

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Объединенная научная сессия  
Отделения физических наук Российской академии наук  
и Объединенного физического общества Российской Федерации  
(к 110-летию П.Л. Капицы и 70-летию Института физических проблем  
им. П.Л. Капицы РАН)**

(16 июня 2004 г.)

16 июня 2004 г. в конференц-зале Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации, посвященная 110-летию П.Л. Капицы и 70-летию Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН (ИФП РАН). На сессии были заслушаны доклады:

1. **Андреев А.Ф.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва). *Квантовые кристаллы.*

2. **Дмитриев В.В.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва). *Спиновая сверхтекучесть в  $^3\text{He}$ .*

3. **Лебедев В.В.** (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черногоровка, Московская обл.). *Теория слабой кристаллизации.*

4. **Сосин С.С., Прозорова Л.А., Смирнов А.И.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва). *Новые магнитные состояния в кристаллах.*

Краткие содержания докладов 2 и 4 публикуются ниже.

PACS numbers: 67.57.-z, 67.57.Lm

## Спиновая сверхтекучесть в $^3\text{He}$

В.В. Дмитриев

### 1. Введение

Главной чертой сверхтекучей жидкости является установление в ней квантовой когерентности, т.е. специфического дальнего порядка. Характеристикой такого упорядочения для сверхтекучего  $^4\text{He}$  или обычных сверхпроводников является комплексная волновая функция — так называемая волновая функция конденсата  $\Psi = |\Psi| \exp(i\varphi)$ , имеющая определенную фазу  $\varphi$ . Тем самым при переходе в сверхтекучее состояние нарушается калибровочная инвариантность системы. Энергия сверхтекучей жидкости не зависит от фазы, однако возрастает при появлении пространственных неоднородностей  $\varphi$  (увеличивается так называемая градиентная

энергия параметра порядка). При этом возникает сверхтекучий ток, переносящий массу (а в сверхпроводниках еще и электрический заряд):

$$J_S = \frac{\hbar}{m} |\Psi|^2 \nabla \varphi = \rho_S v_S, \quad (1)$$

где  $m$  — масса атома  $^4\text{He}$ ,  $\rho_S = |\Psi|^2$  — плотность сверхтекучей компоненты и  $v_S = (\hbar/m) \nabla \varphi$  — скорость сверхтекучей компоненты. Если на концах канала, заполненного сверхтекучим  $^4\text{He}$ , поддерживается постоянная разность фаз  $\Delta\varphi$ , то по нему будет течь бездиссипативный ток с величиной, пропорциональной именно этой разности фаз, а не разности давлений или химических потенциалов, как в нормальной жидкости. Соответственно электрический ток в сверхпроводнике определяется разностью фаз волновой функции сверхпроводящих электронов на концах образца, а не напряжением, как в обычном проводнике. Градиентную энергию можно рассматривать как кинетическую энергию, связанную со сверхтекучим током,  $F_V = \rho_S v_S^2/2$ , а ток соответственно можно записать как  $J_S = \partial F_V / \partial v_S$ .

В отличие от атомов  $^4\text{He}$  атомы  $^3\text{He}$  — фермионы, поэтому сверхтекучесть в нем (как и сверхпроводимость в металлах) возникает в результате куперовского спаривания. Существенно новым по сравнению с обычными сверхпроводниками является то, что в  $^3\text{He}$  куперовские пары имеют спиновый и орбитальный моменты, равные 1. Соответственно имеются три возможных значения проекции спина и три возможных значения проекции орбитального момента на выделенное направление, а параметр порядка удобно выбрать в виде комплексной матрицы  $3 \times 3$ , которая описывает, в частности, взаимную ориентацию спинового и орбитального моментов куперовской пары (подробнее о сверхтекучем  $^3\text{He}$  см. [1–3]). Такое упорядочение может соответствовать разным сверхтекучим фазам, различающимся конкретным видом этой матрицы. В сверхтекучем  $^3\text{He}$  в зависимости от условий реализуются только три фазы:  $^3\text{He-A}$ ,  $^3\text{He-A}_1$  и  $^3\text{He-B}$  (рис. 1). В этих фазах кроме калибровочной могут нарушаться и другие симметрии. В частности, нарушение симметрии по отношению к поворотам спинов частиц, составляющих куперовскую

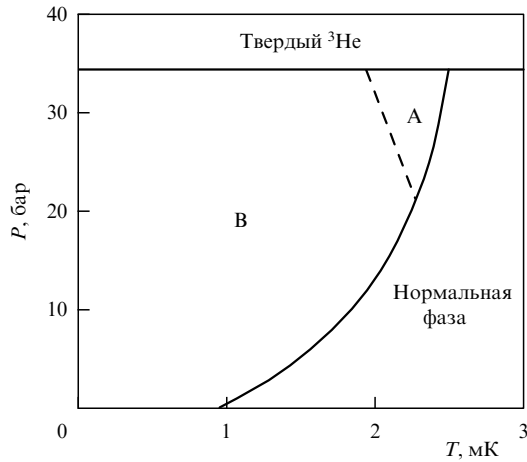


Рис. 1. Фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  в нулевом магнитном поле. А<sub>1</sub>-фаза возникает только в магнитном поле в узкой области вблизи температуры сверхтекучего перехода.

пару, приводит к возникновению трех дополнительных гидродинамических переменных, аналогичных фазе параметра порядка. Градиенты этих переменных будут вызывать сверхтекучий спиновый ток, т.е. бездиссипативный перенос спина и соответствующего магнитного момента (ниже мы не будем различать спиновый и магнитный токи). Следует отметить, что под сверхтекучим спиновым током понимается именно перенос намагниченности в отсутствие переноса массы, а не поток намагниченного вещества. В общем случае сверхтекучий спиновый ток является тензором и его можно записать следующим образом:

$$J_{kv} = \frac{\hbar}{2m} \rho_{ikv\sigma} \Omega_{i\sigma}, \quad (2)$$

где  $\rho_{ikv\sigma}$  — тензор сверхтекучей спиновой плотности, равный по порядку величины  $\chi c^2/g$ ,  $c$  — множитель в выражении для градиентной энергии, имеющий смысл скорости спиновых волн,  $\chi$  — магнитная восприимчивость,  $g$  — гиромагнитное отношение,  $\Omega_{i\sigma}$  — тензор, характеризующий неоднородность ориентации спинового пространства. Индексы  $i$  и  $k$  относятся к координатному пространству, а  $v$  и  $\sigma$  — к спиновому.

Простую модель возникновения сверхтекучего спинового тока можно получить из следующего рассмотрения. В импульсном представлении волновая функция куперовской пары со спином 1 может быть разложена по компонентам, соответствующим разным значениям проекции спина куперовской пары ( $m_s = 1, 0, -1$ ) на выделенное направление:

$$\Psi = \Psi_{\uparrow\uparrow}|1, 1\rangle + \Psi_{\downarrow\downarrow}|1, -1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_{\uparrow\downarrow} + \Psi_{\downarrow\uparrow})|1, 0\rangle, \quad (3)$$

где  $|1, m_s\rangle$  — собственные функции проекции оператора спина. Представим теперь сверхтекучий  $^3\text{He}$  как сумму нормальной компоненты и трех сверхтекучих жидкостей с волновыми функциями  $\Psi_{\uparrow\uparrow}$ ,  $\Psi_{\downarrow\downarrow}$  и  $(\Psi_{\uparrow\downarrow} + \Psi_{\downarrow\uparrow})$ . В слабых магнитных полях  $|\Psi_{\uparrow\uparrow}| = |\Psi_{\downarrow\downarrow}|$ , поэтому сверхтекучий противоток компонент  $\Psi_{\uparrow\uparrow}$  и  $\Psi_{\downarrow\downarrow}$  должен привести к сверхтекучему переносу спина в отсутствие переноса массы.

Возможность протекания сверхтекучего спинового тока стала широко обсуждаться сразу после обнаруже-

ния в 1972 г. сверхтекучести  $^3\text{He}$  [4], когда стало ясно, что куперовские пары новых сверхтекучих фаз имеют спин. Однако долгое время прямые доказательства существования таких токов отсутствовали, и оставалось неясным, какие именно из доступных для наблюдения явлений вызываются сверхтекучими спиновыми токами и каковы условия наблюдения этих явлений. Ясность в эту проблему была внесена в результате экспериментов, начатых в 1984 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН группой исследователей под руководством А.С. Боровика-Романова, и теоретических работ И.А. Фомина, сотрудника Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау. В настоящей статье дается краткий обзор этих исследований. Эксперименты, описанные в разделах 4–7, проводились при давлениях от 0 до 29,3 бар в магнитных полях от 71 до 570 Э (соответствующие частоты ядерного магнитного резонанса (ЯМР) — от 230 кГц до 1,85 МГц). Проблеме магнитной сверхтекучести посвящены также обзоры [5–8].

## 2. Сверхтекучий спиновый ток в $^3\text{He-B}$

Нарушение симметрии вращения спинового пространства в сверхтекучем  $^3\text{He}$  еще не означает, что сверхтекучий спиновый ток может быть здесь легко создан и измерен. Дело в том, что спин (в отличие от массы или электрического заряда) не является, вообще говоря, сохраняющейся величиной. Так, например, спин-орбитальное (дипольное) взаимодействие может обеспечивать передачу спина в другие степени свободы, а рассматривать сверхтекучие спиновые токи имеет смысл, лишь когда их влияние оказывается заметным в сравнении с влиянием эффектов, не сохраняющих спин. В сверхтекучем  $^3\text{He}$  спин-орбитальное взаимодействие может играть заметную роль, поскольку является более сильным, чем в нормальной фазе, из-за наличия у куперовских пар спинового и орбитального моментов. Поэтому говорить о сверхтекучих спиновых токах имеет смысл только применительно к В-фазе, где оказывается возможным эффективное исключение спин-орбитального взаимодействия. Поэтому ниже речь пойдет только об этой фазе.

Параметр порядка В-фазы имеет следующий вид:

$$A_{vi} = \Delta \exp(i\varphi) \hat{R}_{vi}(\hat{n}, \theta) = \Delta \exp(i\varphi) \hat{R}_{vi}(\alpha, \beta, \gamma), \quad (4)$$

где  $\Delta$  — энергетическая щель в спектре возбуждений,  $\varphi$  — фаза орбитальной части параметра порядка (наличие градиента  $\varphi$  приводит к массовому сверхтекучему току). Матрица  $\hat{R}(\hat{n}, \theta)$  размером  $3 \times 3$  описывает поворот спинового пространства относительно орбитального вокруг направления  $\hat{n}$  (общего для макроскопического объема  $^3\text{He}$ ) на некоторый угол  $\theta$ . Этот поворот можно выразить также через эйлеровы углы  $\alpha, \beta$  и  $\gamma$ . Угол  $\theta$  может в принципе принимать любое значение. В равновесии это вырождение снимается условием минимальности дипольной энергии, которая определяется выражением

$$F_D = \frac{8}{15} \frac{\chi}{g^2} \Omega_B^2 \left( \frac{1}{4} + \cos \theta \right)^2, \quad (5)$$

где  $\Omega_B = \Omega_B(T)$  — зависящая от температуры частота (леггеттовская частота), характеризующая силу диполь-

ного взаимодействия ( $\Omega_B(0) \sim 200$  кГц). Минимум дипольной энергии достигается при

$$\theta = \theta_0 = \arccos\left(-\frac{1}{4}\right) \approx 104^\circ.$$

Возбудить сверхтекучий спиновый ток можно в экспериментах по ЯМР. При этом происходят движения спиновой части параметра порядка, и углы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  зависят от времени, причем первые два из них имеют простой физический смысл:  $\alpha$  соответствует фазе прецессии намагниченности, а  $\beta$  — углу отклонения намагниченности от равновесного направления. Вклады, обусловленные градиентами этих углов, приводят к возрастанию спиновой градиентной энергии и соответственно к сверхтекучему спиновому току.

