Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 5, с. 371 – 376 © 2002 г. 10 сентября

Нелинейный ЯМР в сверхтекучей В-фазе ^{3}Не в аэрогеле

В. В. Дмитриев[1)], *В. В. Завьялов, Д. Е. Змеев, И. В. Косарев, Н. Малдерс*[2)+]

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

[+]*Department of Physics and Astronomy, University of Delaware, Newark, Delaware 19716 USA*

Поступила в редакцию 1 августа 2002 г.

Методами импульсного и нелинейного непрерывного ЯМР проведены исследования жидкого ^{3}He в аэрогеле малой плотности предварительно покрытого несколькими монослоями ^{4}He. Обнаружен резкий рост сдвига частоты сигнала ЯМР от ларморовской при углах отклонения намагниченности, больших 104°. В случае нелинейного непрерывного ЯМР получены сигналы, связанные с формированием макроскопической области однородной прецессии намагниченности (однородно прецессирующего домена). Полученные результаты подтверждают, что низкотемпературная сверхтекучая фаза ^{3}He в аэрогеле является аналогом В-фазы в объемном ^{3}He и указывают на то, что сверхтекучие спиновые токи играют важную роль в спиновой динамике сверхтекучего ^{3}He в аэрогеле.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.–k

1. Введение. Теория сверхтекучих фаз ^{3}Не хорошо развита и в большинстве случаев количественно согласуется с экспериментом. По этой причине сверхтекучий ^{3}Не является идеальным объектом для проверки теоретических моделей для систем с нетривиальным куперовским спариванием. Актуальной задачей является изучение влияния примесей на такой объект. Такая возможность появилась с развитием технологий по получению аэрогелей малой плотности. Аэрогель представляет собой “мочалку”, состоящую из нитей SiO_2 диаметром порядка 30 Å, при том, что характерное расстояние между нитями составляет 500–1000 Å (речь идет о так называемом 98%-м аэрогеле, в котором 98% объема свободно, и с которым проводится большинство экспериментов с ^{3}Не). Длина когерентности сверхтекучего ^{3}Не составляет несколько сот ангстрем, то есть намного превышает диаметр нитей, которые, в этом случае, должны играть роль примесей.

Сверхтекучесть ^{3}Не в аэрогеле обнаружена несколько лет назад [1, 2], и в настоящее время известно, что аэрогель немного (на 20–30%) понижает температуру сверхтекучего перехода ^{3}Не. Выяснилось, что в аэрогеле возможно существование двух сверхтекучих фаз, аналогичных фазам А и В в объемном ^{3}Не [3, 4]. Установлено также, что фазовая диаграмма сверхтекучего ^{3}Не в аэрогеле имеет ряд качественных отличий от объемного ^{3}Не. В частности, область существования равновесной фазы А-типа оказывается чрезвычайно малой по сравнению со случаем объемного ^{3}Не даже при больших давлениях и в сильных магнитных полях (хотя в переохлажденном состоянии А-фаза остается стабильной в достаточно большом температурном интервале).

Эксперименты в аэрогеле можно проводить как с чистым ^{3}Не, так и в присутствии небольшого количества примеси ^{4}Не. В первом случае на ЯМР заметное влияние оказывает парамагнитный твердый ^{3}Не, который покрывает поверхность нитей двумя твердыми монослоями и имеет большую магнитную восприимчивость при сверхнизких температурах. Добавка ^{4}Не приводит к тому, что твердый ^{3}Не замещается немагнитным ^{4}Не и сигнал ЯМР уже полностью определяется жидким ^{3}Не.

