых полях не ясна.

Рассмотрим теперь свойства второго ферромагнитного сверхпроводника из семейства тройных халькогенидов — соединения HoMo_6Se_8 . Линн и др. ¹⁵¹ обнаружили, что поликристаллические образцы этого соединения переходят в сверхпроводящее состояние при $T_c = 5,5 \text{ K}$, и оно сохраняется вплоть до самых низких температур $0,04 \text{ K}$, достигнутых в эксперименте. В точке $T_M = 0,53 \text{ K}$ рассеяние нейтронов указывает на появление неоднородного маг-

нитного упорядочения с волновым вектором $Q(T)$, который монотонно падает при охлаждении от $Q(T_M) = 0,09 \text{ \AA}^{-1}$ до $Q = 0,062 \text{ \AA}^{-1}$ ¹⁵¹ при $0,4 \text{ K}$ и затем остается практически постоянным в области $T < 0,4 \text{ K}$. Ферромагнитный пик и высшие пики не были обнаружены. Измерения интенсивности пика Q показывают, что намагниченность выходит на насыщение примерно при $0,3 \text{ K}$.

Прежде всего замечательно, что возвратное поведение сверхпроводимости в HoMo_6Se_8 отсутствует, т. е. обменное поле в этом соединении меньше критического значения h_{oc} . Из (4.14) следует, что величина θ_{ex} тогда меньше соответствующего критического значения $\theta_{ex}^{(c)} = 0,077 \Delta_0 \nu_F N(0) Q(0)$ (мы считаем HoMo_6Se_8 грязным сверхпроводником с $Q^{-1} \ll l \ll \xi_0$). Используя экспериментальные значения $Q(0)$ и T_c и данные табл. I, находим, что $\theta_{ex}^{(c)} = 0,34 \text{ K}$, в то время как величина $\theta_{ex} \approx 0,14 \text{ K}$ (она получена из сравнения T_c для LuMo_6Se_8 и HoMo_6Se_8). Считая, что $\theta_{cx} \ll \theta_{ex}$, убеждаемся, что условие $\theta_{ex} < \theta_{ex}^{(c)}$ в HoMo_6Se_8 действительно выполнено. Из (4.9) следует что при $0,6\theta_{ex}/\theta_{ex}^{(c)} \ll 1$ влиянием магнитного упорядочения на сверхпроводимость можно пренебречь и можно думать, что в HoMo_6Se_8 это условие удовлетворяется. Зависимость $Q(T)$ хорошо согласуется с предсказаниями теории. Отметим, что при уменьшении температуры величина Q перестает меняться в том интервале, где намагниченность еще возрастает. Этот факт подтверждает вывод о слабом влиянии магнетизма на сверхпроводимость в HoMo_6Se_8 , и он показывает, что вся температурная зависимость Q связана с температурной зависимостью поверхностной энергии доменной стенки (см. (4.7) и ¹⁵²). Линн и др. наблюдали очень большое время установления равновесия при охлаждении ниже T_M (порядка 50 часов). Это можно объяснить тем, что время образования равновесного числа доменных стенок при столь низких температурах очень велико.

Таким образом, экспериментальные данные для HoMo_6S_8 и HoMo_6Se_8 в основных пунктах согласуются с предсказаниями теории DS-фазы.

в) Экспериментальные данные для ErRh_4B_4

Результаты измерений сопротивления на постоянном токе и магнитной восприимчивости на переменном токе, выполненных Мэйлом и др.⁹⁴ на поликристаллических образцах ErRh_4B_4 , показывают возвратное поведение сверхпроводимости в этом соединении, причем переход N — S в точке T_{c1} есть переход второго рода, а переход в нормальное состояние в точке T_{c2} имеет заметный гистерезис и, несомненно, относится к переходам первого рода. Магнитная природа перехода в точке T_{c2} была выяснена в результате измерений теплоемкости, выполненных Вулфом и др.⁴⁹

Первые нейтронные измерения Монктона и др.¹⁴ показали монотонный рост ферромагнитных брэгговских пиков, начиная с температур несколько выше 1 К. Последующие нейтронные исследования¹⁹, выполненные также на поликристаллических образцах, выявили присутствие пика на волновом векторе $Q=0,06 \text{ \AA}^{-1}$ в рассеянии на малые углы в области температур от 1 К до 0,6 К, причем интенсивность этого пика была меньше при нагревании, чем при охлаждении.

Результаты измерения рассеяния нейтронов и сопротивления, выполненные Синхи и др.²⁰ на монокристалле, представлены на рис. 20. На нем показана температурная зависимость интенсивности ферромагнитного F-пика и его сателлита, а также сопротивления образца. Положение четырех сателлитов ферромагнитного пика (101) в плоскости b^*, c^* определяется векторами $Q = \pm (0,042b^*, \pm 0,055c^*)$ при направлении момента вдоль оси a , т. е. неоднородная структура попережна. Интенсивность двух из этих сателлитов больше, чем интенсивность двух других, что свидетельствует об одномерном характере неоднородного упорядочения. При этом в одних областях кристалла реализуется структура с волновым вектором $Q = \pm (0,042b^*, 0,055c^*)$, а в других структура с кристаллографически эквивалентным вектором $\pm (0,042b^* - 0,055c^*)$. Преобладание одной из них связано с напряжениями в кристалле. Высшие сателлиты не были обнаружены, т. е. их интенсивность была меньше, чем 2% от интенсивности основных сателлитов. Величина Q практически не зависела от температуры.