В пространственно однородном случае спиновая динамика  $^3\text{He-B}$  определяется уравнениями Леггетта–Такаги [9, 10]:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= g\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{4}{15} \frac{\chi\Omega_B^2}{g} \sin\theta (1 + 4\cos\theta)\hat{\mathbf{n}}, \\ \dot{\theta} &= g\hat{\mathbf{n}} \cdot \left(\frac{\mathbf{M}}{\chi} - \mathbf{H}\right) + \frac{4}{15\tau} \sin\theta (1 + 4\cos\theta), \\ \dot{\hat{\mathbf{n}}} &= -\frac{g}{2} \left\{ \hat{\mathbf{n}} \times \left(\frac{\mathbf{M}}{\chi} - \mathbf{H}\right) + \cot\frac{\theta}{2} \left[ \hat{\mathbf{n}} \times \left(\hat{\mathbf{n}} \times \left(\frac{\mathbf{M}}{\chi} - \mathbf{H}\right)\right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\tau$  — эффективное время Леггетта–Такаги, определяющее скорость магнитной релаксации. Уравнения (6) приводят к нескольким возможным типам мод ЯМР (т.е. периодических движений намагниченности). На практике легче всего возбуждается так называемая мода Бринкмана–Смита [11], соответствующая прецессии намагниченности, отклоненной от направления  $\mathbf{H}$  на угол  $\beta < \theta_0$ , причем  $|\mathbf{M}| = \chi H$ . Замечательным свойством этой моды является то, что при такой прецессии  $\theta = \theta_0$ , т.е. дипольная энергия остается равной нулю. В результате последний член в правой части первого уравнения системы (6) (и релаксационный член во втором уравнении) также обращаются в нуль. При этом намагниченность и вектор  $\hat{\mathbf{n}}$  прецессируют с ларморовской частотой (ориентация  $\hat{\mathbf{n}}$  относительно  $\mathbf{M}$  как раз и определяется условием минимальности дипольной энергии). Пусть магнитное поле  $\mathbf{H}$  направлено по оси  $z$ , и система является однородной в плоскости  $x, y$ , но имеются неоднородности вдоль оси  $z$ . Тогда с учетом спиновых токов первое уравнение системы (6) можно переписать следующим образом:

$$\dot{M}_v = (g\mathbf{M} \times \mathbf{H})_v + \frac{\partial J_{zv}}{\partial z}, \quad (7)$$

где индекс  $v$  соответствует разным компонентам намагниченности и тока ( $x, y$  и  $z$ ). Для компоненты  $M_z$  первый член в правой части (7) равен нулю, и отсюда мы получаем уравнение непрерывности для намагниченности. Для компонент  $M_x$  и  $M_y$  указанное уравнение также выполняется, если перейти в систему координат, вращающуюся с ларморовской частотой. Именно это обстоятельство дает возможность наблюдать эффекты, связанные с протеканием сверхтекучих спиновых токов.

С учетом условия минимальности дипольной энергии из трех эйлеровых углов в качестве независимых можно выбрать любые два (например  $\alpha$  и  $\beta$ ) и получить формулы для сверхтекучего спинового тока в терминах градиентов этих углов [12, 13]. Так, например, для

сверхтекучего спинового тока, переносящего  $z$ -компоненту намагниченности в направлении оси  $z$ , получается следующее выражение:

$$J_{zz} = -\frac{\chi}{g} c^2 \sqrt{1-u} \left( f_1(u) \frac{\partial \alpha}{\partial z} + f_2(u) \frac{\partial \beta}{\partial z} \right), \quad (8)$$

где  $u = \cos\beta$ ,

$$f_1(u) = (2+u)\sqrt{1-u}, \quad f_2(u) = \sqrt{\frac{3}{(1+4u)(1+u)}}.$$

Из соотношения (8) видно, что аналогом сверхтекучей плотности для спиновой сверхтекучести является величина пропорциональная  $\sqrt{1-u}$ . Поэтому сверхтекучая спиновая плотность отлична от нуля только при  $\beta \neq 0$ .

Если угол  $\beta > \theta_0$ , то дипольная энергия минимальна при  $\theta = \beta$ , но уже не равна нулю. В результате возникает положительный сдвиг частоты ЯМР [11]:

$$\omega - \omega_L = -\frac{4}{15} \frac{\Omega_B^2}{\omega_L} (1 + 4\cos\beta), \quad (9)$$

где  $\omega$  — частота прецессии,  $\omega_L = gH$  — ларморовская частота. При этом дипольный момент в правой части первого уравнения системы (6) (и релаксационный член во втором уравнении) также не равны нулю. К счастью, в условиях экспериментов, описанных в разделах 3–7, эти добавочные члены малы, и связанное с ними несохранение спина не оказывает заметного влияния на спиновую динамику по сравнению с переносом намагниченности спиновыми токами.

### 3. Однородно прецессирующий домен

Важным следствием возможности протекания сверхтекучих спиновых токов в  $^3\text{He-B}$  является формирование так называемого однородно прецессирующего домена (ОПД). Рассмотрим процесс формирования ОПД в условиях импульсного ЯМР (рис. 2). Пусть образец  $^3\text{He-B}$  находится в замкнутой ячейке, и к нему приложено магнитное поле с однородным градиентом. В равновесии намагниченность параллельна полю. Отклоним теперь намагниченность во всем объеме коротким радиочастотным (РЧ) импульсом на некоторый угол ( $90^\circ$  на рис. 2). Намагниченность в объеме начинает прецессировать на ларморовской частоте (мода Бринкмана–Смита), причем частота прецессии зависит от координаты ( $\omega_L(z) = \omega_L(0) - zg\nabla H$ ), поскольку величина магнитного поля вдоль ячейки изменяется. При этом в системе возникает и увеличивается со временем градиент фазы прецессии. Прецессирующая намагниченность наводит в приемной ЯМР-катушке сигнал индук-

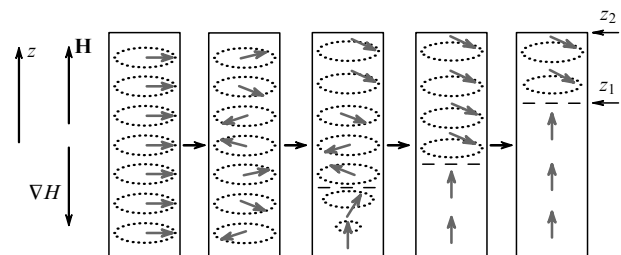


Рис. 2. Образование ОПД после подачи отклоняющего РЧ-импульса.

ции, который в системе невзаимодействующих спинов должен спадать из-за расфазировки за время  $T_2^* \sim 1/\Delta\omega = 1/(gLVH)$ , где  $\Delta\omega$  — характерный разброс частот прецессии по ячейке,  $L$  — длина ячейки. Однако в  $^3\text{He-V}$  складывается другая картина. Согласно (8), наличие градиента фазы прецессии приводит к возникновению сверхтекучего спинового тока, который переносит продольную намагниченность вдоль направления градиента поля. Поток спина через границы ячейки отсутствует, поэтому продольная компонента намагниченности начинает изменяться: магнитный момент притекает ко дну ячейки (здесь  $M_z$  увеличивается), а от верхнего конца ячейки происходит "отток" магнитного момента (здесь  $M_z$  уменьшается). Модуль  $\mathbf{M}$  в моде Бринкмана–Смита не может измениться, так как это привело бы к росту дипольной энергии. Поэтому изменение продольной компоненты намагниченности вызывает изменение угла отклонения  $\beta$ : этот угол увеличивается у верхнего конца ячейки и уменьшается у дна ячейки. Так может продолжаться до тех пор пока  $0 < \beta < \theta_0$ . При угле  $\beta = 0$  выполняется условие  $J_{zz} = 0$ , и перенос намагниченности в этой области прекращается. Увеличение угла  $\beta$  до значений, больших, чем  $\theta_0 \approx 104^\circ$ , приводит к возрастанию дипольной энергии и появлению сдвига частоты прецессии от ларморовского значения (см. (9)). Этот сдвиг частоты в принципе может (что и происходит на практике) компенсировать неоднородность поля и обратить  $\partial\alpha/\partial z$  и  $J_{zz}$  в нуль. Соответственно на концах ячейки возникают и растут области, в которых  $J_{zz} = 0$ . На нижнем конце ячейки — это область, в которой  $\beta = 0$ , а на верхнем конце — область, в которой  $\beta \gtrsim \theta_0$ . В конце концов эти области занимают весь объем ячейки и образуется так называемая двухдоменная структура, в которой сверхтекучие спиновые токи равны нулю [13]. Нижний домен фактически представляет собой невозмущенный  $^3\text{He-V}$  (статический домен, СД), а в верхнем домене, называемом однородно прецессирующим доменом, намагниченность отклонена на угол, ненамного превышающий  $\theta_0$ , и прецессирует. Это превышение  $\delta\beta = \beta - \theta_0$  зависит от  $z$  таким образом, что возникающий сдвиг частоты компенсирует неоднородность поля (неоднородность ларморовской частоты) и прецессия происходит с общей для всего объема фазой и частотой, равной ларморовскому значению  $\omega_L(z_1)$ , где координата  $z_1$  соответствует местоположению междоменной стенки. В условиях реальных экспериментов ( $H \sim 100$  Э,  $\nabla H_z \sim 1$  Э  $\text{см}^{-1}$ ,  $L \sim 0,5$  см)  $\delta\beta \sim 1^\circ$  и возникающий дипольный момент достаточно мал, следовательно, влияние сверхтекучих спиновых токов на динамику намагниченности остается определяющим: неоднородности в ОПД приводят к появлению токов, которые возвращают систему в состояние с однородной прецессией.

Междоменная стенка имеет характерную толщину  $\lambda = [c^2/(\omega\nabla\omega)]^{(1/3)} \sim 0,5$  мм. Угол  $\beta$  в стенке плавно изменяется от  $\sim 104^\circ$  до нуля. Кроме того, в стенке изменяется и  $\alpha$  (примерно на  $60^\circ$ ). Законы изменения  $\alpha$  и  $\beta$  определяются двумя условиями: во-первых, спиновый ток в стенке, обусловленный неоднородностями  $\beta$ , компенсируется током, связанным с неоднородностями  $\alpha$ ; во-вторых, частота прецессии в стенке совпадает с частотой прецессии всего ОПД (поскольку в стенке  $\beta < \theta_0$ , то необходимый небольшой сдвиг частоты обеспечивается градиентной энергией [13]).

Магнитная релаксация в двухдоменной структуре происходит вследствие спиновой диффузии в междоменной стенке, а также за счет механизма Леггетта–Такаги [10] в объеме ОПД, где имеется небольшой сдвиг от локальной ларморовской частоты [13]. Это, однако, не разрушает структуру, а приводит лишь к плавному уменьшению размеров ОПД и увеличению СД. В результате характерное время существования ОПД составляет 0,1–1 с. Это время намного больше, чем время расфазировки невзаимодействующих спинов. Таким образом, двухдоменная структура приводит к аномально долгоживущему сигналу индукции (ДСИ). При релаксации междоменная стенка перемещается в направлении уменьшения ларморовской частоты, поэтому частота ДСИ должна плавно падать до значения  $\omega = \omega_L(z_2)$ .

