

## КОГЕРЕНТНО ПРЕЦЕССИРУЮЩАЯ СТРУКТУРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В НОРМАЛЬНОМ $^3\text{He}$ В ИМПУЛЬСНОМ ЯМР

*В.В.Дмитриев, С.Р.Заказов, В.В.Мороз*  
Институт Физических Проблем им. П.Л.Капицы РАН,  
117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 января 1995 г.

Проведены импульсные ЯМР эксперименты в жидком  $^3\text{He}$  при температурах ниже 10 мК. Обнаружено, что при достаточно низких температурах длительность сигнала индукции значительно больше, чем следует ожидать из величины неоднородности внешнего магнитного поля. Сравнение результатов экспериментов с теорией и с компьютерными симуляциями указывает на то, что это связано с формированием когерентно прецессирующей двухдоменной спиновой структуры. Выяснены условия, необходимые для формирования такой структуры.

Спиновая динамика нормальной ферми-жидкости описывается уравнениями Леггетта [1], которые в первом приближении выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial J_i}{\partial x_i} = M \times \omega \quad (1)$$

$$J_i = \frac{D_0}{1 + \mu^2 M^2} \left\{ \frac{\partial M}{\partial x_i} + \mu M \times \frac{\partial M}{\partial x_i} + \mu^2 (M \frac{\partial M}{\partial x_i}) M \right\}, \quad (2)$$

где

$$\mu = \frac{\omega \kappa \tau}{1 + F_1^a/3}, \quad \kappa = \frac{F_1^a/3 - F_0^a}{1 + F_0^a}, \quad D_0 = \frac{1}{3} v_F^2 (1 + F_0^a) \tau,$$

$F_0^a$  и  $F_1^a$  - ферми-параметры,  $\tau$  - время соударения квазичастиц,  $M$  - намагниченность, нормированная на равновесное значение,  $D_0$  - коэффициент спиновой диффузии,  $v_F$  - ферми-скорость,  $\omega = \gamma H$  - частота ЯМР,  $\gamma$  - гиромагнитное отношение и  $H$  - величина магнитного поля.

Первый член в фигурных скобках в уравнении (2) описывает обычную спиновую диффузию и определяет спиновую динамику при высоких температурах, когда  $\mu$  мало. В пределе же низких температур заметное влияние на спиновую динамику начинают оказывать второй и третий члены. Они приводят, например, к возможности возбуждения спиновых волн в нормальном  $^3\text{He}$  и в растворах  $^3\text{He}-^4\text{He}$  [2,3]. Недавно в импульсных ЯМР экспериментах в растворах  $^3\text{He}-^4\text{He}$  [4,5] наблюдались сигналы индукции длительностью много большей, чем следовало бы ожидать из величины неоднородности магнитного поля. Для того чтобы объяснить такие сигналы, были проведены компьютерные симуляции, которые показали, что в поле с однородным градиентом после приложения отклоняющего импульса протекание ферми-жидкостных спиновых токов может привести к формированию спиновой структуры, состоящей из двух доменов. В одном из доменов намагниченность ориентирована вдоль внешнего магнитного поля, а в другом - в противоположном направлении. Домены разделены стенкой, в которой угол отклонения намагниченности плавно изменяется от 0 до 180°. Хотя геометрия экспериментальных ячеек, использовавшихся в [4,5], и не позволяла провести количественные сравнения

