

## 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

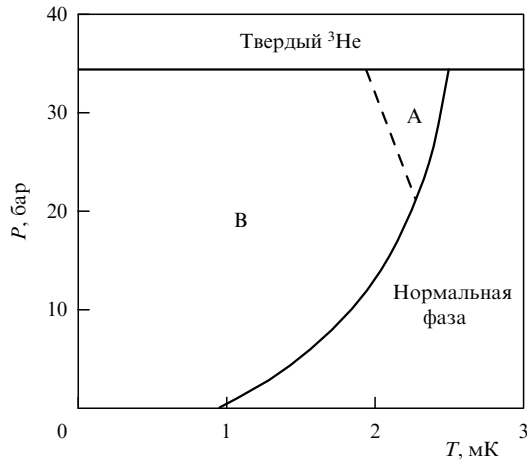


Рис. 1. Фазовая диаграмма  $^3\text{He}$  в нулевом магнитном поле. А<sub>1</sub>-фаза возникает только в магнитном поле в узкой области вблизи температуры сверхтекучего перехода.

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-

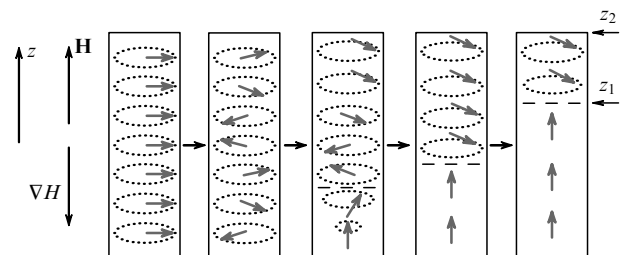


Рис. 2. Образование ОПД после подачи отклоняющего РЧ-импульса.

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

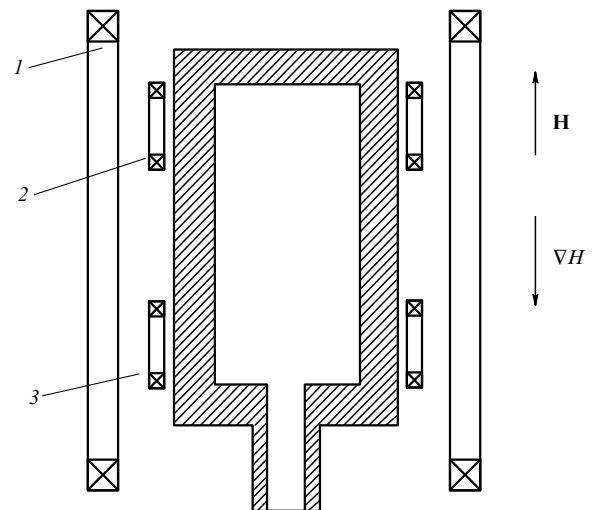
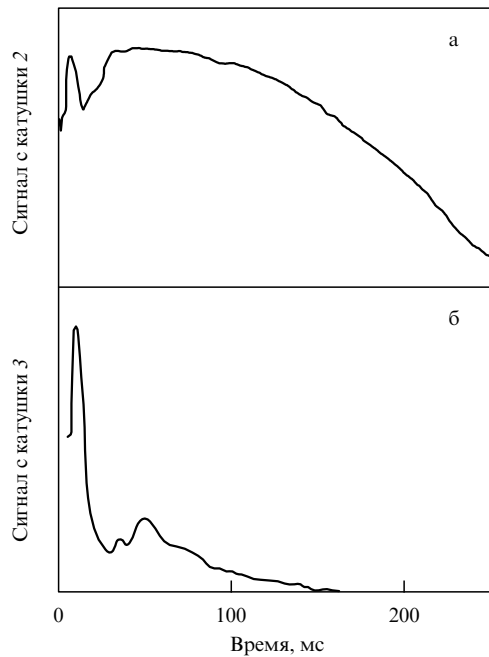


Рис. 3. Экспериментальная ячейка для исследований ОПД. Диаметр экспериментального объема 4 мм, а длина 8 мм. Ячейка (как и все другие использовавшиеся ячейки) изготовлена из эпоксидной смолы "Stycast-1266".



**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  $^3\text{He}$ .

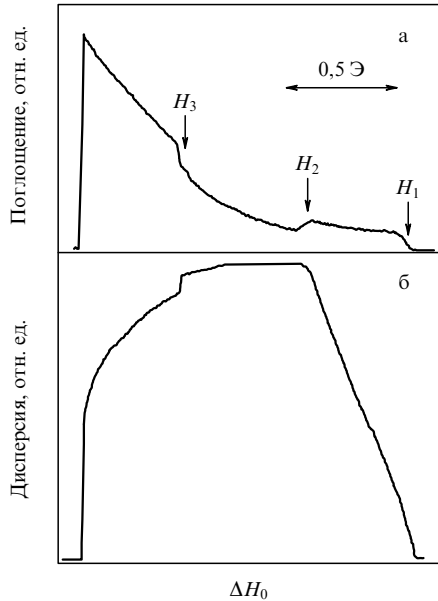
### 5. Однородно прецессирующий домен в условиях непрерывного ЯМР

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



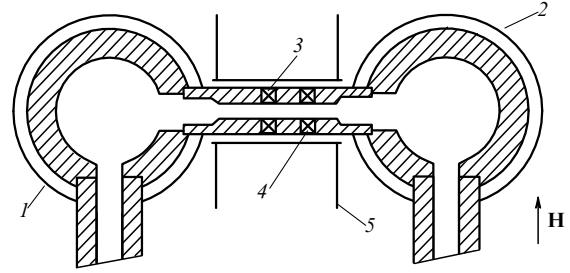
**Рис. 5.** Сигналы поглощения (а) и дисперсии (б) при образовании ОПД методом непрерывного ЯМР. Градиент магнитного поля был направлен так, что ОПД формировался у верхнего края ячейки и по мере уменьшения  $H_0$  заполнял весь экспериментальный объем.  $P = 11$  бар,  $H_0 = 142$  Э,  $\nabla H = 0,83$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

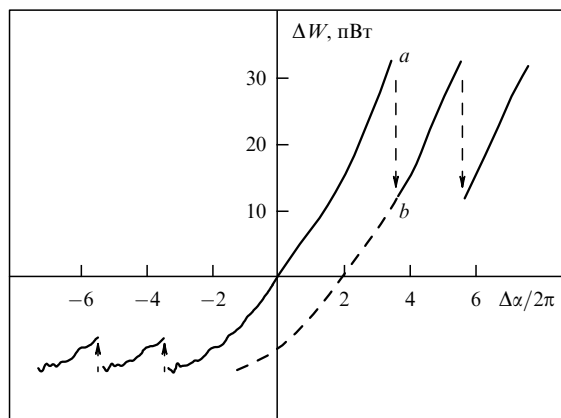


Рис. 7. Изменение поглощения в одном из ОПД в зависимости от разности фаз прецессии между прецессирующими доменами (левая часть рисунка получена при уменьшении  $\Delta\alpha$  от  $\Delta\alpha = 0$ , правая часть — при увеличении). Сбросы фазы показаны стрелками ( $a \rightarrow b$ ). Если в точке  $b$  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