#### 4. Однородно прецессирующий домен в условиях импульсного ЯМР (эксперимент)

Впервые ДСИ  $^3\text{He-V}$  наблюдался в работах [14, 15], однако интерпретация этих экспериментов осложнялась тем, что экспериментальные ячейки не были замкнутыми и амплитуда ДСИ была мала. В наших экспериментах [16, 17] изначально использовались практически замкнутые ячейки и ДСИ имел большую амплитуду, причем зависимость его частоты от времени хорошо соответствовала описанной в разделе 3 модели. Для прямого доказательства существования ОПД была изготовлена специальная ячейка, схематически изображенная на рис. 3. Образец  $^3\text{He-V}$  находился в цилиндрическом объеме, ось которого была ориентирована вдоль внешнего магнитного поля. С помощью специальных градиентных катушек к образцу прикладывался контролируемый градиент магнитного поля. Свободная прецессия намагниченности возбуждалась с помощью резонансного РЧ-импульса, прикладываемого к возбуждающей ЯМР-катушке 1 (см. рис. 3). Сигнал индукции регистрировался с помощью двух миниатюрных приемных катушек 2 и 3, расположенных вблизи разных концов экспериментального объема, причем области чувствительности этих катушек не перекрывались. Примеры

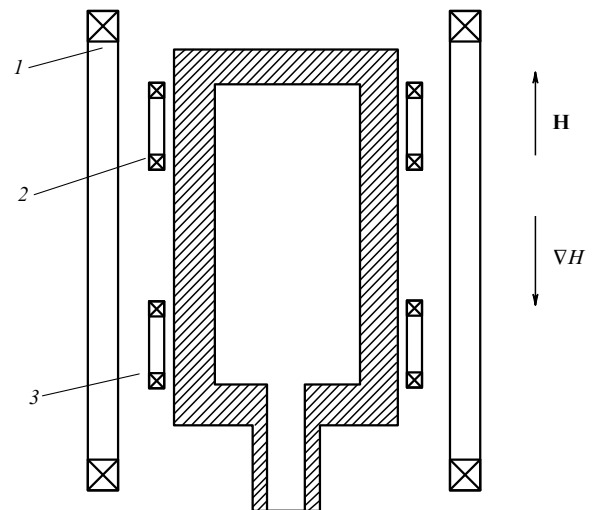
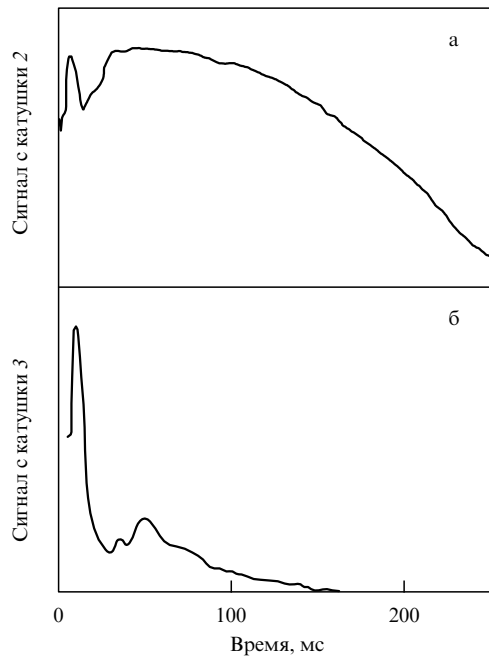


Рис. 3. Экспериментальная ячейка для исследований ОПД. Диаметр экспериментального объема 4 мм, а длина 8 мм. Ячейка (как и все другие использовавшиеся ячейки) изготовлена из эпоксидной смолы "Stycast-1266".



**Рис. 4.** Зависимости амплитуды сигнала индукции с катушки 2 (а) и катушки 3 (б) от времени. Магнитное поле и градиент поля направлены, как на на рис. 3.  $P = 29,3$  бар,  $H_0 = 142$  Э,  $\nabla H = 0,1$  Э см $^{-1}$ ,  $T = 0,63T_c$  (где  $T_c = 2,43$  мК — температура сверхтекучего перехода при данном давлении).

зависимостей от времени амплитуды сигнала индукции, записанного с разных катушек, показаны на рис. 4 (градиент магнитного поля был направлен, как показано на рис. 3). Различие в сигналах с катушек 2 и 3 объясняется следующим. После подачи РЧ-импульса образование двухдоменной структуры происходит за время порядка 10 мс. Статический домен не прецессирует, поэтому сигнал с катушки 3, расположенной в области большего поля (где и формируется СД), быстро исчезает; ОПД образуется в области чувствительности катушки 2, и сигнал с нее имеет большую амплитуду. Магнитная релаксация приводит к уменьшению размеров ОПД, поэтому амплитуда сигнала с катушки 2 медленно уменьшается, причем скорость этого уменьшения заметно возрастает, когда междоменная граница входит в область чувствительности катушки 2. Следует отметить, что длительность сигнала, показанного на рис. 4а, намного превышает характерное время расфазировки для невзаимодействующих спинов (для данных условий  $T_2^* \sim 0,7$  мс).

Как и следовало ожидать, при изменении направления градиента поля на противоположный катушки меняются ролями: теперь, наоборот, быстро исчезает сигнал с катушки 2, а сигнал с катушки 3 имеет большую амплитуду и наблюдается длительное время. Оказалось, что зависимость частоты наблюдаемого ДСИ от времени также хорошо объясняется магнитной релаксацией двухдоменной структуры. То, что в наблюдаемом ОПД угол отклонения намагниченности близок к  $\theta_0$ , было проверено путем сравнения начальной амплитуды сигнала (рис. 4а) с начальной амплитудой сигнала индукции в точно таком же эксперименте, проведенном в нормальной фазе (где сигналы с обеих миниатюрных катушек являлись практически одинаковыми и не зависели от направления градиента поля). Были проведены также

дополнительные эксперименты, которые подтвердили, что в СД угол отклонения намагниченности равен нулю и отсутствие сигнала индукции в случае рис. 4б связано именно с этим, а не с расфазировкой спинов в области чувствительности катушки 3. Суть этих экспериментов заключалась в следующем. Во время существования ОПД на ту из миниатюрных катушек, на которой сигнал отсутствовал, подавался слабый зондирующий импульс. Начальная амплитуда сигнала индукции сравнивалась затем с сигналом, полученным от такого же импульса, приложенного к невозмущенной нормальной фазе  $^3\text{He}$ .

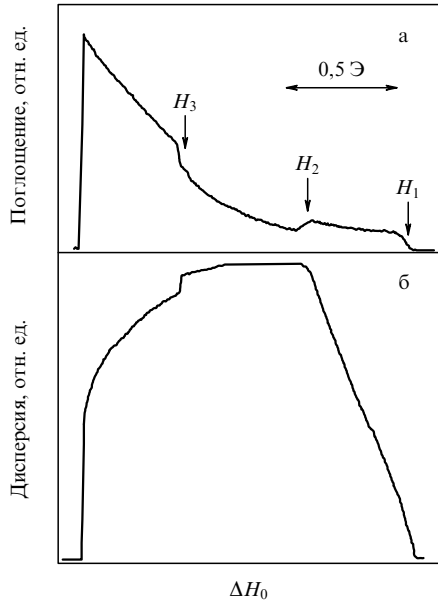
### 5. Однородно прецессирующий домен в условиях непрерывного ЯМР

Диссипацию зеэмановской энергии в двухдоменной структуре можно скомпенсировать непрерывной подкачкой энергии от поперечного циркулярно поляризованного РЧ-поля небольшой амплитуды. Выберем систему координат, вращающуюся вместе с частотой РЧ-поля так, что РЧ-поле направлено по оси  $x$ . Тогда мощность, передаваемая системе ядерных спинов ОПД от РЧ-поля, определяется выражением

$$W = \int_V h\omega M_y dV = \int_V h\omega |\mathbf{M}| \cos \beta \sin(\alpha - \phi) dV, \quad (10)$$

где  $h$ ,  $\phi$  — амплитуда и фаза РЧ-поля соответственно. Если амплитуда  $h$  достаточно велика, то фаза прецессии ОПД  $\alpha$  может так подстроиться под фазу РЧ-поля, что мощность, поглощаемая из РЧ-поля, будет равняться мощности, диссипируемой в ОПД. Если теперь изменять частоту РЧ-поля, то соответственно будут изменяться частота прецессии ОПД и положение междоменной стенки, которое по-прежнему задается условием равенства частоты прецессии локальной ларморовской частоте. Проведенные эксперименты показали, что при достаточно большой амплитуде РЧ-поля ( $\sim 0,01$  Э) оказывается можно не только поддерживать уже существующий ОПД и управлять его длиной, но и формировать ОПД [18]. На практике удобнее изменять не частоту РЧ-поля, а пространственно однородную составляющую  $H_0$  внешнего магнитного поля  $H(z) = H_0 - z\nabla H$ .

На рисунке 5 показаны сигналы поглощения ( $\propto \int M_y dV$ ) и дисперсии ( $\propto \int M_x dV$ ), полученные в таком эксперименте. Ячейка отличалась от приведенной на рис. 3 размерами (диаметр 6 мм и длина 6 мм) и тем, что использовалась только одна приемно-передающая катушка, охватывающая весь экспериментальный объем. При уменьшении  $H_0$  формирование ОПД происходит при значении поля  $H_0 = H_1$  (при этом частота РЧ-поля равна  $gH(z_2)$ ). Поглощение быстро возрастает из-за образования междоменной стенки и связанной с этим магнитной релаксации за счет спиновой диффузии. При дальнейшем уменьшении  $H_0$  площадь стенки не изменяется и диссипация практически не увеличивается. Объем ОПД, однако, линейно возрастает, что приводит к линейному росту сигнала дисперсии. При значении поля  $H_0 = H_2$  ОПД целиком заполняет ячейку и доменная стенка исчезает (точнее, ее площадь значительно уменьшается, так как ОПД входит в узкий канал). В результате спин-диффузионная часть магнитной диссипации резко уменьшается, поглощение падает, и рост дисперсии прекращается. При дальнейшем уменьшении  $H_0$  поглощение снова начинает возрастать из-за того, что



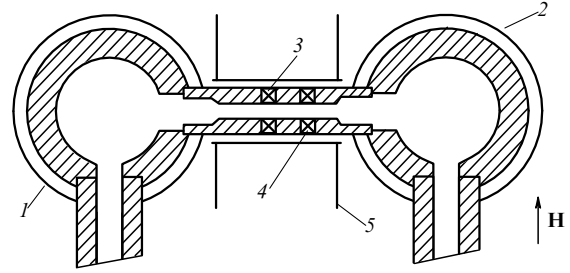
**Рис. 5.** Сигналы поглощения (а) и дисперсии (б) при образовании ОПД методом непрерывного ЯМР. Градиент магнитного поля был направлен так, что ОПД формировался у верхнего края ячейки и по мере уменьшения  $H_0$  заполнял весь экспериментальный объем.  $P = 11$  бар,  $H_0 = 142$  Э,  $\nabla H = 0,83$  Э см $^{-1}$ ,  $T = 0,57T_c$ .

в объеме ОПД увеличивается сдвиг частоты относительно локальных ларморовских значений и соответственно растет и становится существенной релаксация по механизму Леггетта – Такаги. Чтобы компенсировать этот рост, начинает заметно изменяться фаза прецессии. Мощность, поглощаемая из РЧ-поля, достигает максимума при  $\alpha - \phi = \pi/2$ , после чего ОПД разрушается. Отметим, что до разрушения ОПД на сигналах наблюдается скачок (при значении поля  $H_0 = H_3$ ), природа которого до сих пор остается неясной. После разрушения ОПД при обратном сканировании поля двухдоменная структура не образуется. При этом наблюдаются близкие к стандартным сигналы с амплитудами много меньшими, чем сигналы от ОПД. Если до того, как ОПД разрушился, остановить сканирование поля и выключить непрерывное РЧ-поле, то, как и ожидалось, наблюдается ДСИ.

Из выражения (10) следует, что при фиксированном размере ОПД (т.е. фиксированной величине магнитной диссипации) увеличение  $h$  должно приводить к уменьшению  $\alpha - \phi$ . На практике уже при  $h \geq 0,01$  Э разность  $\alpha - \phi \ll \alpha$ , т.е. фаза РЧ-поля практически совпадает с фазой прецессии. Это позволяет управлять фазой прецессии ОПД, что оказалось очень полезным в экспериментах по исследованию протекания сверхтекучего спинового тока по каналу.

### 6. Протекание сверхтекучего спинового тока по каналу

Для исследований протекания сверхтекучего спинового тока по каналу [19–21] использовались экспериментальные камеры, состоящие из двух ячеек, соединенных горизонтальным каналом. На рисунке 6 показана одна из таких камер, которая использовалась в основной части экспериментов. В каждой из ячеек с помощью непрерывных РЧ-полей, создаваемых независимыми приемно-передающими ЯМР-катушками (1 и 2 на

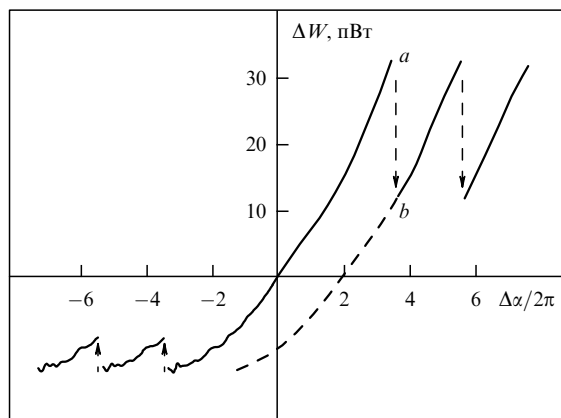


**Рис. 6.** Экспериментальная ячейка для исследований сверхтекучего спинового тока. Ячейка состоит из двух экспериментальных объемов, соединенных каналом. Каждый из объемов имеет вид цилиндра (диаметром 4,5 мм и длиной 5 мм) с осью, лежащей в горизонтальной плоскости. Узкая часть канала имеет диаметр 0,6 мм и длину 5,5 мм. 1 и 2 — независимые приемно-передающие РЧ-катушки, 3 и 4 — миниатюрные приемные катушки на канале, 5 — медный экран для экранирования РЧ-поля от катушек 1 и 2 в области канала.