2. ЯМР в объемном ^{3}Не-В. В сверхтекучей В-фазе объемного ^{3}Не частота линейного непрерывного ЯМР (то есть при малых амплитудах возбуждения) определяется углом ψ между направлением внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ и вектором $\mathbf{n}$ параметра порядка: $\omega \approx \omega_L + \frac{{\Omega_B}^2}{2\omega_L}\sin^2\psi$, где Ω_B – зависящая от температуры частота продольного резонанса (частота Леггетта) для ^{3}Не-В, $\omega_L = \gamma H$ – ларморовская частота. Вдали от стенок ячейки $\mathbf{n}\|\mathbf{H}$ и $\omega = \omega_L$. Если $\mathbf{H}$ лежит в плоскости стенки, то вблизи стенки $\psi \approx 63°$ и возникает сдвиг частоты. В результате линия поглощения линейного непрерывного ЯМР имеет несимметричный вид: пик на ларморовской частоте и длинный “хвост”, простирающийся в область больших частот, определяемый пространственным распределением (текстурой) параметра порядка. В случае импульсного ЯМР при достаточно больших углах

[1)]e-mail: dmitriev@kapitza.ras.ru
[2)]N. Mulders.

отклонения намагниченности β происходит текстурный переход, и во всем объеме ячейки $\mathbf{M}$ и $\mathbf{n}$ прецессируют как в отсутствие стенок (мода Бринкмана–Смита)[5]. При этом частота прецессии равна ω_L, если угол β не превышает $\Theta_0 = \arccos(-1/4) \approx 104°$ и растет по закону

$$\omega = \omega_L - \frac{4{\Omega_B}^2}{5\omega_L}(1 + 4\cos\beta)$$

при $\beta > \Theta_0$. Пространственные неоднородности прецессирующей намагниченности (вызываемые, например, градиентом H) приводят к возникновению сверхтекучих спиновых токов (спиновых сверхтоков), переносящих продольную компоненту намагниченности. В результате в замкнутом образце ^{3}He-B может сформироваться однородно прецессирующая двухдоменная структура (однородно прецессирующий домен, ОПД [6]). Один из доменов представляет собой область с практически равновесной намагниченностью, а во втором намагниченность отклонена на угол, близкий к Θ_0, и прецессирует синфазно с частотой, равной ларморовской в месте расположения междоменной стенки, характерная толщина которой составляет обычно 0.2-0.3 мм. Спиновые сверхтоки играют важную роль и в устойчивости ОПД: пространственные неоднородности приводят к токам, восстанавливающим однородность прецессии. Если к образцу приложен однородный градиент магнитного поля (направленный, как и $\mathbf{H}$, по оси z) и частота радиочастотного (РЧ) поля ω_{rf} фиксирована, то в случае непрерывного ЯМР ОПД формируется при плавном уменьшении однородной составляющей внешнего магнитного поля H_0 (при этом амплитуда РЧ поля должна быть достаточно велика) [7]. Формирование ОПД начинается, когда координата z (определяемая условием $\omega_{rf} = \gamma H(z)$) достигает границы ячейки (z_c). Благодаря спиновым сверхтокам, угол отклонения намагниченности в этом районе образца может достичь и превысить Θ_0. При дальнейшем уменьшении H_0 эта область ячейки остается в резонансе с РЧ полем за счет того, что β немного превышает Θ_0, что приводит к положительному сдвигу частоты. В результате размер ОПД растет, а распределение β по пространству определяется условием равенства частоты прецессии частоте РЧ поля, причем координата доменной границы (z_0) задается следующим резонансным условием: $\omega_{rf} = \gamma H(z_0)$. Поглощаемая РЧ мощность определяется разностью фаз прецессирующей намагниченности и РЧ поля. Эта разность устанавливается такой, что поглощаемая мощность равняется мощности диссипируемой в ОПД из-за процессов магнитной релаксации. Диссипация растет с увеличением длины ОПД и при дальнейшем уменьшении H_0 ОПД разрушается (при обратном направлении сканирования H_0 ОПД уже не образуется). Если в присутствии ОПД РЧ поле выключить, то однородность ОПД сохраняется, а магнитная релаксация приводит лишь к уменьшению длины ОПД: доменная граница движется и частота возникающего долгоживущего сигнала индукции (то есть длительностью, во много раз превышающей характерное время расфазировки в неоднородном магнитном поле: $\tau = (\gamma \nabla H L)^{-1}$, где L – длина ячейки) плавно уменьшается от ω_{rf} до $\gamma H(z_c)$.