Из рис. 20 видно прежде всего, что сателлиты обнаруживаются одновременно с ферромагнитным пиком, причем их суммарная интенсивность мала по сравнению с основным пиком и не превышает 10% от его интенсивности. Согласно измерениям Мука и др.¹⁴⁵, при 1,1 К дальний ферромагнитный порядок отсутствует и упорядочение распространяется лишь на области с раз-

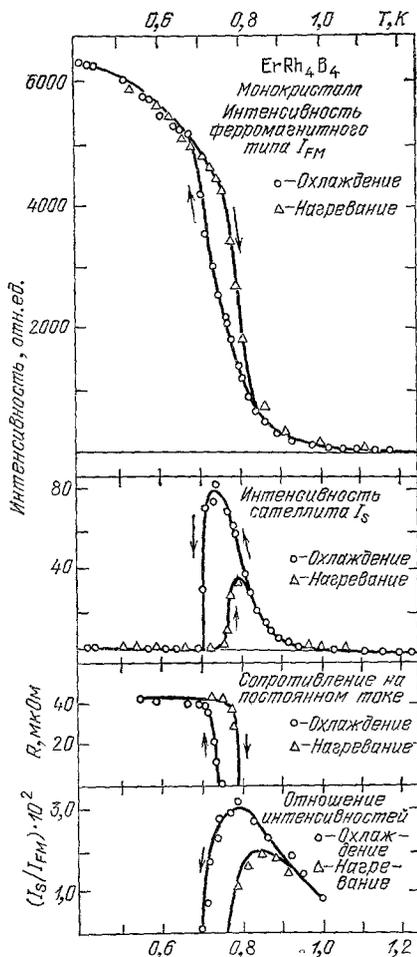


Рис. 20. Результаты измерений рассеяния нейтронов и сопротивления на постоянном токе в монокристалле ErRh_4B_4 ²⁰.

мером 200 \AA . Истинный дальний порядок устанавливается при более низких температурах, и при $0,8 \text{ K}$ размеры магнитных областей превышают уже $10\,000 \text{ \AA}$.

Данные для интенсивности пиков F и Q , представленные на рис. 20, явно не согласуются с теоретическими предсказаниями, показанными на рис. 14. Мы видим, что в ErRh_4B_4 при переходе из немагнитной фазы S в нормальную магнитную фазу FN регулярная неоднородная магнитная структура хотя и появляется, но в столь малом объеме образца, что в первом приближении можно считать, что она вообще отсутствует.

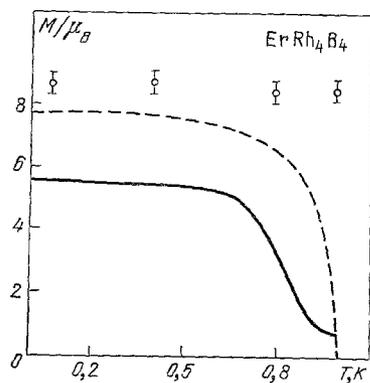


Рис. 21. Среднее значение момента на ионе Er в ErRh_4B_4 в зависимости от температуры.

Вверху — данные мёссбауэровских исследований 110 , в середине — теоретическая кривая для идеального кристалла 40 , внизу — данные нейтронных исследований 10 .

($7,6\mu_B$) близко к мёссбауэровскому ($8,3 \pm 0,2$) μ_B , но нейтронный результат ($5,6\mu_B$) существенно меньше ожидаемого.

Фрадин и др. 110 отметили, что различие мёссбауэровских и нейтронных измерений свидетельствует о присутствии в системе неупорядоченной компоненты намагниченности. В 40 высказано предположение, что присутствие когерентной компоненты (вдоль оси a) и неупорядоченной компоненты (вдоль оси b) может быть следствием появления в базисной плоскости хаотически ориентированной легкой оси из-за дефектов кристаллической структуры. Действие случайной анизотропии в сочетании со знакопеременным магнитно-дипольным и РККИ-взаимодействием ЛМ может приводить к магнитному упорядочению веерного (асперомагнитного) типа 142 . Наблюдавшиеся в 47 резкий рост намагниченности в ErRh_4B_4 при $T = 0,4 \text{ K}$ от $5,6\mu_B$ до $7\mu_B$ при наложении очень слабого магнитного поля и медленный выход на насыщение $8,5\mu_B$ в поле 7 кЭ характерны для асперомагнитного упорядочения.

В рамках гипотезы об асперомагнетизме в реальных кристаллах ErRh_4B_4 расхождение теоретических предсказаний с экспериментальными данными можно объяснить тем, что нерегулярность магнитного упорядочения подавляет образование когерентной неоднородной магнитной структуры в фазе сосуществования. Процесс перехода фазы S в фазу FN заключается тогда в росте асперомагнитных нормальных областей, вкрапленных в немагнитную фазу S , причем в целом этот переход ближе к переходу первого рода $S - FN$, чем к серии переходов $S - DS - FN$.