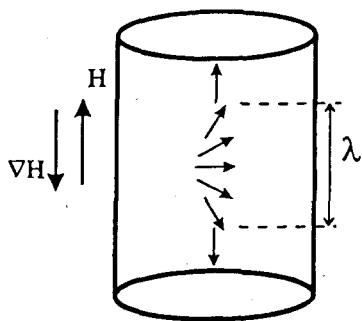


Рис.1

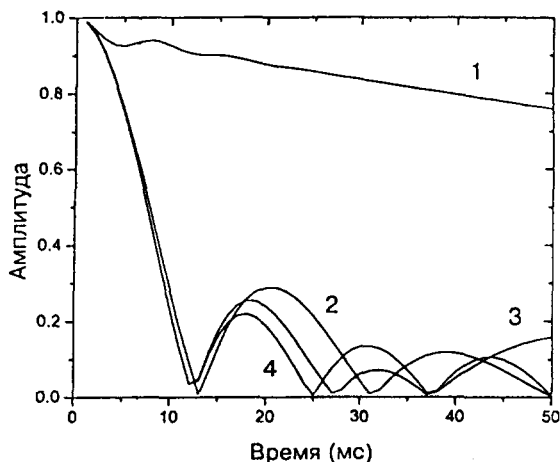


Рис.2

Рис.1. Двухдоменная прецессирующая структура в замкнутой ячейке. Стрелками показано распределение векторов намагниченности

Рис.2. Зависимость амплитуды сигнала свободной индукции от времени после начального отклонения намагниченности на угол  $90^\circ$  (результаты компьютерных симуляций). Высота ячейки 0,62 мм,  $\nabla H = 0,4 \text{ Э/см}$ , кривая 1 -  $T = 0,93 \text{ мК}$ , кривая 2 -  $T = 10 \text{ мК}$ . Высота ячейки 4,96 мм,  $\nabla H = 0,05 \text{ Э/см}$ , кривая 3 -  $T = 0,93 \text{ мК}$ , кривая 4 -  $T = 10 \text{ мК}$

с результатами компьютерного моделирования, основные свойства полученных сигналов индукции соответствовали расчёту. Недавно было найдено аналитическое решение системы уравнений Леггетта, описывающее стационарную прецессию намагниченности в неоднородном внешнем поле в пределе низких температур [6,7]. Это решение соответствует упомянутой выше двухдоменной структуре, причем свободная прецессия спинов, несмотря на наличие градиента внешнего поля, происходит с одной и той же фазой и с частотой, соответствующей ларморовскому значению в середине доменной стенки (рис.1). Характерная толщина стенки при этом определяется следующим выражением:

$$\lambda^3 = \frac{u^2}{\kappa M \omega \nabla \omega} \quad (3)$$

где

$$u^2 = \frac{1}{3} v_F^2 (1 + F_0^a)(1 + F_1^a/3); \quad \nabla \omega = \gamma \nabla H$$

Когерентная прецессия доменной стенки поддерживается протеканием спиновых токов, переносящих поперечные компоненты спина. Механизм формирования двухдоменной структуры можно понять из следующей простой модели. Рассмотрим ферми-жидкость в замкнутой ячейке, помещенной в магнитное поле (направленное вдоль оси  $z$ ) с однородным градиентом. Пусть  $\mu \gg 1$ , то есть можно пренебречь первым членом в фигурных скобках в уравнении (2). Если абсолютная величина намагниченности однородна по ячейке, то третий член в уравнении (2) равен нулю. Более того, этот член препятствует росту пространственных неоднородностей абсолютной величины намагниченности и

в бесстолбовительном пределе поддерживает ее однородной по объему. Если намагниченность образца отклонена на некоторый угол  $\beta$  и свободно прецессирует, то градиент ларморовской частоты прецессии приведет к возникновению и росту в объеме образца градиента фазы прецессии  $\alpha$ . При этом второй член в уравнении (2) приведет к возникновению тока продольной компоненты намагниченности вдоль оси  $z$ . Если  $\beta$  однородно по образцу, то этот ток равен