Если низкотемпературная сверхтекучая фаза ^{3}He в аэрогеле является фазой, параметр порядка которой соответствует B- фазе объемного ^{3}He, то свойства ЯМР в ней должны быть схожи со свойствами ЯМР в объемном ^{3}He-B. Соответственно, следует ожидать, что в случае нелинейного ЯМР зависимость ω от β должна иметь особенность при $\beta \approx 104°$. Можно также предположить, что спиновые сверхтоки в ^{3}He- B в аэрогеле качественно не отличаются от случая объемного ^{3}He-B и могут приводить к формированию ОПД. Однако до последнего времени ЯМР-исследования ^{3}He в аэрогеле ограничивались в основном линейным непрерывным ЯМР. Эти эксперименты показали, что ЯМР в ^{3}He-B в аэрогеле, действительно, похож на ЯМР в объемном ^{3}He-B: наблюдается уширение линии в область высоких частот (причем, аналог частоты Леггетта для ^{3}He-B в аэрогеле в несколько раз меньше), а магнитная восприимчивость падает при понижении температуры, как и в объемном ^{3}He-B.

Исследования с использованием импульсного ЯМР проводились либо в случае чистого ^{3}He в аэрогеле (при этом не было обнаружено особенностей в зависимости частоты сигнала ЯМР от β при $\beta \approx \Theta_0$), либо при малых углах отклонения намагниченности [2, 8]. Исследования нелинейного непрерывного ЯМР в сверхтекучем ^{3}He-B в аэрогеле были недавно проведены гренобльской группой [9]. При этом наблюдался сигнал ЯМР, соответствующий по своим характеристикам (зависимость от направления сканирования линии и от величины градиента поля) сигналу от ОПД. Область существования и амплитуда этого сигнала были, однако, меньше, чем следовало ожидать при формировании ОПД с длиной, заметно большей, чем толщина доменной стенки, что не позволяло однозначно ответить на вопрос о формировании ОПД в ^{3}He в аэрогеле.

Целью данной работы являлось исследование нелинейного ЯМР (как импульсного, так и непрерывного) в сверхтекучей B-фазе ^{3}He в аэрогеле. Все эксперименты, о которых пойдет речь, проводились в аэрогеле, поверхность которого была покрыта 2 монослоями (расчетное значение) ^{4}He.

3. Условия экспериментов. Эксперименты проводились при давлении 25.5 бар, в магнитных полях от 284 до 1082 Э (соответствующие частоты ЯМР: от 922 КГц до 3.51 МГц). Экспериментальная камера (рис.1) была смонтирована на ступени ядер-

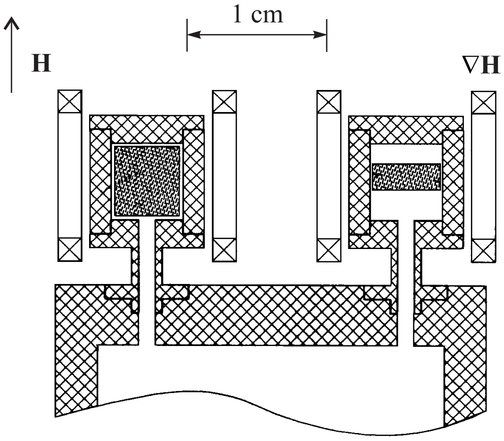

Рис.1. Схема экспериментальной камеры

ного размагничивания и имела две ячейки одинаковой цилиндрической формы (диаметр 5.3 мм, высота 5.6 мм), изготовленные из эпоксидной смолы Stycast-1266. Каждая ячейка была окружена ЯМР-катушками, которые были теплоизолированы от ячеек. Первая ячейка (ячейка 1) была практически полностью заполнена образцом 98%-го аэрогеля (были оставлены зазоры по 0.15 мм между аэрогелем и внутренними стенками ячейки). Во второй ячейке (ячейка 2) аэрогель имел вид таблетки толщиной $\approx$2.4 мм и был расположен в средней части экспериментального объема. Необходимая температура достигалась с помощью криостата ядерного размагничивания и определялась с помощью датчика платинового ЯМР-термометра, расположенного в отдельном объеме (ниже экспериментальных ячеек).