В рамках этих представлений могут быть объяснены туннельные измерения в ErRh_4B_4 $^{99-102}$ и измерения поглощения звука $^{75, 138}$. Умбах и др. 101 обнаружили быстрый спад джозефсоновского тока ниже $1,4 \text{ K}$ в контакте с ErRh_4B_4 и расщепление фраунгоферовых максимумов в зависимости тока от магнитного поля в области $1,1 - 1,2 \text{ K}$. Эти два эффекта могут быть связаны с появлением ферромагнитных областей, подавляющих джозефсоновский ток и создающих дополнительное неоднородное поле в образце. Появление хао-

В настоящее время мы не знаем достоверно причины подавления DS -фазы в ErRh_4B_4 . Видимо, ключ к решению этой загадки дают экспериментальные факты, указывающие на аномальное магнитное поведение нормальной фазы FN исследованных образцов ErRh_4B_4 . Шеной и др. $^{140, 110}$ уже давно заметили, что результаты мёссбауэровских измерений момента в FN -фазе сильно отличаются от результатов нейтронных измерений (рис. 21). На этом рисунке, кроме результатов мёссбауэровских (вверху) и нейтронных (внизу) измерений, приведена теоретическая кривая для момента в FN -фазе идеального кристалла ErRh_4B_4 , рассчитанная в работе 40 на основе известного гамильтониана кристаллического поля $^{115, 141}$. Теоретическое значение момента насыщения

тически расположенных магнитных областей в сверхпроводящей фазе ниже 1,2 К делает образцы неоднородными для прохождения ультразвука, что может объяснить появление в температурной зависимости его затухания широкого максимума в районе от 1,4 до 0,9 К^{75, 138}.

Обнаружение сателлитов в ErRh_4B_4 показывает, что фаза DS все-таки образуется. По-видимому, это происходит в той небольшой части образца, где кристаллическая структура близка к идеальной. В соответствии с теоретическими предсказаниями эта структура поперечна и одномерна. Неудачные попытки обнаружить высшие сателлиты, предпринятые Муком и др.¹⁴⁵, еще не исключают доменный характер магнитной структуры, так как в случае нерегулярности доменной структуры высшие пики оказываются очень слабыми и широкими; см. (5.1). Величина волнового вектора $Q = 0,06 \text{ \AA}^{-1}$ согласно формуле (4.146) дает разумную оценку $\bar{a} \approx 1 \text{ \AA}$.

Таким образом, гипотеза асперомагнетизма позволяет понять на качественном уровне поведение ErRh_4B_4 не только в нормальной фазе, но и при переходе S — FN. Если это предположение окажется правильным, то мы должны будем сделать вывод, что даже полученные сейчас монокристаллы ErRh_4B_4 недостаточны регуляры для полной проверки теоретических предсказаний относительно структуры фазы сосуществования. Приближение к более идеальному поведению в монокристаллах может быть достигнуто наложением одноосного давления, приводящего к выделению регулярной легкой оси в базисной плоскости. Отметим, что аномальное поведение реальных образцов ErRh_4B_4 , видимо, связано со слабой анизотропией внутри легкой плоскости, см.⁴⁰ Эта причина отсутствует в одноосном ферромагнетике HoMo_6S_8 , и там малые искажения структуры не могут привести к столь сильному отклонению магнитной структуры от ферромагнитной. Поэтому получение монокристаллов HoMo_6S_8 могло бы полностью прояснить картину поведения ферромагнитных сверхпроводников ниже точки T_M .

В табл. II представлены основные характеристики HoMo_6S_8 и ErRh_4B_4 .

г) Возвратная сверхпроводимость
в тройных силикатах, станнидах
и псевдотройных соединениях

Выше мы отмечали, что в TmFe_3Si_5 наблюдается переход первого рода S — FN при $T_{c2} \approx 1,1 \text{ К}$ ($T_{c1} = 1,3 \text{ К}$). Эти данные находятся в соответствии с выводом об отсутствии фазы сосуществования в соединениях с близкими значениями T_{c1} и θ (п. е) гл. 4).

Прямой переход первого рода S—FN обнаружен также в тройных станнидах и псевдотройных соединениях. Наиболее ярко взаимодействие маг-

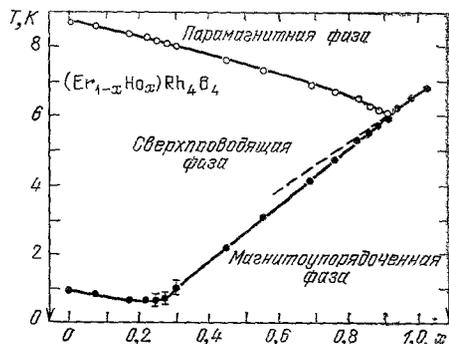


Рис. 22. Фазовая диаграмма псевдотройного соединения $(\text{Er}_{1-x}\text{Ho}_x)\text{Rh}_4\text{B}_4$.

Штриховая кривая показывает температуру магнитного перехода θ , которая была бы в отсутствие сверхпроводимости.