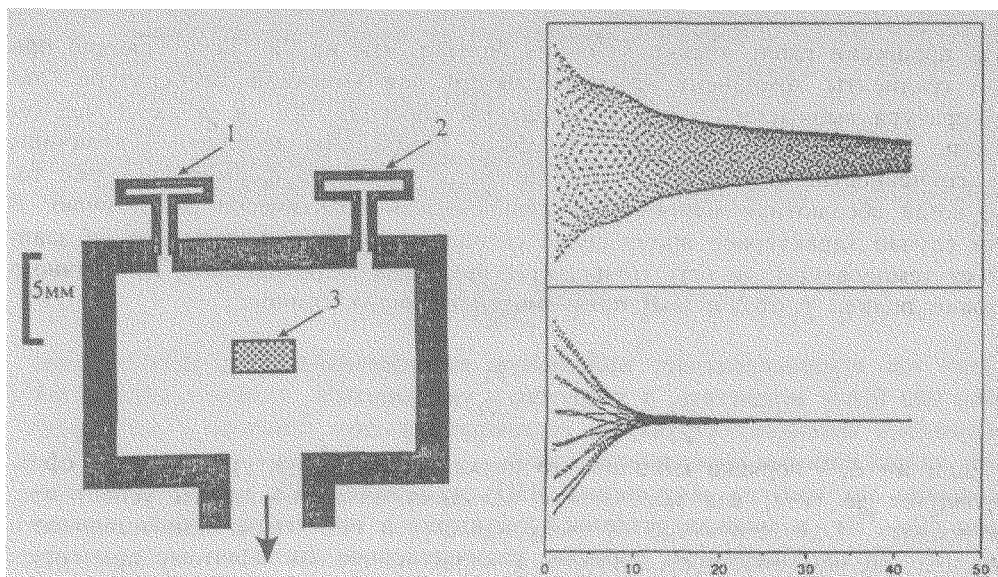
$$J_z^z = \frac{\mu D_0 M^2 \sin^2 \beta}{1 + \mu^2 M^2} \nabla \alpha \quad (4)$$

Этот ток перераспределяет продольную намагниченность: у одного конца ячейки она будет возрастать, а у другого - уменьшаться. Можно ожидать, что в результате возникнет структура, состоящая из двух доменов с противоположно направленными намагниченностями.

Недавно мы провели импульсные ЯМР эксперименты с насыщенным раствором  ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$  в ячейках различной геометрии и при температурах порядка 1 мК [8]. Было обнаружено хорошее количественное согласие эксперимента и компьютерных симуляций. При этом результаты как экспериментов, так и симуляций указывали на формирование двухдоменной структуры. Формирование такой структуры приводит к тому, что характерное время жизни сигнала индукции значительно превышает то, которое следует ожидать из имеющейся величины неоднородности внешнего магнитного поля. При низких температурах продольная магнитная релаксация в растворах  ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$  (как и в нормальном  ${}^3\text{He}$ ) мала и происходит на стенках ячейки. В этом случае основным механизмом релаксации, влияющим на время жизни двухдоменной структуры (и, соответственно, сигнала индукции), является релаксация, связанная с обычной спиновой диффузией (первый член в уравнении 2). Этот механизм приводит к постепенному уменьшению до нуля абсолютного значения величины намагниченности по объему ячейки (длиной  $L$ ) по закону [6,7]

$$\frac{d}{dt}[M]^{5/3} \approx \frac{3,9}{L\tau} (1 + F_1^a/3) \left\{ \frac{u^4 \nabla \omega}{\kappa^5 \omega^5} \right\}^{1/3} \quad (5)$$

Ферми-жидкостные эффекты, приводящие к образованию двухдоменной структуры, определяются абсолютной величиной  $\mu$ . Для насыщенного раствора  ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$  при нулевом давлении  $F_0^a = 0,01$ ,  $F_1^a = 0,144$ ,  $\tau T^2 = 3,47 \cdot 10^{-11} \text{с} \cdot \text{К}^2$  [4] и, соответственно,  $\mu T^2 = 1,26 \cdot 10^{-12} \omega$ . Для нормального  ${}^3\text{He}$  при давлении 0 бар  $F_0^a = -0,695$ ,  $F_1^a = -0,6$ ,  $\tau T^2 = 4,11 \cdot 10^{-13} \text{с} \cdot \text{К}^2$  [9-11] и  $\mu T^2 = 0,84 \cdot 10^{-12} \omega$ . Таким образом, уже в магнитных полях порядка 200-300 Э и при температурах порядка 1 мК в нормальном  ${}^3\text{He}$ , как и в насыщенном растворе  ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ , ферми-жидкостные спиновые токи могут играть определяющую роль и приводить к формированию двухдоменной структуры намагниченности. Тем не менее, несмотря на большое число работ, в которых проводились импульсные ЯМР эксперименты в нормальном  ${}^3\text{He}$ , до настоящего времени в литературе нет указаний на наблюдение эффектов, связанных с образованием двухдоменной структуры. Целью данной работы являлось выяснение условий, необходимых для формирования двухдоменной структуры, и наблюдение эффектов, связанных с ее возникновением.