4. Импульсный ЯМР в ^{3}He-B в аэрогеле. Исследования с использованием импульсного ЯМР проводились только в ячейке 1. На образец подавались отклоняющие намагниченность РЧ импульсы на частоте ЯМР. Сигналы свободной прецессии (индукции) записывались в память компьютера и определялась зависимость их частоты и амплитуды от времени.

Фазовые переходы в ^{3}He в аэрогеле были заметны по изменению частоты, амплитуды и длительности сигналов индукции после подачи малых РЧ импульсов (то есть соответствующих углам отклонения, меньших $\sim 20°$). При охлаждении через точку сверхтекучего перехода ^{3}He в аэрогеле ($T_c^a \approx 0.76\,T_c$, где $T_c = 2.37$ мК – температура сверхтекучего перехода в объемном ^{3}He при данных условиях) наблюдалось два последовательных перехода. Сначала возникал и увеличивался отрицательный сдвиг частоты ЯМР от ларморовского значения, что связано с переходом в переохлажденную А-фазу ^{3}He в аэрогеле. Затем при некоторой температуре $\approx 0.85\,T_c^a$ происходил переход в В-фазу: сдвиг становился положительным и его величина росла при дальнейшем понижении температуры [10]. При отогреве из В-фазы сдвиг уменьшался пропорционально $(1 - T/T_c^a)$ и исчезал при $T = T_c^a$, оставаясь все время положительным. Эти результаты согласуются с недавними экспериментами [4], где подобное поведение наблюдалось методом непрерывного ЯМР.

Мы обнаружили, что частота сигнала индукции при больших углах отклонения намагниченности заметно зависит от времени. Поэтому для определения зависимости ω от β зависимость частоты сигнала индукции от времени экстраполировалась в начальный момент (отметим, что результаты качественно не меняются, если использовать другой разумный способ определения характерной частоты для данного β, например, определять среднюю частоту фурье-преобразования сигнала индукции). На рис.2 приведена зависимость частоты сигнала индукции в

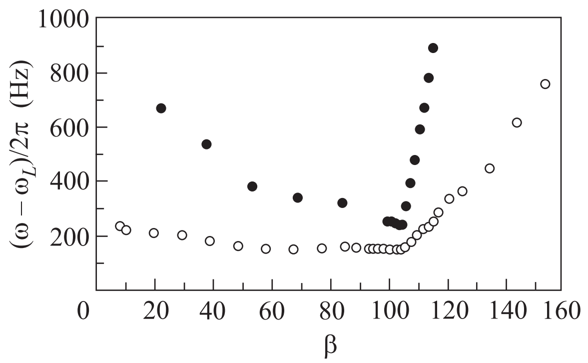

Рис.2. Начальная частота сигнала индукции в ^{3}He-B в аэрогеле в зависимости от угла отклонения. $\circ$ – $H = 1.01$ кЭ, $T \approx 0.83\,T_c^a$; $\bullet$ – $H = 285$ Э, $T \approx 0.78\,T_c^a$

В-фазе ^{3}He в аэрогеле от начального угла отклонения намагниченности. При $\beta \approx 104°$ на зависимости видна особенность: частота сигнала при увеличении β резко растет, что и следует ожидать для случая В-фазы. В то же время, мы не наблюдали указаний на текстурный переход в режим прецессии Бринкмана-Смита: видно, что частота прецессии при любых углах отклонения, меньших 104°, остается заметно сдвинутой от ларморовской, хотя и меняется при изменении β. Это указывает на то, что текстура параметра порядка определяется не стенками экспериментальной ячейки, а собственно объемом аэрогеля (возможно, неоднородностями его плотности на расстояниях, много меньших, чем характерные размеры ячейки).