нитного и сверхпроводящего упорядочений в соединениях этого класса иллюстрирует система $(\text{Er}_{1-x}\text{Ho}_x)\text{Rh}_4\text{B}_4$ ^{80, 95, 132, 145}. Фазовая диаграмма этого сплава показана на рис. 22. Соединение HoRh_4B_4 представляет собой

ферромагнетик с эффективным спином $1/2$ и упорядочением вдоль оси c . При $x < 0,9$ наблюдается возвратная сверхпроводимость, причем при $x > 0,3$ ниже T_{c2} вдоль оси c упорядочиваются моменты Ho , а при $x < 0,3$ — моменты Er в базисной плоскости. В области $0,3 < x < 0,9$ переход в точке T_{c2} оказывается резким переходом первого рода S — FN , и из анализа нейтронных данных Вульф и др.²³ установили, что намагниченность исчезает скачком в точке T_{c2} . Экстраполяция к нулевому значению намагниченности дает температуру Кюри θ в отсутствие сверхпроводимости, и она показана штриховой линией на рис. 22 (при $x = 0,6$ различие θ и T_{c2} составляет $0,2$ К).

Причина перехода S — FN без появления фазы сосуществования в рассматриваемых соединениях объясняется, по-видимому, не только близостью точек T_{c1} и θ . Можно думать, что, как и в ErRh_4B_4 , в нерегулярных кристаллах неупорядоченность магнитной подсистемы подавляет когерентную неоднородную магнитную структуру, необходимую для фазы сосуществования. Измерения сверхтонких полей на ядрах ^{11}B с помощью ЯМР, выполненные Кохарой и др.¹⁴⁶ при $1,3$ К, действительно показали сильный разброс сверхтонких полей в соединениях $\text{Er}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ с $x = 0,6$ и $0,8$ в присутствии внешнего магнитного поля из-за хаотического направления моментов Er и/или нерегулярного расположения моментов Ho . Таким образом, поведение соединений с нерегулярной магнитной подсистемой согласуется с предположением о губительном действии магнитного беспорядка на фазу сосуществования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы перечислим теперь наиболее интересные, на наш взгляд, аспекты физики магнитных сверхпроводников с локализованными магнитными моментами.

1. Все магнитные сверхпроводники принадлежат к сверхпроводникам второго рода около T_{c1} , но несколько выше точки T_M в ферромагнетиках и вблизи T_N в антиферромагнетиках они могут оказаться сверхпроводниками первого рода в зависимости от размагничивающего фактора и соотношения между параметрами электромагнитного и обменного взаимодействий. Этот эффект обнаружен в ErRh_4B_4 , и в сферических образцах этого соединения можно наблюдать вблизи 1 К промежуточное состояние.

2. В этой же области температур в чистых соединениях в присутствии параллельного магнитного поля может быть получена фаза с неоднородным сверхпроводящим параметром порядка типа LOFF. В обычных сверхпроводниках такая фаза недостижима, и магнитные сверхпроводники представляют уникальную возможность ее экспериментального исследования. В частности, она должна наблюдаться в образцах ErRh_4B_4 , приготовленных в форме пластинки и помещенных в поле, перпендикулярное пластинке. Исчерпывающий теоретический анализ фазы LOFF пока отсутствует.

3. В ферромагнитных сверхпроводниках с регулярной магнитной подсистемой и магнитной точкой $T_M \ll T_{c1}$ ниже T_M должна наблюдаться фаза сосуществования DS с неоднородной поперечной одномерной магнитной структурой доменного типа. В чистых соединениях сверхпроводимость фазы сосуществования имеет бесщелевой характер. Экспериментальные данные указывают на реализацию DS -фазы в HoMo_6Se_8 , HoMo_6S_8 и в ErRh_4B_4 . Однако в ErRh_4B_4 эта фаза присутствует лишь в небольшой части объема образца — по-видимому, из-за магнитной неупорядоченности в реальных образцах этого соединения. Соединение HoMo_6S_8 получено только в виде поликристаллических образцов и относится к грязным сверхпроводникам.

4. Облучение лазером способно подавить сверхпроводимость частично или полностью без серьезного воздействия на магнитное упорядочение (см. ⁹³). Поэтому открывается возможность исследовать магнитную структуру в отсутствие сверхпроводимости в той области температур, где реали-

зуется фаза сосуществования, а также воздействовать на магнитную структуру через сверхпроводящую подсистему. Эксперименты такого типа позволили бы непосредственно увидеть, как сверхпроводимость влияет на магнитное упорядочение. Отметим, что переход DS—FN может наблюдаться оптическим методом, так как в FN-фазе отражение света зависит от поляризации, в то время как в DS-фазе такая зависимость отсутствует.

Ряд экспериментальных и теоретических проблем физики магнитных сверхпроводников остается пока нерешенным.