рис. 6), поддерживались ОПД. Причем эти ОПД "затекали" и в канал, что контролировалось с помощью миниатюрных приемных катушек 3 и 4 на канале. Путем изменения фазы РЧ-полей создавалась разность фаз прецессии между двумя ОПД, при этом амплитуды РЧ-полей были достаточно велики, чтобы считать  $\Delta\alpha \approx \Delta\phi$ . В канале возникал градиент фазы прецессии, что было видно из сравнения фаз сигналов с катушек 3 и 4. Это приводило к сверхтекучему спиновому току в канале, переносящему продольную намагниченность (и, следовательно, зеемановскую энергию) из одного ОПД в другой. При этом, в отличие от ситуации, когда спиновый ток отсутствовал, поглощаемые доменами РЧ-мощности изменялись: в одном из ОПД сигнал поглощения уменьшался, а в другом возрастал. Измеряя величину изменения поглощения, можно было определить величину тока намагниченности. Оказалось, что с увеличением разности фаз прецессий ОПД, ток возрастал до некоторого критического значения, после чего градиент фазы в канале и ток скачком уменьшались, затем перечисленные процессы циклически повторялись, причем период зависимости "ток– $\Delta\alpha$ " всегда был кратен  $2\pi$  (рис. 7). Это связано с проскальзыванием фазы и аналогично так называемому резистивному состоянию в сверхпроводящих проволочках. Возможность сброса фазы обусловлена тем, что в канале возникает центр проскальзывания фазы, в котором  $\beta = 0$ , и фаза  $\alpha$  становится неопределенной. Величина критического спинового тока была теоретически получена в работе [22]. Согласно теории спиновый ток достигает критического значения, когда градиент фазы прецессии равен  $1/\xi_s$ , где  $\xi_s$  — спиновая корреляционная длина, которая является аналогом корреляционной длины Гинзбурга–Ландау в теории сверхпроводимости. Спиновая корреляционная длина зависит от разности частоты прецессии ОПД  $\omega$  и локальной ларморовской частоты в канале  $\omega_L$ :

$$\xi_s = \frac{c}{\sqrt{\omega - \omega_L}}. \quad (11)$$

Таким образом, изменяя  $H_0$  (и тем самым локальную ларморовскую частоту в канале), можно в ходе эксперимента варьировать  $\xi_s$ . Критический ток при этом должен быть пропорционален  $\sqrt{\omega - \omega_L}$ . Отметим, что показанная на рис. 7 зависимость тока от  $\Delta\alpha$  не является антисимметричной: ток, втекающий в канал, всегда больше



**Рис. 7.** Изменение поглощения в одном из ОПД в зависимости от разности фаз прецессии между прецессирующими доменами (левая часть рисунка получена при уменьшении  $\Delta\alpha$  от  $\Delta\alpha = 0$ , правая часть — при увеличении). Сбросы фазы показаны стрелками ( $a \rightarrow b$ ). Если в точке  $b$  прекратить увеличивать разность фаз и начать ее уменьшать, то получим зависимость, показанную штриховой кривой, и в дальнейшем, сбросы фазы.  $P = 29,3$  бар,  $H_0 = 142$  Э,  $T = 0,48T_c$ .

тока, вытекающего из канала. Это связано с тем, что часть переносимой зеемановской энергии расходуется на компенсацию магнитной диссипации в канале (где РЧ-поле равно нулю). В результате градиент фазы прецессии по каналу монотонно изменяется. Однако в эксперименте измеряется не градиент  $\alpha$ , а  $\Delta\alpha$ . Поэтому измеренную зависимость критического тока от  $\sqrt{\omega - \omega_L}$  нужно сравнивать с теоретическими оценками, учитывающими соответствующие поправки на магнитную релаксацию в канале. Такое сравнение было сделано и получено хорошее согласие теории и эксперимента [21].

Спиновая корреляционная длина в условиях реальных экспериментов может достигать значений порядка 1 мм. По аналогии со сверхпроводимостью следует ожидать, что в достаточно узком и коротком канале (или в канале с перетяжкой) можно получить безгистерезисную токо-фазовую зависимость, т.е. перейти к режиму, аналогичному режиму Джозефсона, свойственному микроскопическим (или туннельным) сверхпроводящим контактам. Для проверки этого предположения была изготовлена ячейка, отличающаяся от изображенной на рис. 6 наличием перетяжки в канале (характерные размеры перетяжки: длина 0,3 мм, диаметр 0,5 мм). В результате действительно удалось наблюдать безгистерезисную токо-фазовую зависимость [23]. Более того, благодаря тому, что  $\xi_s$  можно было легко изменять в ходе эксперимента, удалось наблюдать переход от режима Джозефсона к режиму проскальзывания фазы. Как и ожидалось, это происходило при значениях  $\xi_s \sim 1$  мм.

Следует отметить, что несохранение спина из-за магнитной релаксации не противоречит утверждению о бездиссипативности сверхтекучего спинового тока. Этот ток вызывается градиентами фазы параметра порядка, а не разностью давлений или химпотенциалов. Диссипация, приводящая к несохранению тока в канале, возникает не непосредственно из-за тока, а вследствие магнитной релаксации, не сохраняющей спин. Спиновый ток в вышеописанном эксперименте можно сравнить с потоком сверхтекучего  $^4\text{He}$ , который течет, испаряясь, в

подогреваемом открытом желобе. В этом случае ток, вытекающий из желоба, также будет меньше втекающего, а аналогом магнитной диссипации является несохранение массы, обусловленное испарением.

## 7. Исследования с помощью ОПД

В дальнейшем были проведены исследования других магнитных аналогов явлений, свойственных "обычным" сверхтекучим системам. Так, удалось создать и наблюдать спиновый вихрь — магнитный аналог квантового вихря [24, 25]. Наблюдались также различные моды пространственно неоднородных колебаний ОПД [26], одна из которых (так называемая "крутильная" мода) является аналогом 4-го звука в  $^4\text{He}$ . Кроме того, ОПД оказался полезным для исследования свойств сверхтекучего  $^3\text{He-B}$ . В частности, на вращающемся кристате Технического университета г. Хельсинки были проведены исследования взаимодействия ОПД с массовыми квантовыми вихрями в  $^3\text{He-B}$  [27, 28], а также с противотоком нормальной и сверхтекучей компонент [29]. В результате была проведена уверенная идентификация вихрей различных типов, а также измерена анизотропия сверхтекучей плотности  $^3\text{He-B}$ , возникающая в магнитном поле. Исследования релаксации ОПД позволили провести систематические измерения параметров магнитной релаксации [30]. Однородно прецессирующий домен характеризуется однородностью пространственного распределения (текстуры) параметра порядка, поэтому он может эффективно использоваться для исследования явлений, на которые текстура оказывает большое влияние. В частности, с помощью ОПД удалось измерить леггеттовскую частоту в В-подобной фазе  $^3\text{He}$  в аэрогеле, где стандартные методы ЯМР для этих целей использовать сложно из-за влияния аэрогеля на текстуру [31].

## 8. Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований было доказано существование сверхтекучих спиновых токов в  $^3\text{He-B}$  и продемонстрирована аналогия между спиновой сверхтекучестью с одной стороны и "обычной" массовой сверхтекучестью и сверхпроводимостью с другой стороны. В результате удалось объяснить результаты многих ранее проведенных экспериментов и определить новые направления исследований. Например, электрическое поле для сверхтекучего спинового поля должно играть ту же роль, что и вектор-потенциал магнитного поля для сверхпроводящих электронов. Хотя величина этого эффекта очень мала, однако принципиально может быть измерена. Представляются также интересными исследования в области ультранизких температур ( $\sim 100$  мкК), где наблюдаются очень длительные сигналы индукции (порядка часа), причем свойства этих сигналов не описываются в рамках модели формирования ОПД, хотя ясно, что сверхтекучие спиновые токи играют здесь важную роль [32]. Однородно прецессирующий домен наблюдался не только в  $^3\text{He-B}$ , но и в В-подобной фазе  $^3\text{He}$  в аэрогеле, что, в частности, подтверждает идентификацию этой фазы как аналога В-фазы "обычного" объемного  $^3\text{He}$  и открывает новые возможности для ее исследования [33].

Бездиссипативные (реактивные) спиновые токи могут существовать и в других магнитных системах. Так, при достаточно низких температурах и в больших магнитных

полях эффективный коэффициент спиновой диффузии в ферми-жидкостях становится комплексным, т.е. возникает возможность протекания бездиссипативных спиновых токов [34]. Это приводит к ряду явлений, часть которых аналогична наблюдаемым в  $^3\text{He}$ -В [35, 36]. Так, например, в нормальном жидком  $^3\text{He}$  и в растворах  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  наблюдалась двухдоменная структура, состоящая из двух доменов с противоположным направлением намагниченности и синфазно прецессирующей доменной стенки [37, 38]. В принципе аналогичные явления могут иметь место и в магнитоупорядоченных твердых телах. Для этого, кроме малости магнитной релаксации, необходимо, чтобы параметр порядка был вырожденным по какому-либо углу, описывающему его ориентацию, а гамильтониан содержал соответствующий градиентный член. Возможными кандидатами для таких исследований являются магнитоупорядоченный твердый  $^3\text{He}$  [39] и антиферромагнитный  $\text{CsNiCl}_3$  [40].

## Список литературы

- Vollhardt D, Wölfle P *The Superfluid Phases of  $^3\text{He}$*  (London: Taylor & Francis, 1990)
- Минеев В П *УФН* **139** 303 (1983)
- Абрагам А, Гольдман М *Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок* Т. 1 (М.: Мир, 1984)
- Osheroff D D et al. *Phys. Rev. Lett.* **29** 920 (1972)
- Borovik-Romanov A S, Bunkov Yu M *Sov. Sci. Rev. Sec. A Phys.* **15** 1 (1990)
- Fomin I A, in *Helium Three* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 26, Eds W P Halperin, L P Pitaevskii) (Amsterdam: North-Holland, 1990) p. 609
- Bunkov Yu M, in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 14 (Ed. W P Halperin) (Amsterdam: Elsevier Sci. Publ., 1995) p. 69
- Dmitriev V V, Fomin I A *J. Low Temp. Phys.* **135** 361 (2004)
- Leggett A J *Ann. Phys.* (New York) **85** 11 (1974)
- Leggett A J, Takagi S *Ann. Phys.* (New York) **106** 79 (1977)
- Brinkman W F, Smith H *Phys. Lett. A* **53** 43 (1975); Osheroff D D, Corruccini L R, in *Proc. of the 14th Intern. Conf. on Low Temperature Physics, LT-14* Vol. 1 (Eds M Krusius, M Vuorio) (Amsterdam: North-Holland, 1975) p. 100
- Фомин И А *ЖЭТФ* **93** 2002 (1987)
- Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **40** 260 (1984); *ЖЭТФ* **88** 2039 (1985)
- Corruccini L R, Osheroff D D *Phys. Rev. B* **17** 126 (1978)
- Giannetta R W, Smith E N, Lee D M *J. Low Temp. Phys.* **45** 295 (1981)
- Боровик-Романов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 256 (1984)
- Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **88** 2025 (1985)
- Боровик-Романов А С и др. *ЖЭТФ* **96** 956 (1989)
- Боровик-Романов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 98 (1987)
- Borovik-Romanov A S et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** 175 (1987)
- Borovik-Romanov A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1631 (1989)
- Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **45** 106 (1987)
- Боровик-Романов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **47** 400 (1988)
- Фомин И А *ЖЭТФ* **94** (6) 112 (1988)
- Borovik-Romanov A S et al. *Physica B* **165**–**166** 649 (1990)
- Bunkov Yu M, Dmitriev V V, Mukharskii Yu M *Physica B* **178** 196 (1992)
- Bunkov Yu M, Nakonen P J *J. Low Temp. Phys.* **83** 323 (1991)
- Kondo Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 81 (1991)
- Korhonen J S et al. *Phys. Rev. B* **46** 13983 (1992)
- Bunkov Yu M et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 867 (1990)
- Дмитриев В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 612 (2004)
- Bunkov Yu M et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3092 (1992)
- Дмитриев В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 371 (2002)
- Leggett A J, Rice M J *Phys. Rev. Lett.* **20** 586 (1968); Leggett A J *J. Phys. C: Solid State Phys.* **3** 448 (1970)
- Fomin I A *Physica B* **210** 373 (1995)
- Дмитриев В В, Фомин И А *Письма в ЖЭТФ* **59** 352 (1994)