5. ОПД в ^{3}He-B в аэрогеле. Эксперименты по исследованию возможности образования ОПД в аэрогеле проводились в обеих ячейках. На рис.3 приведены сигналы непрерывного ЯМР, полученные в

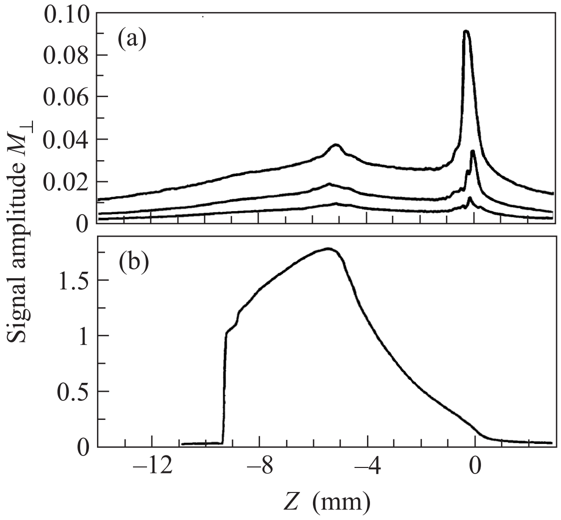

Рис.3. Сигналы поперечной намагниченности (квадратный корень из суммы квадратов сигналов поглощения и дисперсии) при разных амплитудах РЧ поля. $H = 284$ Э, $\nabla H = 1$ Э/см, $T \sim 0.67\,T_c^a$. Амплитуды РЧ поля равны 0.002 Э, 0.005 Э, 0.01 Э (три кривых на рис.3a по мере возрастания среднего значения сигналов) и 0.02 Э (кривая на рис.3b)

ячейке 1 при уменьшении H_0 для разных амплитуд РЧ- поля. На оси абсцисс (здесь и далее для сигналов непрерывного ЯМР) приведены значения однородной составляющей внешнего магнитного поля, пересчитанные в координату согласно выражению $z = (\gamma H - \omega_{rf})/\gamma\nabla H$. При этом значение $z = 0$ соответствует выполнению резонансного условия для объемного ^{3}He на верхней границе ячейки, значение $z = -5.6$ мм – на нижней границе. При нахождении доменной стенки внутри ячейки резонансное условие выполняется в середине стенки (это верно для объемного ^{3}He-B и, как будет видно ниже, остается верным для ОПД в аэрогеле) и значение на оси абсцисс указывает фактически на положение доменной стенки. Сигнал, полученный при амплитуде накачки ~ 0.02 Э (рис.3b), значительно больше сигналов при меньших накачках и соответствует образованию ОПД, его росту (при этом ОПД заполняет всю ячейку) и разрушению (при $z \approx -9.4$ мм). После разрушения при обратном прохождении линии ОПД не образуется. Проведенные нами калибровки ЯМР-спектрометра показали, что амплитуда ЯМР-сигнала (кривая на рис.3b) с точностью 10% соответствует ожидаемой амплитуде сигнала от ОПД. На рис.4 приведены зависимости

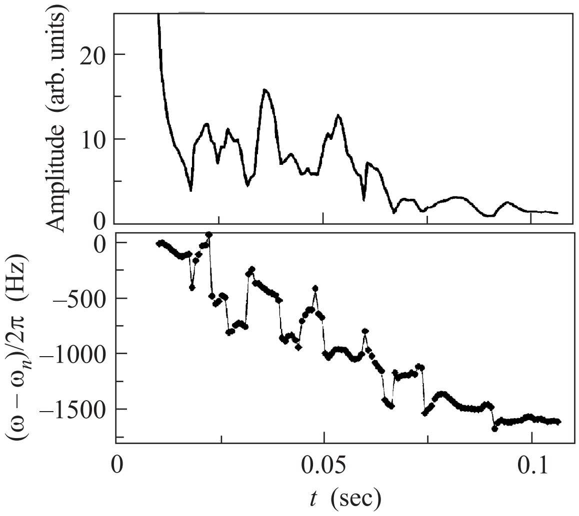

Рис.4. Зависимость частоты и амплитуды долгоживущего сигнала индукции, полученного после выключения РЧ поля при длине ОПД в ячейке 1, равной ~ 4.9 мм. Экспериментальные условия те же, что и для рис.3b