Прежде всего остается загадочным поведение ErRh_4B_4 ниже T_M , хотя большинство исследователей считает, что как раз это соединение играет сейчас ключевую роль в исследовании проблемы сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма. Гипотеза об асперомагнетизме в ErRh_4B_4 способна объяснить экспериментальные факты, но предположение о сильной магнитной неупорядоченности в довольно регулярном монокристалле на первый взгляд кажется маловероятным. Несомненно, в ближайшем будущем мы получим ответ на вопрос о структуре магнитного упорядочения в FN-фазе этого соединения с помощью измерения диффузного рассеяния нейтронов, мессбауэровских измерений в магнитном поле и ЯМР исследований сверхтонких полей на ядрах ^{14}B , аналогичных измерениям, выполненным Кохарой и др.¹⁴⁶ Эксперименты с приложением одноосного давления к монокристаллам также могли бы прояснить ситуацию.

По-видимому, с проблемой ErRh_4B_4 тесно связан вопрос о влиянии магнитной неупорядоченности на фазу сосуществования ферромагнитных сверхпроводников. Теоретические исследования этой проблемы пока отсутствуют; с экспериментальной стороны было бы интересно провести измерения малоуглового рассеяния нейтронов в ряду соединений $\text{Ho}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mo}_6\text{X}_8$ с возрастающими значениями x ($X = \text{S}, \text{Se}$).

Интеригующим остается вопрос о возможности наблюдения локализованной сверхпроводимости на доменных стенках нормальной фазы возвратных сверхпроводников. Анализ¹²⁹ показывает, что экспериментальный поиск сверхпроводящих доменных стенок было бы целесообразно проводить скорее всего в нерегулярных возвратных сверхпроводниках с переходом S—FN без фазы сосуществования. Соединение $\text{Ho}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$ кажется наиболее перспективным с этой точки зрения.

Авторы признательны В. Л. Гинзбургу за интерес к проблеме, чтение статьи в рукописи и критические замечания. Они выражают также благодарность А. И. Ларкину, Д. А. Киржницу, Ю. В. Конаеву, И. О. Кулику, А. И. Русинову, Д. Е. Хмельницкому, Д. И. Хомскому и Е. Ф. Шендеру за полезные обсуждения.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР
Институт физики Сербской Академии наук,
Белград, СФРЮ

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. — ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 202.
2. Matthias В. Т., Suhl Н., Corenzwit E. — Phys. Rev. Lett., 1958, v. 1, p. 92, 444.
3. Абрикосов А. А., Горьков Л. П. — ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1781.
4. Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода. — М.: Мир, 1970.
5. Горьков Л. П., Русинов А. И. — ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1363.
6. Maple M. B. — Appl. Phys., 1976, v. 9, с. 179.
7. Anderson P. W., Suhl H. — Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 898.
8. Маттис Д. Теория магнетизма. — М.: Мир, 1967. — Гл. 7.
9. Креу U. — Intern. J. Magnet., 1973, v. 3, p. 65; v. 4, p. 153.