- Дмитриев В В, Заказов С Р, Мороз В В *Письма в ЖЭТФ* **61** 309 (1995); Dmitriev V V, Moroz V V, Zakazov S R *J. Low Temp. Phys.* **101** 141 (1995)
- Dmitriev V V et al. *Physica B* **210** 366 (1995)
- Фомин И А, Шопова Д В *Письма в ЖЭТФ* **42** 162 (1985)
- Минеев В П *ЖЭТФ* **110** 2211 (1996)

PACS numbers: **75.10.** – **b**, **75.25.** + **z**, **75.50.** Ee

## Новые магнитные состояния в кристаллах

С.С. Сосин, Л.А. Прозорова, А.И. Смирнов

### 1. Введение

Одним из основных видов магнитных взаимодействий в кристаллах является обменное взаимодействие, которое обычно описывается гейзенберговским гамильтонианом вида

$$\hat{H} = J\hat{S}_1\hat{S}_2, \quad (1)$$

где  $J$  — обменный интеграл, определяемый перекрытием электронных оболочек взаимодействующих ионов;  $\hat{S}_1, \hat{S}_2$  — операторы спинов. Гамильтониан системы многих магнитных ионов записывается в виде суммы парных взаимодействий. В зависимости от знака  $J$ , основное состояние системы должно обладать либо максимальным ( $J < 0$ ), либо минимальным ( $J > 0$ ) полным спином. В первом случае основным является ферромагнитное состояние типа  $|\uparrow\uparrow\dots\rangle$ , которое может реализоваться в кристаллических структурах любой размерности и симметрии. Разнообразные магнитные свойства ферромагнетиков интенсивно изучались в течение всего прошлого века.

Менее тривиальный случай возникает при положительном знаке обменного интеграла. Прежде всего, классическое (так называемое неевлевское) состояние вида  $|\uparrow\downarrow\uparrow\dots\rangle$ , удовлетворяющее условию минимальности полного спина, оказывается несобственным и поэтому может рассматриваться только в качестве приближения. Тем не менее отличие основного состояния трехмерных антиферромагнетиков от такого состояния (нулевые колебания параметра порядка) проявляется только в виде спиновой редукции, т.е. уменьшении упорядоченной компоненты спинов по сравнению с полным спином ионов,  $\langle S \rangle / S < 1$ . При понижении размерности системы влияние нулевых колебаний увеличивается, и в случае одномерной спиновой цепочки приводит к полному разрушению дальнего магнитного порядка. Основное состояние спиновой цепочки является синглетным, причем среднее значение проекции спина на каждом узле равно нулю:  $\langle S_z^i \rangle = 0$ . В цепочках спинов  $S = 1/2$  антиферромагнитные корреляции спадают по степенному закону, а спектр возбуждений не имеет щели и вблизи  $\mathbf{k} = 0$  аналогичен спектру спиновых волн в обычном антиферромагнетике [1]. Для цепочек спинов  $S = 1$  спектр возбуждений отделен от синглетного основного состояния щелью обменной природы  $\Delta \sim 0,4J$ , а корреляции убывают экспоненциально [2]. Благодаря наличию щели магнитные возбуждения вымерзают при низких температурах  $T \ll \Delta$ , обращая в нуль магнитную теплоемкость и восприимчивость. Одному из интересных



следствий существования такого состояния в антиферромагнетиках посвящен раздел 2.

Другое существенное отличие антиферромагнитных систем от ферромагнетиков проявляется в возможности геометрической фрустрации обменного взаимодействия, т.е. такого пространственного расположения магнитных ионов в кристалле, при котором невозможно одновременное антипараллельное упорядочение всех взаимодействующих спинов. Такой эффект может привести к формированию неколлинеарной спиновой структуры, приведенная энергия основного состояния которой выше, чем у коллинеарного магнетика (слабая фрустрация), а в некоторых случаях полностью препятствует образованию дальнего порядка (сильная фрустрация). В последнем случае образуется принципиально новое сильнокоррелированное спиновое состояние, разупорядоченное вплоть до температур  $T \ll JS^2/k_B$ , которое называется "коллективным парамагнетиком" [3]. В разделах 3 и 4 будут рассмотрены некоторые необычные магнитные свойства неколлинеарных (треугольных) антиферромагнетиков, а также основное термодинамическое следствие сильной фрустрации обменного взаимодействия на примере магнетика на пироклорной решетке.

## 2. Индуцированный примесями магнитный порядок в спин-щелевом магнетике

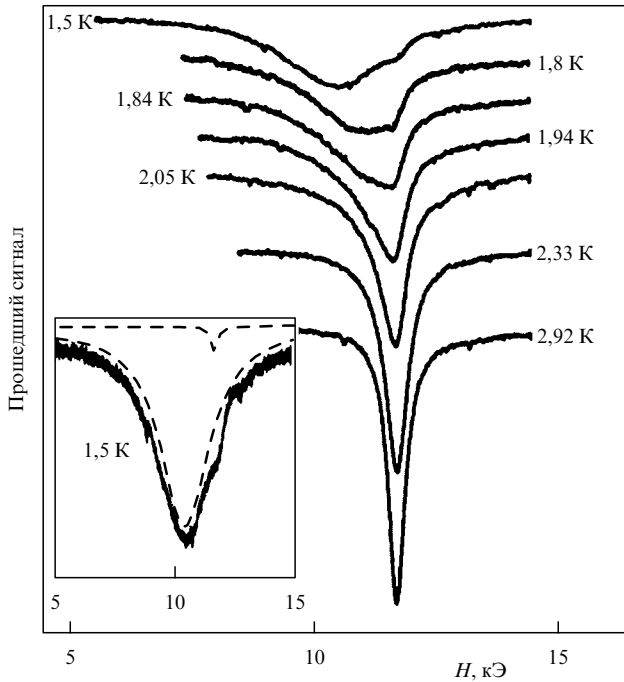
Помимо квазиодномерных цепочек с целым спином имеется ряд других спин-щелевых систем, таких, как лестничные структуры [4], димерные системы [5], а также спиновые цепочки с альтернированным обменом. В последнем случае в результате нарушения трансляционной симметрии кристалла (удвоения периода решетки) обменный интеграл соседних ионов в цепочке попеременно принимает два значения:  $J \pm \delta$ . Альтернирование спиновых цепочек может быть обусловлено структурой кристалла [6], а может возникать спонтанно в результате так называемого спин-пайерлсовского перехода, происходящего вследствие выигрыша в обменной энергии за счет димеризации [7, 8]. При этом в спектре возбуждений цепочки спинов  $S=1/2$  появляется щель, величина которой определяется параметром альтернирования:  $\Delta \simeq \delta$  [9]. Появление спиновой щели (так же, как и для цепочек  $S=1$ ) обуславливает конечность длины корреляции  $\xi \simeq v\hbar/\Delta$ . Такое состояние устойчиво по отношению к малым возмущениям за счет анизотропии и обменного взаимодействия между цепочками, однако может искусственно разрушаться путем допирования немагнитными примесями. При замещении магнитного иона немагнитным происходят обрыв спиновой цепочки и локальное нарушение синглетного состояния. В результате вблизи атомов примеси образуются области антиферромагнитно скоррелированных ненулевых средних проекций спина, т.е. области локального антиферромагнитного порядка. Мы будем называть такие антиферромагнитные области кластерами. Отметим, что эти кластеры образованы спинами основной матрицы на фоне синглетного, т.е. немагнитного состояния. Число магнитных ионов в кластере составляет порядка  $\xi/a$  ( $a$  — межатомное расстояние), а модуль средней проекции спина достигает максимума вблизи конца цепочки и убывает при удалении в глубь цепочки. Кластер имеет ненулевые спин и магнитный момент. Для спин-пайерлсовского магнетика формирование кластеров с локаль-

ным антиферромагнитным упорядочением рассмотрено, например, в теоретической работе [10].

Кроме того, возникновение кластеров приводит к необычному явлению — стимулированию дальнего антиферромагнитного порядка примесями, внедренными в спин-щелевую матрицу. Этот эффект был предсказан в работе [11] и впоследствии обнаружен в спин-пайерлсовском магнетике [12], халдейновском магнетике [13] и димерной спиновой системе [14]. Возникновение магнитного порядка при введении немагнитных примесей объясняется тем, что крылья спиновых кластеров перекрываются, а кластеры в соседних цепочках коррелируются слабым межцепочечным взаимодействием. Параметр порядка оказывается при этом сильно неоднородным.

Удобным объектом для изучения стимулирования магнитного порядка примесями является неорганический спин-пайерлсовский магнетик  $\text{CuGeO}_3$ . Температура спин-пайерлсовского перехода в нем составляет  $T_{\text{SP}} = 14,5$  К, величина спиновой щели при низкой температуре —  $\Delta(0) \simeq 25$  К [7]. Спиновая щель открывается при температуре  $T_{\text{SP}}$ , а при температуре ниже 7 К приближается к максимальному значению  $\Delta(0)$ . Магнитные ионы  $\text{Cu}^{2+}$  ( $S=1/2$ ) можно замещать, например, немагнитными ионами  $\text{Zn}$ ,  $\text{Mg}$ . Эти примеси занимают в решетке  $\text{CuGeO}_3$  позиции ионов  $\text{Cu}^{2+}$ , причем предел растворимости превышает 6%. Таким образом, при допировании можно вводить регулируемое число обрывов димеризованных цепочек. Вклады обрывов цепочек в восприимчивость и сигналы магнитного резонанса хорошо заметны на фоне синглетной и немагнитной матрицы.

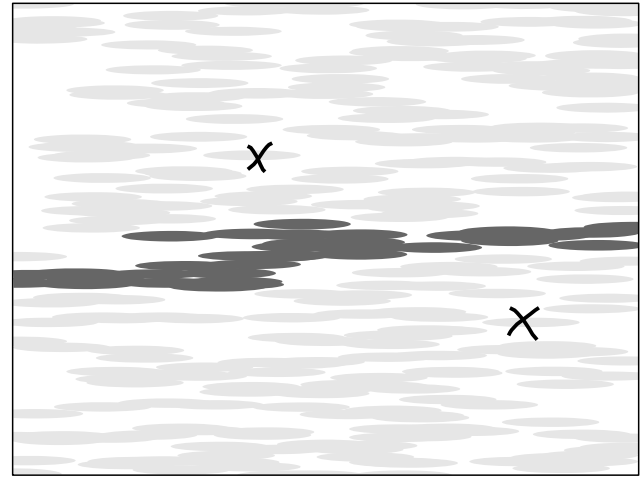
При фазовом переходе в антиферромагнитное состояние сигнал магнитного резонанса обычно трансформируется из сигнала парамагнитного резонанса в сигнал антиферромагнитного резонанса (АФМР). Частота парамагнитного резонанса определяется свойствами изолированных магнитных ионов, а частота АФМР — колебаниями параметра порядка. Таким образом, фазовый переход в упорядоченное состояние сопровождается перестройкой спектра магнитного резонанса, и наблюдение этой перестройки позволяет определить температуру перехода и другие характеристики фазового превращения. При достаточно большой концентрации примеси (более 3%) примесные ионы расположены недалеко друг от друга, на расстояниях порядка длины корреляции  $\xi$ . При таких концентрациях переход в антиферромагнитное состояние в  $\text{Cu}_{(1-x)}\text{Mg}_x\text{GeO}_3$  оказался, в целом, аналогичным фазовому переходу в обычных трехмерных антиферромагнетиках. Особый интерес представляет случай малых концентраций, когда расстояние между примесными атомами в цепочках превосходит длину  $\xi$  и спиновые кластеры разделены остатками синглетной матрицы. Процесс перехода в антиферромагнитную фазу при понижении температуры изучался в работе [15] с применением методики магнитного резонанса, которая позволяет зарегистрировать как парамагнитную, так и антиферромагнитную фазы спектроскопически, используя различие частот магнитного резонанса в этих фазах. Опыты проводились на монокристаллических образцах  $\text{Cu}_{(1-x)}\text{Mg}_x\text{GeO}_3$ , в которых неоднородность распределения концентрации примеси по образцу не превышала  $10^{-3}$ .