амплитуды и частоты сигнала индукции от времени, полученные после того, как ОПД был "выращен" методом, описанным выше, и РЧ поле было выключено. Видно, что в отличие от случая объемного ^{3}He [7], амплитуда сигнала не плавно уменьшается до нуля, а осциллирует, хотя характерная длительность сигнала велика и в среднем зависимость его частоты от времени хорошо соответствует ожидаемой для случая медленной релаксации ОПД. Полное изменение частоты сигнала индукции равняется ≈ 1590 Гц, что с хорошей точностью совпадает с изменением частоты, рассчитанной по формуле $\delta\omega = \gamma\nabla H L_0$ (где L_0 – длина ОПД перед выключением РЧ поля), как это и должно быть в случае формирования ОПД. Осцилляции амплитуды сигнала индукции могут возникать из-за пространственных неоднородностей плотности (или анизотропии) аэрогеля. Это приводит к неоднородностям ОПД и магнитной диссипации по его объему. Соответственно, возникают неоднородности распределения β по пространству, что приводит к расфазировке прецессии в разных частях аэрогеля.

Спиновые сверхтоки стремятся восстановить однородную прецессию, и возникают осцилляции распределения фазы прецессии, аналогичные крутильным колебаниям ОПД в объемном ^{3}He-B [11]. Следует отметить, что из-за низкой теплопроводности ^{3}He в аэрогеле магнитная диссипация может приводить также к заметным неоднородностям температуры, что также должно приводить к неоднородностям в ОПД. В наших экспериментах по непрерывному ЯМР было обнаружено, что формирование ОПД в ячейке 1 приводит к росту температуры ^{3}He в аэрогеле из-за магнитной релаксации, приводящей к диссипации энергии. Если остановить изменение H_0 (то есть зафиксировать длину ОПД), то температура образца продолжает расти с постоянной времени порядка минуты (оценки из данных по теплопроводности ^{3}He в аэрогеле из работы [12] показывают, что перегрев может достигать 0.1–$0.2\,T_c^a$ при характерной диссипации в аэрогеле, равной нескольким нановаттам). Магнитная релаксация при повышении температуры ускоряется, и через несколько минут ОПД разрушается, так как максимально возможная при данной амплитуде РЧ поля поглощаемая мощность оказывается меньше диссипируемой.

Эффекты перегрева были практически незаметны в ячейке 2, где максимальное расстояние от центра образца аэрогеля до объемного ^{3}He в несколько раз меньше. ОПД в этой ячейке образовывался сначала, как правило, в объеме, свободном от аэрогеля, далее, при увеличении длины, проникал в аэрогель, а затем заполнял всю ячейку. На рис.5 приведены кривые поглощения и дисперсии, полученные при образовании ОПД в ячейке 2. При этом (как и на рис.3) значение $z = 0$ на оси абсцисс соответствует выполнению резонансного условия на верхней границе ячейки, значение $z = -5.6$ мм – на нижней границе, а значения $z \approx -1.5$ мм и $z \approx -3.9$ мм – на границах “аэрогель – объем”. Из рис.5 видно, что поглощение как в объемном ^{3}He, так и в аэрогеле монотонно растет с увеличением длины ОПД (более быстрый рост сигнала в самом начале формирования ОПД связан с формированием доменной стенки), причем не обнаруживается резких особенностей при проходе доменной стенки через границу “аэрогель – объемный ^{3}He”. Рост поглощения в ОПД по закону, близкому к линейному (по длине ОПД), наблюдался нами в объемном ^{3}He в ряде неопубликованных экспериментов, проведенных за последние годы. Механизм этого поглощения остается пока неясным и требует дальнейших исследований. Здесь же отметим, что этот механизм остается эффективным и в аэрогеле. Обнаружено (в том числе и в предыдущих экспериментах в объемном ^{3}He), что поглощение растет с повышением температуры и практически не зависит от величины градиента внешнего магнитного поля.