10. Ishikawa M., Fischer Ø. — Sol. State Comm., 1977, v. 24, p. 747.
11. McCallum R. W., Johnston D. C., Shelton R. N., Maple M. B. — Ibid., p. 391.
12. Hamaker H. C., Woolf L. D., McKay H. B., Fisk Z., Maple M. B. — Ibid., 1979, v. 31, p. 139.
13. Fertig W. A., Johnston D. C., Doelong L. E., McCallum R. W., Maple M. B., Mattias B. T. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 387.
14. Moncton D. E., McWhan D. B., Eckert J., Shirane G., Thomlinson W. — Ibid., v. 39, p. 1164.
15. Ishikawa M., Fischer Ø. — Sol. State Comm., 1977, v. 23, p. 37.
16. Lynn J. W., Raggazoni A., Pynn R., Jaffrin J. — J. de Phys. Lett., 1981, t. 42, p. L-45.
17. Lynn J. W., Shirane G., Thomlinson W., Shelton R. N. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 368.
18. Lynn J. W., Shirane G., Thomlinson W., Shelton R. N., Moncton D. E. — Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 24, p. 3817.
19. Moncton D. E., McWhan D. B., Schmidt P. H., Shirane G., Thomlinson W., Maple M. B., McKay H. B., Woolf L. D., Fisk Z., Johnston D. C. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 45, p. 2060.
20. Sinha S. K., Mook H. A., Hinks D. G., Crabtree G. W. — Ibid., 1982, v. 48, p. 950.
21. Andres K., Remeika J. P., Espinosa G. P., Cooper A. S. — Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 23, p. 1179.
22. Lachal B., Ishikawa M., Junod A., Muller J. — J. Low Temp. Phys., 1982, v. 46, p. 467.
23. Woolf L. D., Johnston D. C., Mook H. A., Koehler W. C., Maple M. B., Fisk Z. — Physica. Ser. B, 1982, v. 109—110, p. 2045.
24. Bulaevskii L. N., Rusinov A. I., Kulic M. L. — Sol. State Comm., 1979, v. 30, p. 59; J. Low Temp. Phys., 1980, v. 39, p. 256.
25. Blount E. I., Varma C. M. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1079.
26. Ferrel R. A., Bhattaracharjee J. K., Bagchi A. — Ibid., v. 43, p. 154.
27. Matsumoto H., Umezawa H., Tachiki M. — Sol. State Comm., 1979, v. 31, p. 157.
28. Greenside H. S., Blount E. I., Varma C. M. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 49.
29. Kuper C. G., Revzen M., Ron A. — Ibid., 1980, v. 44, p. 1454.
30. Tachiki M., Matsumoto H., Koyama T., Umezawa H. — Sol. State Comm., 1980, v. 34, p. 19.
31. Tachiki M. — Physica, 1982, v. 109—110, p. 1699.
32. Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., Panjukov S. V., Kulic M. L. — Sol. State Comm., 1982, v. 44, p. 1247; Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 28, p. 1370.
33. Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., Panjukov S. V. — Sol. State Comm., 1982, v. 43, p. 135; ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 768.
34. Bulaevskii L. N., Panjukov S. V. — J. Low Temp. Phys., 1983, v. 52, p. 137.
35. Буздин А. И., Булаевский Л. Н. — ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 1454.
36. Kulic M. L. — Phys. Lett. Ser. A, 1981, v. 81, p. 359.
37. Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., Panjukov S. V., Rusinov A. I. — Sol. State Comm., 1981, v. 40, p. 683.
38. Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., Panjukov S. V., Kulic M. L. — Phys. Lett. Ser. A, 1982, v. 89, p. 93.
39. Baltensperger W., Strassler S. — Phys. kondens. Mater., 1983, Bd. 1, S. 20.
40. Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., Kulic M. L., Panjukov S. V. — J. Low Temp. Phys., 1985.
41. Shelton R. N. — In: Proc. of IV Conference on Superconductivity in d and f Band Metals. — Karlsruhe, 1982. — P. 123.
42. Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Кротов С. С. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, с. 678; Sol. State Comm., 1983, v. 48, p. 719.
43. Kadousky H. B., Knapp G. S., Konvel J. S., Klippert T. E., Downey J. W. — In: Ternary Compounds/ Ed. G. K. Shenoy, B. D. Dunlap, F. Y. Fradin. — Amsterdam: North-Holland, 1981. — P. 151.
44. Ott H. R., Fertig W. A., Johnston D. C., Maple M. B., Matthias B. T. — J. Low Temp. Phys., 1979, v. 33, p. 159.
45. Behroozi F., Crabtree G. W., Campbell S. A., Snider D. R., Scheider S., Levy M. — Ibid., 1982, v. 49, p. 73.
46. Okuda K., Nakakura Y., Kadowaki K. — Sol. State Comm., 1979, v. 32, p. 185.
47. Crabtree G. W., Behroozi F., Campbell S. A., Hinks D. G. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1342.

48. Mook H. A., Pringle O. A., Kawarazaki S., Sinha S. K., Crabtree G. W., Hinks D. G., Maple M. B., Fisk Z., Johnston D. C., Woolf L. D. — Цит. в ⁴¹ сб. — P. 201.
49. Woolf L. D., Johnston D. C., McKay N. B., Callum R. W., Maple M. B. — J. Low Temp. Phys., 1979, v. 35, p. 651.
50. Ishikawa M., Muller J. — Sol. State Comm., 1978, v. 27, p. 761.
51. Segre C. U., Braun H. F. — Phys. Lett. Ser. A, 1981, v. 85, p. 372.
52. Fisk Z., Lambert S. E., Maple M. B., Remeika J. P., Espinosa G. P., Cooper A. S., Barz H., Oseroff S. — Sol. State Comm. 1982, v. 41, p. 63.
53. Vandenberg J. M. — Mat. Res. Bull., 1980, v. 15, p. 835.
54. Acker F., Ku H. C. — Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 25, p. 5962.
55. Yang K. N., Lambert S. E., Hamaker H. C., Maple M. B., Mook H. A., Ku H. C. — Цит. в ⁴¹ сб. — P. 217.
56. Hamaker H. C., Ku H. C., Maple M. B., Mook H. A. — Sol. State Comm., 1982, v. 43, p. 455.
57. Maple M. B. — In: Proc. of ICM'82. — Kyoto, 1982.
58. Acker F., Schellenberg L., Ku H. C. — Цит. в ⁴¹ сб. — P. 237.
59. Adrian H., Muller R., Behrle R. — Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 26, p. 2450.
60. Hamaker H. C., McKay H. B., Torikachvili M. S., Woolf L. D., Maple M. B. — J. Low Temp. Phys., 1981, v. 44, p. 533.
61. Ku H. C., Lambert S. E., Maple M. B. — Цит. в ⁴¹ сб. — P. 231.
62. Sarkissian B. V. B. — Ibid. — P. 311; J. Appl. Phys., 1983, v. 53, p. 8070.
63. Wiethage W., Entel P., Mühlischlegel B. — Zs. Phys. Ser. B, 1982, Bd. 47, S. 35.
64. McKay H. B., Woolf L. D., Maple M. B., Johnston D. C. — J. Low Temp. Phys., 1980, v. 41, p. 639.
65. Maekawa S., Huang C. Y. — In: Proc. of Intern. Conference on Crystalline Field and Structure Effects in Electrons Systems. Philadelphia, 1979.
66. Behroozif, Crabtree G. W., Campbell S. A., Hinks D. G. — Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 27, p. 6849.
67. Kumagai K., Fradin F. Y. — Цит. в ⁴¹ сб. — P. 227; Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 17, p. 2770.
68. Redi M., Anderson P. W. — Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1981, v. 78, p. 27.
69. Уайт Р. М. Квантовая теория магнетизма. — М.: Мир, 1972. — Гл. 6.
70. Жарков Г. Ф. — ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 412; 1959, т. 37, с. 1784.
71. Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. — ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 2087.
72. Acker F., Ku H. C. — J. Low Temp. Phys., 1981, v. 42, p. 449.
73. Ott H. R., Keller G., Odoni W., Woolf L. D., Maple M. B., Johnston D. C., Mook H. A. — Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 25, p. 477.
74. Горьков Л. П. — ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 735; 1959, т. 36, с. 1918.
75. Schneider S. C., Levy M., Chen R., Tachiki M., Johnston D. C., Matthias B. T. — Sol. State Comm., 1981, v. 40, p. 61.
76. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1138.
77. Fulde P., Ferrell R. A. — Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 135, p. 550.
78. Nakanishi K., Maki K. — Progr. Theor. Phys., 1972, v. 48, p. 1059.
79. Gruenberg L. W., Gunther L. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 996.
80. Johnston D. C., Fertig W. A., Maple M. B., Matthias B. T. — Sol. State Comm., 1978, v. 26, p. 141.
81. Eilenberger G. — Zs. Phys., 1968, Bd. 214, S. 195.
82. Maki K. — In: Superconductivity/ Ed. R. D. Parks. — N. Y., 1969. — V. 2, p. 1035.
83. Панюков С. В. — ФНТ, 1984.
84. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. — М.: Мир, 1977.
85. Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л. — ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 774.
86. Бразовский С. А. — ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 175.
87. Бразовский С. А., Дзялошинский И. Е., Кухаренко Б. Т. — ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 2257.
88. Schuh V., Grewe N. — Zs. Phys. Ser. B, 1982, Bd. 46, S. 149.
89. Kleinert H. — Phys. Lett. Ser. A, 1982, v. 90, p. 259.
90. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — Гл. 5.
91. Roshen W. A., Ruvalds J. — Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 28, p. 1329.
92. Ishikawa M. — Contemp. Phys., 1982, v. 23, p. 443.
93. Langenberg D. N. — In: Proc. of Low. Temp. LT-14. — Amsterdam: North-Holland, 1975. — V. 5, p. 223.
94. Maple M. B., Hamaker H. C., Woolf L. D., McKay H. B., Fisk Z., Odoni W., Ott H. R. — In: Crystalline Electric Field and Struc-