**Рис. 1.** Изменение формы линии магнитного резонанса в окрестности температуры Нееля в монокристалле  $\text{Cu}_{(1-x)}\text{Mg}_x\text{GeO}_3$ :  $H \parallel b$ ,  $\nu = 36$  ГГц,  $T_N = 2,25$  К. На вставке показано разложение резонансной линии при  $T = 1,5$  К на два поглощения лоренцевой формы (штриховые кривые).

На рисунке 1 изображена эволюция спектра магнитного резонанса при переходе через точку Нееля в допированном спин-пайерлсовском магнетике  $\text{Cu}_{(1-x)}\text{Mg}_x\text{GeO}_3$  с  $x = 0,017$ . При понижении температуры линия парамагнитного резонанса расщепляется на две. Первая компонента соответствует парамагнитному резонансу — значение резонансного поля не зависит от температуры и совпадает с резонансным полем парамагнитной фазы. Резонансное поле второй компоненты зависит от температуры, и частотно-полевая зависимость для нее (см. [15]) соответствует спектру двухосного антиферромагнетика. Существует широкая область температур, в которой одновременно наблюдаются две линии — антиферромагнитного и парамагнитного резонансов. Однородность распределения примесей по образцу и малый температурный интервал перехода (0,1 К) исключают возможность объяснения сосуществования двух линий магнитного резонанса за счет макроскопической неоднородности образца. Одновременное наличие двух резонансных мод не может быть описано в рамках рассмотрения одной фазы, поскольку антиферромагнитной фазе соответствуют колебания параметра порядка, исключаяющие парамагнитную моду резонанса, а парамагнитная фаза, тем более, не допускает расщепления линии. Существование двух резонансных мод может объясняться микроскопическим фазовым расслоением образца на парамагнитные и антиферромагнитные области. Действительно, рассмотрим спиновые кластеры, образующиеся вокруг примесных атомов, и будем считать, что когерентный антиферромагнитный порядок существует в области диаметром  $L^*$ , который можно оценить из соотношения

$$k_B T \sim JS^2 \exp\left(-\frac{2L^*}{\xi}\right). \quad (2)$$



**Рис. 2.** Результат упрощенного моделирования структуры, индуцированной примесями упорядоченной фазы. Серым цветом отмечены области локального антиферромагнитного порядка, черным выделена область макроскопического упорядочения, белый цвет соответствует неупорядоченным областям. Крестиками отмечены два одиночных кластера.

На расстояниях больших, чем  $L^*$ , антиферромагнитные корреляции разрушаются тепловыми флуктуациями. В поперечных направлениях антиферромагнитные корреляции распространяются на расстояния, определяемые обменными интегралами в соответствующих направлениях. Так мы приходим к упрощенной модели [15], в которой в окрестности каждого примесного центра существует антиферромагнитная область эллиптической формы. Длина эллипса вдоль цепочек оценивается с помощью выражения (2), а поперечный размер эллипса получается уменьшением этого значения в соответствии с отношением обменных интегралов. При высокой температуре области локального антиферромагнитного порядка малы и не касаются друг друга, дальний порядок отсутствует, и кластеры дают вклад в восприимчивость и сигнал магнитного резонанса вследствие наличия у каждого кластера полного магнитного момента. Поэтому восприимчивость и частота магнитного резонанса имеют парамагнитный характер. При понижении температуры размер кластеров увеличивается, некоторые из них начинают соприкасаться друг с другом, что приводит к возникновению более протяженных областей с когерентным антиферромагнитным порядком, включающих в себя несколько примесных атомов. Наконец, как показано на рис. 2, возникает упорядоченная область, "протекающая" через весь образец. Возникновение этой области соответствует порогу протекания в задаче о перколяции взаимопроницающих сфер [16]. При перколяционном значении  $L^*$ , а также значениях, близких к нему, в образце еще имеются (см. рис. 2) одиночные кластеры, изолированные от больших антиферромагнитных областей слабо возмущенной синглетной матрицей. Свободные спины этих кластеров дают сигналы парамагнитного резонанса так же, как и выше критической точки. Таким образом, при температуре ниже точки Нееля в образце имеются три типа областей: 1) области достаточно большого размера с локальным антиферромагнитным порядком, дающие сигналы АФМР, 2) области синглетной матрицы, не имеющие магнитного

отклика, 3) одиночные кластеры, отделенные от антиферромагнитных областей синглетной матрицей.

Полученная картина микроскопического фазового расслоения соответствует результатам выполненного методом Монте-Карло двумерного численного моделирования для основного состояния спин-пайерловских и халдейновских систем с примесями [17]. Согласно этой модели, в которой учитывалось межцепочечное взаимодействие, в окрестностях спиновых вакансий существуют антиферромагнитно-коррелированные проекции спинов, а вдали от примесей средние значения спиновых проекций близки к нулю. Существенным результатом моделирования [17] является демонстрация сильной модуляции параметра порядка, которая составляет практически 100%. Допуская, что малый параметр порядка в областях между примесями будет разрушен тепловыми флуктуациями при конечных температурах, мы приходим к выводу об эквивалентности структуры, полученной моделированием, и структуры, предложенной на основе сосуществования двух сигналов магнитного резонанса.

### 3. Треугольные антиферромагнетики

Как отмечалось в разделе 1, антиферромагнитное обменное взаимодействие (в отличие от ферромагнитного) может оказывать фрустрированным вследствие особенностей кристаллической структуры. Наглядным примером такого эффекта являются антиферромагнитные структуры на плоской гексагональной решетке, так называемые треугольные антиферромагнетики. Магнитные моменты, находящиеся в вершинах правильных треугольников, не могут образовать обычную коллинеарную структуру. Минимум классической обменной энергии достигается при условии, что соседние спины ориентированы под углом  $120^\circ$  друг к другу. Такое состояние является двукратно вырожденным. Антиферромагнитное взаимодействие между плоскостями в реальных гексагональных кристаллах не нарушает эту структуру, упорядочивая спины в соседних плоскостях антипараллельно. Статические и динамические свойства таких систем существенно зависят от соотношения обменных взаимодействий магнитных ионов друг с другом внутри гексагональных плоскостей и между ними, но в обоих случаях значительно отличаются от свойств обычных двухподрешеточных антиферромагнетиков. Основные различия проявляются в тензорах магнитной восприимчивости, фазовых диаграммах (в особенности в магнитном поле), числе и полевых зависимостях мод магнитного резонанса. Изучение квазидвумерных систем до последнего времени ограничивалось теоретическими работами (см., например, [18, 19]). Эксперименты в этой области начались на примере соединения  $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$  сравнительно недавно [20]. Наиболее полный обзор магнитоэлектрических и резонансных свойств этой системы содержится в работе [21].

Интенсивное экспериментальное и теоретическое исследование квазидвумерных треугольных антиферромагнетиков продолжается в течение двух последних десятилетий. Такие системы в основном реализуются на кристаллических структурах типа  $ABX_3$  ( $A$  — щелочной металл,  $B$  — магнитный 3d-ион,  $X$  — галоген), обычно обладающих пространственной группой симметрии  $R\bar{3}m$  ( $D_{6h}^4$ ). Магнитные ионы расположены в узлах простой гексагональной решетки Браве, причем обмен-

ное взаимодействие между соседями вдоль оси шестого порядка оказывается в 10–100 раз больше взаимодействия в базисной плоскости. В упорядоченной фазе соседние спины вдоль цепочек направлены антипараллельно, а внутри гексагональных плоскостей — под углом примерно  $120^\circ$  друг к другу. В зависимости от знака магнитной анизотропии плоскости спинов могут лежать либо в базисной плоскости кристалла (легкоплоскостные антиферромагнетики  $\text{CsMnBr}_3$ ,  $\text{KNiCl}_3$  и др.), либо в плоскости, содержащей ось шестого порядка  $C_6$  (легкоосные антиферромагнетики  $\text{CsNiCl}_3$ ,  $\text{RbNiCl}_3$ ,  $\text{CsMnI}_3$ ). Магнитные свойства таких систем существенно различаются. В данной статье приведены результаты исследования статических и резонансных свойств легкоосных структур на примере соединения  $\text{RbNiCl}_3$ . По данным нейтронных экспериментов [22] при температуре  $T_N \simeq 11$  К этот магнетик приобретает упорядоченную структуру, близкую к геликоидальной с волновым вектором  $\mathbf{k} = (4\pi/3a, 0, \pi/c)$ , где  $a, c$  — параметры решетки. Величина внутрицепочечного обменного взаимодействия по разным оценкам составляет  $J \simeq 20$  К [23], межцепочечного взаимодействия —  $J' \simeq 2$  К [26], константа легкоосной анизотропии приблизительно равна  $D \simeq -0,05$  К. Поскольку  $D \ll J, J'$ , то треугольная обменная структура оказывается практически не искаженной релятивистскими взаимодействиями. Вследствие квазидвумерности магнитная структура испытывает сильное влияние нулевых колебаний, уменьшающих величину среднего спина на узле до  $1,3\mu_B$  при температурах много ниже  $T_N$ .

Измерения намагниченности при температуре 1,5 К, выполненные на стандартном SQUID-магнетометре в двух ориентациях магнитного поля относительно легкой оси, представлены на рис. 3. При приложении поля, перпендикулярного оси  $C_6$  (кружки), наблюдается практически линейная зависимость намагниченности, определяемая обычным скосом антиферромагнитных подрешеток в направлении поля. Если же поле направлено вдоль легкой оси (в плоскости спинов), то при  $H = H_c \simeq 20$  кЭ на кривой  $M(H)$  появляется особенность, связанная с опрокидыванием спиновой плоскости (спин-флоп-переход). Основное отличие от двухподрешеточ-

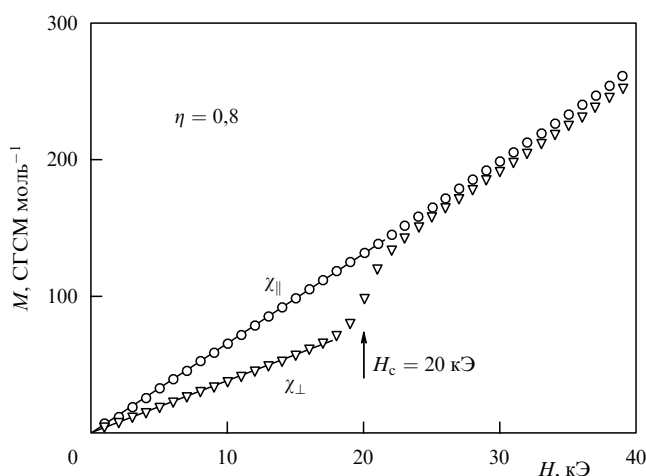
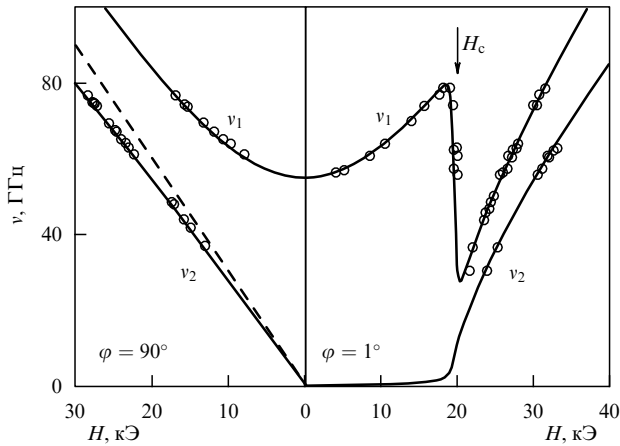


Рис. 3. Полевая зависимость намагниченности образца  $\text{RbNiCl}_3$  при  $T = 1,5$  К. Треугольники соответствуют  $H \parallel C_6$ , кружки —  $H \perp C_6$ . Сплошные прямые — линейная подгонка для определения величин  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$ . Стрелкой обозначено поле спин-флопа  $H_c$ .