К ТЕПЛООБМЕННИКУ

Рис.3

Время (мс)

Рис.4

Рис.3. Схема экспериментальной камеры. 1,2 - экспериментальные ячейки; 3 - датчик ЯМР термометра

Рис.4. Зависимость сигнала свободной индукции от времени после начального отклонения намагниченности на угол  $90^\circ$  в ячейке высотой 0,62 мм (эксперимент).  $\nabla H = 0,58$  Э/см; вверху -  $T = 0,94$  мК, внизу -  $T = 3,1$  мК

Мы провели компьютерные симуляции импульсного ЯМР в нормальном  $^3\text{He}$  для типичных экспериментальных условий (давление 0 бар,  $H = 100 - 1000$  Э,  $\nabla H = 0,1 - 1$  Э/см,  $T = 1 - 20$  мК). Для этого решалась полная система уравнений Леггетта для одномерного случая, то есть считалось, что система является однородной в плоскости  $x - y$ . При этом внешнее магнитное поле и его градиент были направлены по оси  $z$ . Граничные условия на концах ячейки задавались требованием отсутствия спинового тока, то есть ячейка считалась замкнутой. При вычислениях использовалась стандартная программа для решения дифференциальных уравнений в частных производных из библиотеки АСМ [12], полученная на ВЦ ИФП РАН. В качестве начальных условий выбиралось однородное по ячейке отклонение намагниченности на некоторый угол. Для разных моментов времени компьютер вычислял распределение разных компонент намагниченности и спинового тока по координате  $z$ . Для того чтобы результаты расчета было удобно сравнивать с экспериментом, в каждый момент времени рассчитывалась также полная поперечная компонента намагниченности образца  $^3\text{He}$ , то есть фактически вычислялась амплитуда сигнала индукции, наводимого прецессирующими спинами. Оказалось, что получаемые результаты очень сильно зависят от соотношения высоты (вдоль оси  $z$ ) экспериментальной ячейки ( $L$ ) и характерной толщины доменной стенки, определяемой уравнением (3). Домены сначала начинают формироваться вблизи концов ячейки и "прорастают" в объем. Если  $L/\lambda \gg 1$ , то градиент ларморовской частоты вдоль оси  $z$  быстро приводит тому, что

фаза прецессии вдоль ячейки меняется больше, чем на  $2\pi$ . Возникающие при этом градиенты компонент намагниченности при конечной температуре (эта температура выбиралась выше температуры перехода  $^3\text{He}$  в сверхтекучее состояние  $T_c = 0,93$  мК [11]) резко ускоряют релаксацию абсолютной величины намагниченности. В результате двухдоменная структура формируется уже тогда, когда абсолютная величина намагниченности практически равна нулю. В этом случае характерное время спада сигнала индукции практически не зависит от температуры, то есть совпадает с временем, определяемым из обычного условия полной расфазировки невзаимодействующих спинов:

$$\tau^* = \frac{2\pi}{L\nabla\omega}. \quad (6)$$

Если же  $L/\lambda$  порядка единицы, то двухдоменная структура успевает сформироваться до того, как абсолютная величина намагниченности успеет релаксировать. Если структура сформировалась, то градиенты намагниченности относительно невелики и сосредоточены в районе стенки. Поэтому при достаточно низкой температуре скорость релаксации абсолютной величины намагниченности мала (см. формулу (5)). На рис.2 представлены рассчитанные для различных значений параметров  $\nabla H$ ,  $T$  и  $L$  зависимости амплитуды сигнала индукции от времени после начального отклонения намагниченности на  $90^\circ$ . Величина  $L\nabla H$  выбрана для всех кривых одинаковой, так, что в пределе высоких температур характерное время спада сигнала (время до первого минимума) должно определяться формулой (6) и равняться  $\approx 12,4$  мс. Видно, что для температуры 10 мК для двух различных значений  $L$  время спада, действительно, определяется формулой (6) (кривые 2 и 4 на рис.2). Кроме того, если высота ячейки велика ( $L = 4,96$  мм,  $L/\lambda = 8$ ), то форма сигнала индукции практически не зависит от температуры (кривые 3 и 4). Как нам известно, во всех ранее проведенных экспериментах, где наблюдался сигнал индукции от нормального  $^3\text{He}$ , использовались длинные ячейки, то есть выполнялось условие  $L/\lambda \gg 1$ . Видимо поэтому никаких заметных изменений формы сигнала индукции при понижении температуры не наблюдалось. Если же использовать короткую ячейку ( $L = 0,62$  мм,  $L/\lambda = 2$ ), то, как видно из рис.2 (кривые 1 и 2), форма сигнала индукции должна сильно зависеть от температуры. При высоких температурах, когда ферми-жидкостные эффекты малы, спад сигнала индукции по прежнему хорошо описывается формулой (6), однако при низких температурах в ячейке формируется двухдоменная структура и сигнал индукции спадает существенно медленнее.

Для того чтобы проверить выводы, сделанные на основе компьютерных симуляций, мы провели импульсные ЯМР эксперименты в двух экспериментальных ячейках в форме цилиндров (диаметр 5 мм). Ячейки были изготовлены из эпоксидной смолы "Stycast-1266" и отличались высотой (0,62 мм и 0,9 мм). С основным объемом  $^3\text{He}$ , который охлаждался с помощью теплообменника на ступени ядерного размагничивания, ячейки соединялись узкими (диаметр 0,7 мм) и длинными (4,7 мм) каналами, что практически обеспечивало замкнутость ячеек (рис.3). Каждая ячейка была окружена приемно-передающей ЯМР катушкой (на рисунке не показаны). Эксперименты проводились при температурах ниже 20 мК, давлении 0 бар и в магнитном поле 284 Э (частота ЯМР 920 кГц), направленном вдоль оси ячеек. Температура измерялась с помощью

платинового ЯМР термометра PLM-3, который калибровался по температуре перехода  $^3\text{He}$  в сверхтекучее состояние.

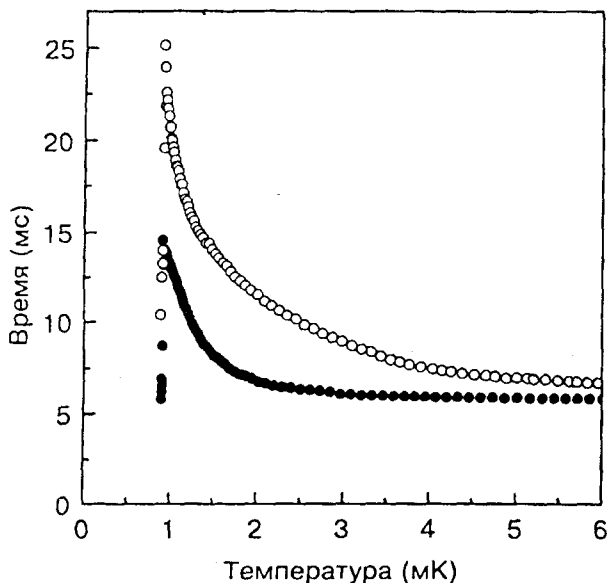


Рис.5. Зависимость характерного времени спада сигнала индукции от температуры. Начальное отклонение равно 90 градусам.  $\nabla H = 0,41$  Э/см. ○ - высота ячейки 0,62 мм, ● - высота ячейки 0,9 мм