- tural Effects in f Electron Systems/ Ed. J. E. Crow, R. P. Guertin, T. W. Mihalisen.— N. Y.: Plenum Press, 1980. — P. 533.
95. Mook H. A., Koehler W. C., Sinha S. K., Crabtree G. W. — Hinks D. G., Maple M. B., Fisk Z., Johnston D. C., Wolf L. D., Hamaker H. C. — *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, p. 2614.
 96. Kirkpatrick S. — *Rev. Mod. Phys.*, 1973, v. 45, p. 574.
 97. Jerome D., Schulz H. J. — *Adv. Phys.*, 1982, v. 31, p. 299.
 98. Machida K. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1981, v. 50, p. 2195; 1982, v. 51, p. 1420; 1983, v. 52, p. 1333.
 99. Kuwasawa X., Rinderer L., Matthias B. T. — *J. Low Temp. Phys.*, 1981, v. 37, p. 179.
 100. Poppe V. — *Physica Ser. B + C*, 1981, v. 108, p. 805.
 101. Umbach C. P., Lin L.-J., Goldman A. M. — Цит. в ⁴¹ Сб. — P. 209.
 102. Kuwasawa Y., Wrakano S., Rinderer L. — *Phys. Lett. Ser. A*, 1979, v. 85, p. 94.
 103. Matthias B. T., Suhl H. — *Phys. Rev. Lett.*, 1960, v. 4, p. 51.
 104. Конаев Ю. В. — ФТТ, 1965, т. 7, с. 2907.
 105. Tachiki M., Kotani A., Matsumoto H., Umezawa U. — *Sol. State Comm.*, 1979, v. 32, p. 599.
 106. Johnston D. C., Broun H. F. — In: *Superconductivity in Ternary Compounds. II/ Eds M. B. Maple, Ø. Fischer.* — Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1982. — P. 111. — (Topics in Current Physics. V. 34.)
 107. Thomlinson W., Shirane G., Lynn J. W., Moncton D. E. — *Ibid.* — P. 229.
 108. Ishikawa M., Fisher Ø., Muller J. — *Ibid.* — P. 143.
 109. Freeman A. J., Jarlborg T. — *Ibid.* — P. 167.
 110. Fradin F. Y., Dunlap B. D., Shenoy G. K., Kimball C. W. — *Ibid.* — P. 201.
 111. Fulde P., Keller J. — *Ibid.* — P. 249.
 112. Maple M. B., Hamaker H. C., Wolf L. D. — *Ibid.* — P. 99.
 113. Remeika J. P., Espinosa G. P., Cooper A. S., Barz H., Rowell J. M., McWhan D. B., Vandenberg J. M., Moncton D. E., Fisk Z., Wolf L. D., Hamaker H. C., Maple M. B., Shirane G., Thomlinson W. — *Sol. State Comm.*, 1980, v. 34, p. 923.
 114. Anderson P. W. — Цит. в ⁴³ сб. — P. 139.
 115. Dunlap B. D., Niarchos D. — *Sol. State Comm.*, 1982, v. 44, p. 1577.
 116. Felner I., Nowik I. — *Ibid.*, 1983, v. 47, p. 831.
 117. Lynn J. W., Pynn R., Joffrin J., Ragazzoni J. L., Shelton R. N. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1983, v. 27, p. 581.
 118. Ishino K., Suzumura Y. — *Progr. Theor. Phys.*, 1982, v. 68, p. 1776.
 119. Kaufman M., Entin-Wohlman O. — *Physica. Ser. B + C*, 1976, v. 84, p. 77, 90.
 120. Rainer D. — *Zs. Phys.*, 1972, Bd. 252, S. 174.
 121. Wolf L. D., Товар М., Hamaker H. C., Maple M. B. — *Phys. Lett. Ser. A*, 1979, v. 71, p. 137.
 122. Jaric M. V., Belic M. — *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 1015.
 123. Морозов А. И. — ФТТ, 1980, т. 22, с. 3372.
 124. Zwicknagel G., Fulde P. — *Zs. Phys. Ser. B*, 1981, Bd. 43, S. 23.
 125. Nass M. I., Levin K., Grest G. S. — *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 46, p. 614.
 126. RanaKrishnan T. V., Varma C. M. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1981, v. 24, p. 137.
 127. Булаевский Л. Н., Бuzдин А. И., Kulic M. L. — *Sol. State Comm.*, 1982, v. 41, p. 309; *Phys. Lett. Ser. A*, 1981, v. 85, p. 161.
 128. Бuzдин А. И., Булаевский Л. Н. — ФНТ, 1980, т. 6, с. 1528.
 129. Бuzдин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. — ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 299.
 130. Боровик-Романов А. С. Лекции по низкотемпературному магнетизму. — Новосибирск, 1976.
 131. Туров Е. А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. — М.: Наука, 1965.
 132. Wolf L. D. — *Phys. Lett. Ser. A*, 1983, v. 93, p. 419.
 133. Maple M. B., Hamaker H. C., Johnston D. C., McKay H. B., Wolf L. D. — *J. Less Common Met.*, 1978, v. 62, p. 251.
 134. Изюмов Ю. А., Скрибин Ю. Н. — ФММ, 1980, т. 49, с. 903.
 135. Iwasaki H., Isino M., Tsunokuni K., Muto Y. — *J. Magnet. and Magnet. Mat.*, 1983, v. 31–34, p. 519.
 136. Gray K. E., Zasadzinski J., Vaglio R., Hinks D. — *Phys. Rev. Ser. B*, 1983, v. 27, p. 4157.
 137. Кочелаев Б. И., Тагиров А. Р., Хусаинов М. Г. — ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 578.