**Рис. 4.** Частотно-полевые диаграммы АФМР в  $\text{RbNiCl}_3$  при  $T = 1,3 \text{ К}$  в двух ориентациях магнитного поля относительно оси  $C_6$ . Сплошные кривые получены из уравнения (4) с параметрами  $\eta = 0,8$ ,  $H_c = 20 \text{ кЭ}$ , определенными из статических измерений; штриховая прямая — парамагнитная линия  $\nu = \gamma H$ . Стрелкой показано поле опрокидывания спиновой плоскости.

ного антиферромагнетика состоит в том, что в полях меньших  $H_c$  при  $T \ll T_N$  наблюдается ненулевая восприимчивость, возникающая за счет неколлинеарности структуры. Величины компонент тензора восприимчивости определяются, в основном, внутрицепочечным обменным взаимодействием. Простой расчет в приближении молекулярного поля дает их соотношение  $\chi_{\parallel} = 2\chi_{\perp} = 1/(8J)$  (индексы  $\parallel$  и  $\perp$  вводятся относительно вектора, перпендикулярного спиновой плоскости). Для  $\text{RbNiCl}_3$  отношение  $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} = 1,8$ . Небольшая нелинейность намагниченности в сильных полях, а также различие значений намагниченности при  $H \perp C_6$  и  $H \parallel C_6$  выше поля спин-флопа связаны с наличием вклада в намагниченность нулевых колебаний [27].

Резонансный спектр различных легкоосных треугольных антиферромагнетиков подробно изучался во многих работах [24–26, 29]. В настоящей статье приведены результаты низкотемпературных спектроскопических измерений на монокристалле  $\text{RbNiCl}_3$ , проведенных на спектрометре проходного типа в диапазоне частот 30–80 ГГц в магнитных полях до 40 кЭ, аналогичные результатам работы [26]. На рисунке 4 видно, что резонансный спектр в обеих основных ориентациях магнитного поля ( $\varphi$  — угол между полем и осью  $C_6$ ) состоит из двух ветвей, обозначенных  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , которые имеют сложную зависимость от магнитного поля. Щелевая ветвь  $\nu_1$  при  $H \parallel C_6$  сначала возрастает, затем испытывает резкий скачок при значении поля  $H_c = 20 \text{ кЭ}$ , потом снова возрастает, приближаясь к парамагнитной линии. Ветвь  $\nu_2$  остается нулевой вплоть до значения поля  $H_c$ , после чего возрастает подобно  $\nu_1$ . В другой ориентации обе ветви монотонно возрастают, причем мода  $\nu_2$  оказывается близкой к парамагнитной зависимости  $\nu = \gamma H$  (где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение), однако четко отличается от нее.

Анализ резонансных свойств подобных неколлинеарных структур на основе микроскопического спинового гамильтониана оказывается весьма сложным, и к тому же требует введения многочисленных модельных ограничений, связанных с наличием в системе многих подрешеток. Наиболее адекватным методом теоретиче-

ского описания длинноволновой части резонансного спектра таких структур является подход, основанный на идеях обменной симметрии [28]. Пространственная спиновая плотность  $120^\circ$ -й магнитной структуры задается двумя единичными ортогональными векторами  $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$  и волновым вектором структуры  $\mathbf{k}$ :

$$\mathbf{S} \sim \mathbf{l}_1 \cos \mathbf{k}\mathbf{r} + \mathbf{l}_2 \sin \mathbf{k}\mathbf{r}.$$

Длинноволновая динамика магнетика (без учета его внутренних степеней свободы) задается движением этих векторов, а его кинетическая энергия в магнитном поле определяется квадратичной формой вида

$$E = \frac{\chi_{\alpha\beta}}{2} (\Omega + H)_\alpha (\Omega + H)_\beta,$$

где  $\chi_{\alpha\beta} = \chi_{\perp} \delta_{\alpha\beta} + (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) n_\alpha n_\beta$  — тензор восприимчивости обменной структуры,  $\Omega$  — угловая скорость вращения в спиновом пространстве,  $\mathbf{n} = [\mathbf{l}_1 \mathbf{l}_2]$  — вектор нормали к спиновой плоскости. Потенциальная энергия взаимодействия спиновой системы с кристаллом (слабого по сравнению с обменом) в первом приближении вводится в виде квадратичной по компонентам  $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$  формы, инвариантной относительно преобразований симметрии обменной структуры. В результате лагранжиан системы представляется в виде

$$\mathcal{L} = E - \frac{\alpha}{2} n_z^2. \quad (3)$$

При направлении магнитного поля под произвольным углом  $\varphi$  к легкой оси, равновесная ориентация спиновой плоскости, задаваемая углом  $\psi$  между вектором  $\mathbf{n}$  и легкой осью, определяется соотношением

$$\tan 2\psi = \frac{H^2 \sin 2\varphi}{H^2 \cos 2\varphi - H_c^2},$$

где  $H_c^2 = \alpha/(\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})$  — поле опрокидывания спиновой плоскости при направлении  $\mathbf{H}$  вдоль легкой оси ( $\varphi = 0$ ).

Разложив входящие в лагранжиан (3) векторы  $\mathbf{n}$  и  $\Omega$  до членов второго порядка по малому углу отклонения от равновесия  $\theta$  и варьируя полученное выражение, получаем секулярное уравнение для собственных частот:

$$\begin{vmatrix} \omega^2 - \eta P & i\omega(1 - \eta)Z \\ -i\omega(1 - \eta)Z & \omega^2 - \eta Q \end{vmatrix} = 0, \quad (4)$$

где

$$Q = \sqrt{H^4 - 2H^2 H_c^2 \cos 2\varphi + H_c^4},$$

$$P = \frac{1}{2}(Q - H_c^2 + H^2),$$

$$Z = H \cos(\psi - \varphi), \quad \eta = \frac{\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}}{\chi_{\perp}}.$$

Впервые подобный расчет был выполнен в работе [25]. Как видно из (4), для описания спектра АФМР достаточно всего двух феноменологических параметров:  $\eta$  и  $H_c$ ; причем самосогласованность подхода проявляется в том, что эти параметры можно определить независимо из магнитостатических измерений. Результаты расчета по уравнению (4) с параметрами  $\eta = 0,8$ ,  $H_c = 20 \text{ кЭ}$ , представленные на рис. 4 сплош-

ными кривыми, демонстрируют прекрасное согласие с экспериментом.

Две релятивистские ветви спектра  $\nu_1$  и  $\nu_2$  связаны с колебаниями спиновой плоскости (вектора  $\mathbf{n}$ ) относительно кристалла и магнитного поля. Очевидно, в спектре плоской неколлинеарной структуры должна существовать и третья релятивистская ветвь колебаний, связанная с однородным вращением спинов в плоскости (вокруг вектора  $\mathbf{n}$ ). При малых искажениях треугольной структуры вследствие анизотропии такая степень свободы оказывается практически вырожденной, поэтому данная ветвь в спектре  $\text{RbNiCl}_3$  не наблюдается. С увеличением анизотропии для ее описания необходимо ввести релятивистские инварианты более высоких порядков по компонентам  $I_1, I_2$ , снимающие вырождение спиновой структуры в плоскости. Это было впервые сделано при описании нижней ветви спектра АФМР в антиферромагнетике  $\text{CsMnI}_3$  [29] и диамагнитно разбавленном  $\text{RbNi}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Cl}_3$  [30].

Таким образом, неколлинеарное магнитное упорядочение, возникающее благодаря слабой геометрической фрустрации обменного взаимодействия в гексагональных кристаллах, обладает весьма необычными свойствами. Наиболее интересное из них проявляется в длинноволновой спиновой динамике, отличающейся от динамики в коллинеарном случае как по виду колебаний и числу мод магнитного резонанса, так и по их эволюции во внешнем магнитном поле. Возможность самосогласованного описания этих эффектов в рамках симметричного "гидродинамического" подхода [28], не требующего введения каких-либо модельных ограничений, вызывает дополнительный интерес к данной проблеме.

#### 4. Сильнофрустрированные антиферромагнетики

В разделе 3 был рассмотрен случай слабой фрустрации обменного взаимодействия, не препятствующей образованию неелевского состояния. Однако существуют кристаллические решетки (типа кагоме, граната и пирохлора), в которых обменное взаимодействие не может стабилизировать какое-либо упорядочение. В последнее десятилетие было исследовано несколько таких систем [31]. В данной статье мы ограничимся рассмотрением магнитных свойств пирохлорного антиферромагнетика  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ . Магнитные ионы  $^{3+}\text{Gd}$  ( $S = 7/2, L = 0$ ) в этом кристалле образуют гранецентрированную кубическую решетку Браве, базисом которой является правильный тетраэдр (проекция решетки на плоскость [111] кристалла схематически показана на рис. 5). Магнитное основное состояние такой структуры в приближении обмена между ближайшими соседями должно удовлетворять условию равенства нулю полного спина на каждом тетраэдре, однако таких классических состояний оказывается бесконечно много. Флуктуации различных практически вырожденных по энергиям состояний приводят к тому, что спиновая система не упорядочивается вплоть до  $T = 0$  [32, 33]. Недавние экспериментальные исследования теплоемкости и магнитной восприимчивости [34–36], а также нейтронные эксперименты [37] показали, что  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  действительно остается разупорядоченным в широком интервале температур ниже температуры Кюри–Вейсса  $\theta_{\text{CW}} \simeq 10$  К. Переход в упорядоченную фазу, предположительно обусловленный диполь-дипольным взаимодействием, происходит только при температуре  $T_{\text{N1}} \approx 1$  К.

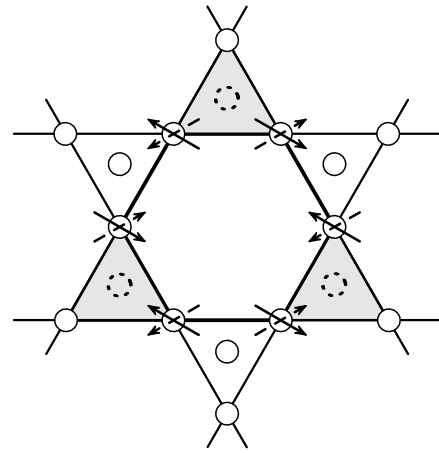


Рис. 5. Схематическое изображение кристаллической структуры пирохлора в проекции на плоскость [111]. Серыми и белыми треугольниками обозначены тетраэдры с магнитными ионами в вершинах, выходящие из плоскости соответственно вниз и вверх; жирной линией обведен шестиугольник, образованный вершинами соседних тетраэдров. Стрелками показано антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов ионов на шестиугольнике.

Бесконечное вырождение основного состояния фрустрированного магнетика эквивалентно наличию в спектре его возбуждений макроскопического числа локальных мягких мод. Эти моды соответствуют вращательным степеням свободы групп спинов, находящихся в вершинах шестиугольников, образованных ребрами соседних тетраэдров в кагоме-плоскостях (см. рис. 5). Если спины по периметру шестиугольника упорядочены антипараллельно, то в отсутствие внешнего поля их поворот в спиновом пространстве на произвольный угол не изменяет полную обменную энергию системы. Такие низколежащие моды наблюдались в экспериментах по квазиупругому рассеянию нейтронов в соединении  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$ , которое также является гейзенберговским антиферромагнетиком на пирохлорной решетке [38].