Эксперименты проводились следующим образом. Во время медленного отогрева от температуры ниже  $T_c$  при фиксированной величине неоднородности внешнего магнитного поля на образец  $^3\text{He}$  подавались отклоняющие радиочастотные импульсы и с помощью цифрового осциллографа записывались сигналы свободной индукции. На рис. 4 приведены примеры сигналов, полученных на ячейке высотой 0,62 мм при разных температурах. Видно, что при низкой температуре длительность сигнала индукции значительно больше, что указывает на формирование двухдоменной структуры. В качестве количественной характеристики длительности сигнала индукции мы выбрали время, за которое амплитуда сигнала спадает в три раза. На рис.5 показана полученная на эксперименте зависимость характерного времени длительности сигнала индукции в обеих ячейках от температуры при градиенте поля 0,41 Э/см. Видно, что эффект удлинения сигнала индукции при низких температурах лучше выражен для более тонкой ячейки, то есть для случая, когда параметр  $L/\lambda$  меньше. Следует отметить, что полученные на эксперименте длительности сигнала индукции при температурах порядка 1мК, оказались в 1,5–2 раза меньше, чем мы ожидали из результатов компьютерных симуляций. Такое расхождение, видимо, связано с тем, что оси ячеек были не параллельны внешнему магнитному полю, то есть реальные условия не соответствовали одномерному случаю. Из измерений в высоких температурах мы оцениваем величину угла между осями ячеек и  $H$  равной  $\approx 1-2^\circ$ . Однако в целом полученные нами результаты удовлетворительно описываются теорией и подтверждают предположение о возможности формирования когерентно прецессирующей структуры в нормальном  $^3\text{He}$ .

При понижении температуры ниже  $T_c$  сигнал индукции быстро укорачивается, что, видимо, связано с магнитной релаксацией по механизму Леггетта–Такаги [13], возникающей в сверхтекучем  $^3\text{He}$ . Тем не менее, в непо-

средственной близости к температуре сверхтекучего перехода длина сигнала индукции оказывается большей, чем при высоких температурах (рис.5). Это указывает на то, что и в сверхтекучем  $^3\text{He}$  (по крайней мере вблизи  $T_c$ ) ферми-жидкостные спиновые токи продолжают заметно влиять на спиновую динамику.

В заключение мы хотим выразить благодарность А.С.Боровику-Романову и И.А.Фомину за полезные обсуждения и Е.Р.Подольяку за помощь в написании компьютерной программы. Данная работа выполнена благодаря поддержке Министерства Науки РФ, Международного научного фонда (грант М5С000), и проекта INTAS (контракт 1010-СТ93-0051).

- 
1. A.J.Leggett, J. Phys. C3, 448 (1970).
  2. N.Masuhara, D.Candela, D.O.Edwards et al., Phys. Rev. Lett., 53, 1168 (1984).
  3. J.R.Owers-Bradley, H.Chocolacs, R.M.Mueller et al., Phys. Rev. Lett., 51, 2120 (1983).
  4. H.Akimoto, O.Ishikawa, Gong-Hun Oh et al., J. Low Temp. Phys., 82, (5/6), 295 (1991).
  5. G.Nunes, Jr., C.Jin, D.L.Hawthorne et al., Phys. Rev. B46, 9082 (1992).
  6. В.В.Дмитриев, И.А.Фомин, Письма в ЖЭТФ 59, 352 (1994)
  7. I.A.Fomin, Physica B210 (1995), в печати.
  8. V.V.Dmitriev, V.V.Moroz, and S.R.Zakazov, Physica B210 (1995) в печати.
  9. D.Vollhardt and P.Wolfe, The Superfluid Phase of  $^3\text{He}$ , Taylor & Francis, London, 1990.
  10. J.S.Wheatley, Rev. Mod. Phys., 47, 415 (1975).
  11. D.S.Greywall, Phys. Rev. B33, 7520 (1986).
  12. N.K.Madsen and R.F.Sincovec, ACM Trans. Math. Software, 5, 326 (1979).
  13. A.J.Leggett and S.Takagi, Annals of Phys., 106, 79 (1977)