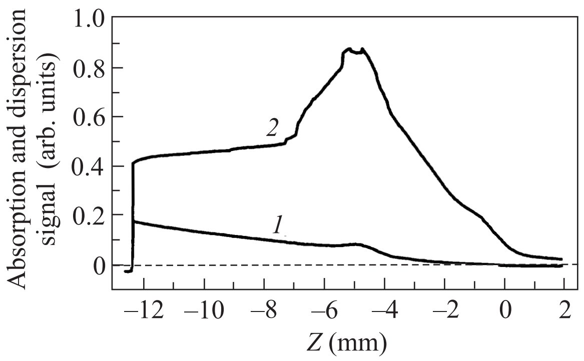

Рис.5. Линии поглощения (*1*) и дисперсии (*2*) при образовании ОПД в ячейке 2. $H = 284$ Э, $\nabla H = 0.94$ Э/см, $T \sim 0.66\,T_c^a$. Амплитуда РЧ поля равна ~ 0.01 Э

В отличие от экспериментов в ячейке 1, амплитуда и частота сигнала индукции ОПД, полученного после выключения РЧ поля, изменяются плавно, что указывает на однородность ОПД в процессе релаксации (рис.6). При этом на частоте сигнала индукции в момент прохождения доменной стенкой границы “аэрогель – объемный ^{3}He” (текущая координата стенки определяется по значению частоты сигнала) явных особенностей не наблюдается.

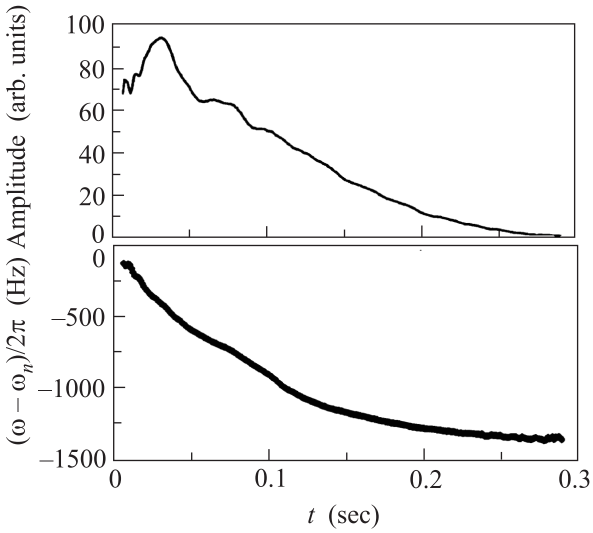

Рис.6. Зависимость частоты и амплитуды долгоживущего сигнала индукции, полученного после выключения РЧ поля при длине ОПД в ячейке 2, равной ~ 4.7 мм. Экспериментальные условия те же, что и для рис.5

В ячейке 2 мы провели также исследования температурной зависимости формирования ОПД. Выяснилось, что ОПД перестает проникать в аэрогель при температуре немного меньшей, чем T_c^a (обычно порядка $0.9\,T_c^a$), хотя ОПД в верхней объемной части ячейки формируется вплоть до перехода объемного ^{3}He в А-фазу ($T_{AB} \approx 1.2\,T_c^a$). В то же время при достаточно низких температурах мы наблюдали обратное: формирование ОПД в объемной части ячейки происходило при больших амплитудах РЧ поля, чем в аэрогеле. В результате в некотором диапазоне амплитуд РЧ поля нам удавалось получать ОПД только в аэрогеле, а в объемном ^{3}He ОПД не формировался. На рис.7 приведены сигналы ЯМР, полученные при температуре $T \lesssim 0.65\,T_c^a$ при двух разных