Основное термодинамическое следствие существования мягких мод состоит в том, что значительная часть магнитной энтропии не вымерзает вплоть до температур много меньших  $\theta_{\text{CW}}$ . Такие моды сохраняются в системе вплоть до поля насыщения  $H_{\text{sat}}$  (в  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$   $H_{\text{sat}} \simeq 70$  кЭ), после чего они приобретают шель зеemanовской природы. Переход от невырожденного, полностью поляризованного состояния, существующего выше  $H_{\text{sat}}$ , в бесконечнократно вырожденное состояние ниже  $H_{\text{sat}}$  происходит посредством "конденсации" макроскопического числа локальных мод и сопровождается большим изменением энтропии в окрестности критического поля [39]. Данное свойство является предпосылкой существования в  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  усиленного магнитокалорического эффекта, исследованного недавно в работе [40]. На рисунке 6 представлены зависимости температуры образца  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ , находящегося в квазиadiaбатических условиях, от магнитного поля при размагничивании, начиная с различных температур  $T_i$ . На всех кривых  $T_S(H)$ , начинающихся от 10 К и ниже, наблюдается резкое падение температуры в области значений поля 120–60 кЭ (в отличие от равномерного охлаждения идеального парамагнетика по закону  $T/H = \text{const}$ ), причем максимальное отношение начальной температуры к конечной  $T_i/T_f$  больше 10. Этот эксперимент наглядно

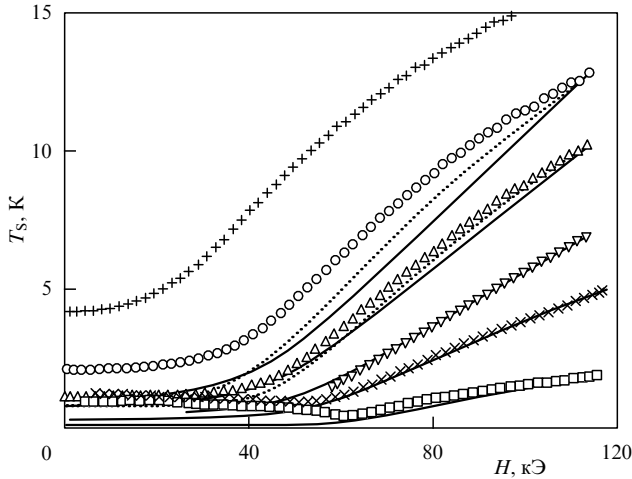


Рис. 6. Зависимости температуры образца  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  от магнитного поля (приложенного в плоскости [111]) при квазиadiaбатическом размагничивании начиная от значения поля 118 кЭ при различных стартовых температурах  $T_i$ . Сплошные кривые — результаты моделирования методом Монте-Карло, пунктирные кривые — кривые размагничивания с поправками на решеточную теплоемкость.

демонстрирует принципиальную роль сильной обменной фрустрации в магнитном охлаждении  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ . Для количественного описания полученных данных было выполнено моделирование методом Монте-Карло для классического антиферромагнетика в приближении ближайших соседей (подробное описание см. в работе [39]). Единственным параметром, необходимым для наложения результатов моделирования на экспериментальные данные, является обменная константа  $J$ . Ее можно оценить по величинам поля насыщения и температуры Кюри–Вейсса, которые для пирохлорного магнетика выражаются в приближении молекулярного поля следующим образом (см., например, [39]):

$$g\mu_B H_{\text{sat}} = 8JS, \quad k_B\theta_{\text{CW}} = 2JS(S+1). \quad (5)$$

Оценка обменной константы из обоих выражений (5) дает величину  $J \approx 0,3$  К. Результаты моделирования с этим значением параметра  $J$  представлены на рис. 6 сплошными кривыми. С учетом поправок на решеточный вклад в теплоемкость при высоких температурах (показанных пунктирными кривыми) они находятся в прекрасном согласии с экспериментом, что является прямым доказательством правильности концепции мягких мод для термодинамического описания фрустрированного магнетика.

В заключение оценим хладопроизводительность процесса, используя приведенные выше кривые адиабатического размагничивания  $T_s(H)$  и данные по теплоемкости  $C(T)$  антиферромагнетика  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  в сильном магнитном поле  $H = 90$  кЭ, полученные на калориметре "Quantum Design" в диапазоне температур 1,5–20 К. Количество тепла, поглощаемого магнетиком при изотермическом размагничивании, связано с изменением его энтропии простым соотношением

$$\Delta Q = T \Delta S \Big|_{H_i}^{H_f}.$$

Рассмотрим кривую адиабатического размагничивания от начальной точки  $(H_i, T_i)$  до конечной точки  $(H_f, T_f)$ . Энтропия вдоль кривой остается постоянной, поэтому

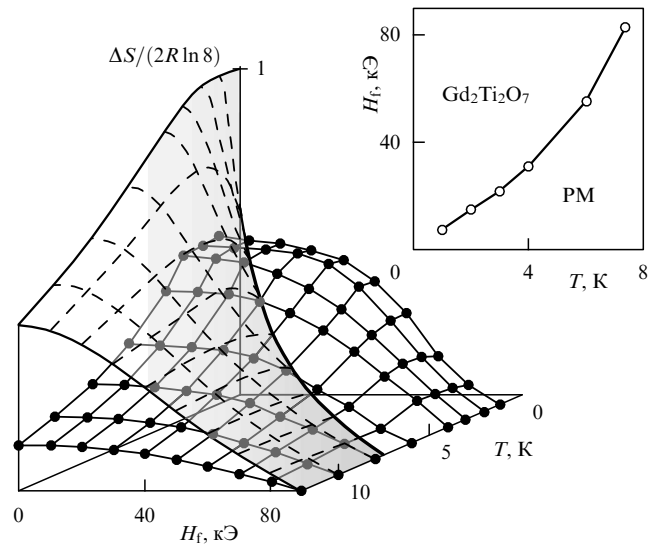


Рис. 7. Изменение энтропии в ходе изотермического размагничивания  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  начиная от  $H_i = 90$  кЭ при различных температурах в зависимости от значений конечного поля  $H_f$ . Серая поверхность со штриховыми линиями — аналогичные расчетные данные для идеального парамагнетика со спином  $S = 7/2$ . На вставке показана граница областей преимущественного размагничивания пирохлора и идеального парамагнетика (PM) в координатах  $H_f - T$ .

можно связать изменение энтропии при постоянной температуре  $T_f$  и в постоянном поле  $H_i$  соотношением

$$\Delta S(T_f) \Big|_{H_i}^{H_f} = \Delta S(H_i) \Big|_{T_i}^{T_f} = \int_{T_i}^{T_f} \frac{C(T)}{T} dT. \quad (6)$$

Величины  $\Delta S|_T$ , вычисленные по формуле (6) при различных температурах для размагничивания от значения поля  $H_i = 90$  кЭ до конечного значения  $H_f$ , представлены черными кружками на рис. 7 (при этом полная энтропия системы остается неопределенной). Необходимо отметить две основные особенности: 1) примерно половина полной магнитной энтропии  $2R \ln 8$  сохраняется в системе даже при температурах, близких к температуре упорядочения  $T_{N1} = 1$  К; 2) наиболее сильное изменение энтропии (и поглощения тепла) приходится на область сильных полей выше  $H_{\text{sat}}$ . Это значительно отличается от поведения обычного парамагнетика при низкой температуре (показанного на рис. 7 штриховыми кривыми на серой поверхности), энтропия которого высвобождается только при размагничивании до значений поля  $H_f \ll H_i$ . На вставке рис. 7 показана граница области в координатах  $H_f - T$ , в которой энтропия  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  изменяется сильнее, чем энтропия идеального парамагнетика. Хладопроизводительность  $\Delta Q$  имеет максимум вблизи 4 К, достигая значения 30 Дж моль<sup>-1</sup> Gd. Такое количество тепла соответствует теплоте испарения приблизительно одного моля жидкого <sup>3</sup>He при  $T = 3$  К, что создает принципиальную возможность использования пирохлорного магнетика  $\text{Gd}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  в практической криогенике.

## 5. Заключение

В статье описано несколько типов сильнокоррелированных диэлектрических спиновых систем с антиферромагнитным обменным взаимодействием, в которых, в

отличие от обычных магнитных кристаллов, упорядочение спинов при низких температурах либо вовсе отсутствует, либо реализуется необычным образом. В неупорядоченных низкоразмерных структурах проявляются новые эффекты, например, индуцирование магнитного порядка немагнитными примесями. В критической точке, соответствующей возникновению этого нетривиального упорядочения, экспериментально обнаружено микроскопическое фазовое расслоение магнитных состояний диэлектрической матрицы.

Геометрическая фрустрация антиферромагнитного обменного взаимодействия на гексагональной кристаллической решетке может привести к возникновению экзотических неколлинеарных магнитных структур треугольного типа, обладающих интересными динамическими свойствами, подробно исследованными как экспериментально, так и теоретически. В случае сильной фрустрации, например, в магнетиках на пироклорной решетке, невозможность обычного упорядочения сопровождается полным разрушением дальнего порядка и образованием нового коллективного парамагнитного состояния типа спиновой жидкости, обладающего уникальной термодинамикой в магнитном поле. Открываются перспективы практического применения наблюдавшегося в таких системах усиленного магнитокалорического эффекта в криотехнике. Дальнейшее изучение этих систем представляется одной из актуальных задач физики магнитных явлений.

Авторы благодарят В.Н. Глазкова, М.Е. Житомирского, В.И. Марченко и О.А. Петренко за плодотворное сотрудничество, а также С.В. Петрова, Г. Балакришнан, Т. Масуду и К. Учинокуру за предоставленные образцы.

## Список литературы

1. Bethe H Z. *Phys.* **71** 205 (1931)
2. Haldane F D M. *Phys. Rev. Lett.* **50** 1153 (1983)
3. Villain J Z. *Phys. B* **33** 31 (1979)
4. Dagotto E, Rice T M. *Science* **271** 618 (1996)
5. Kagayama H et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3168 (1999)
6. Garrett A W et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 745 (1997)
7. Hase M, Terasaki I, Uchinokura K. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3651 (1993)
8. Pytte E. *Phys. Rev. B* **10** 4637 (1974)
9. Булаевский Л Н. *ФТТ* **11** 1132 (1969)
10. Fukuyama H, Tanimoto T, Saito M. *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 1182 (1996)
11. Shender E F, Kivelson S A. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2384 (1991)
12. Regnault L P et al. *Europhys. Lett.* **32** 579 (1995)
13. Uchiyama Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 632 (1999)
14. Oosawa A, Ono T, Tanaka H. *Phys. Rev. B* **66** 020405(R) (2002)
15. Glazkov V N et al. *Phys. Rev. B* **65** 144427 (2002)
16. Shante V K S, Kirkpatrick S. *Adv. Phys.* **20** 325 (1971)
17. Yasuda C et al. *Phys. Rev. B* **64** 092405 (2001)
18. Chubukov A V, Golosov D I. *J. Phys.: Condens. Matter* **3** 69 (1991)
19. Гехт П С, Бондаренко И Н. *ЖЭТФ* **111** 627 (1997)
20. Inami T, Ajiro Y, Goto T. *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 2374 (1996)
21. Svistov L E et al. *Phys. Rev. B* **67** 094434 (2003)
22. Yelon W B, Cox D E. *Phys. Rev. B* **6** 204 (1972)
23. Achiwa N. *J. Phys. Soc. Jpn.* **27** 561 (1969); Iio K, Hyodo H, Nagata K. *J. Phys. Soc. Jpn.* **49** 1336 (1980)
24. Tanaka H et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **57** 1153 (1988)
25. Зализняк И А и др. *Письма в ЖЭТФ* **47** 172 (1988)
26. Петренко О А, Петров С В, Прозорова Л А. *ЖЭТФ* **98** 727 (1990)
27. Zaliznyak I A. *Solid State Commun.* **84** 573 (1992)
28. Андреев А Ф, Марченко В И. *УФН* **130** 39 (1980)
29. Абаржи С И и др. *ЖЭТФ* **104** 3232 (1993)
30. Житомирский М Е и др. *ЖЭТФ* **108** 343 (1995)
31. Ramirez A P "Geometrical Frustration", in *Handbook of Magnetic Materials* Vol. 13 (Ed. K H J Buschow) (Amsterdam: Elsevier, 2001) p. 423
32. Moessner R, Chalker J T. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2929 (1998)
33. Canals B, Lacroix C. *Phys. Rev. B* **61** 1149 (2000)
34. Raju N P et al. *Phys. Rev. B* **59** 14489 (1999)
35. Ramirez A P et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 067202 (2002)
36. Bonville P et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **15** 7777 (2003)
37. Champion J D M et al. *Phys. Rev. B* **64** 140407(R) (2001)
38. Lee S-H et al. *Nature* **418** 856 (2002)
39. Zhitomirsky M E. *Phys. Rev. B* **67** 104421 (2003)
40. Sosin S S et al., cond-mat/0404529; submitted to *Phys. Rev. B*