138. Toyota N., Woods S. B., Muto Y. — Sol. State Comm., 1981, v. 37, p. 547.
139. Majkrzak C. F., Satija S. K., Shirane G., Hamaker H. C., Fisk Z., Maple M. B. — Phys. Rev. Ser. B, 1983, v. 27, p. 2889.
140. Shenoy G. K., Dunlap B. D., Fradin F. Y., Sinha S. K., Kimball C. W., Potzel W., Pröbst F., Kalvins G. M. — Ibid., 1980, v. 21, p. 3886.
141. Radouski H. B., Dunlap B. D., Knapp G. S., Niarchos D. G. — Ibid., 1983, v. 27, p. 5526.
142. Coey J. M. D. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1646.
143. Асламазов Л. Г. — ЖЭТФ, 1968, т. 55, с. 1477.
144. Sakai O., Suzuki M., Maekawa S., Tachiki M., Crabtree G. W., Benrooz F. — J. Phys. Soc. Japan, 1983, v. 52, p. 1341.
145. Mook H. A., Pringle O. A., Kawarazaki S., Sinha S. K., Johnston G. W., Woolf L. D., Hamaker H. C. — Physica. Ser. B, 1983, v. 120, p. 197.
146. Kohara T., Kohori Y., Kumagai K., Asayama K. — Phys. Lett. Ser. A, 1983, v. 96, p. 425.
147. Kulic M. L. — Ibid., 1981, v. 83, p. 46.
148. Буздин А. И. — ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 906.
149. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. — М.: ИЛ, 1968.
150. Machida K. — J. Low. Temp. Phys., 1983, v. 53, p. 405.
151. Lynn J. W., Gotaas J. A., Erwin R. W., Ferrell R. A., Bhattacharjee J. K., Shelton R. N., Lavins P. K. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 133.
152. Булаевский Л. Н., Панюков С. В. — Sol. State Comm., 1984.
153. Sham L. J., Patton B. R. — Phys. Rev. Ser. B, 1975, v. 13, p. 3151.
154. Imry Y., Ma S.-K. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1399.