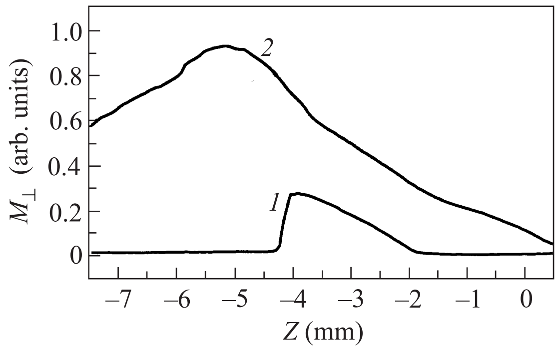

Рис.7. Сигналы поперечной намагниченности (квадратный корень из суммы квадратов сигналов поглощения и дисперсии) при разных амплитудах РЧ поля (ячейка 2). $H = 284$ Э, $\nabla H = 0.94$ Э/см, $T \lesssim 0.65\,T_c^a$. Амплитуды РЧ-поля равны 0.02 Э (кривая *1*) и 0.04 Э(кривая *2*)

амплитудах РЧ поля (кривая *2* соответствует формированию ОПД только в аэрогеле). Тот факт, что значение на оси абсцисс, где начинает расти сигнал (кривая *2*), близко к координате границы "объемный ^{3}He – аэрогель", означает, что частота ЯМР в доменной стенке близка к ларморовской, то есть в случае формирования ОПД в аэрогеле в условиях непрерывного ЯМР, вероятно, происходит текстурный переход в режим Бринкмана–Смита. В результате, в отличие от экспериментов по импульсному ЯМР (рис.2), сдвиг частоты прецессии от ларморовского значения близок к нулю при углах, близких к Θ_0 (иначе начало роста сигнала ОПД было бы сдвинуто влево на величину, соответствующую сдвигу частоты от ларморовской, что составляет не менее 1 мм).

6. Заключение. Результаты проведенных исследований не оставляют сомнений в том, что низкотемпературная сверхтекучая фаза ^{3}He в аэрогеле является аналогом B-фазы объемного ^{3}He. Продемонстрировано, что в ^{3}He-B в аэрогеле, как и в объемном ^{3}He-B, спиновые сверхтоки играют важную роль в спиновой динамике и могут приводить к формированию однородно прецессирующего домена. Как и в объемном ^{3}He-B, ОПД можно будет использовать как "инструмент" для исследования сверхтекучего ^{3}He-B в аэрогеле. В частности, большой интерес представляет вопрос о наблюдении и исследовании "катастрофической релаксации", ^{3}He в аэрогеле – такая релаксация возникает в объемном ^{3}He-B при температурах порядка $0.4\,T_c$ [13], и ее природа еще не ясна.

Мы признательны Дж. Парпия, который предложил нам использовать ячейку, частично заполненную аэрогелем, и И. Фомину за полезные дискуссии. Работа выполнена благодаря поддержке CRDF (грант # RP1-2098), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 00-02-17514, # 00-15-96574) и Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

1. J. V. Porto and J. M. Parpia, Phys. Rev. Lett. **74**, 4667 (1995).
2. D. T. Sprague, T. M. Haard, J. B. Kycia et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 661 (1995).
3. G. Gervais, T. M. Haard, R. Nomura et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 035701-1 (2001).
4. B. I. Barker, Y. Lee, L. Polukhina et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2148 (2000).
5. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Письма в ЖЭТФ **37**, 600 (1983); В. Л. Голо, А. А. Леман, И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **38**, 123 (1983).
6. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев et al., ЖЭТФ **88**, 2025 (1985); И. А. Фомин, ЖЭТФ **88**, 2039 (1983).
7. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев et al., ЖЭТФ **96**, 956 (1989).
8. D. T. Sprague, T. M. Haard, J. B. Kycia et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4568 (1996).
9. Ю. М. Буньков, Семинар ИФП РАН (Май, 2001); Yu. Bunkov, E. Collin, H. Godfrin, and R. Harakaly, in *Proc. of 23rd Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, LT23, Hiroshima, 20–27 August, 2002, submitted to Physica B.
10. V. V. Dmitriev, I. V. Kosarev, N. Mulders et al., in *Proc. of 23rd Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, LT23, Hiroshima, 20–27 August, 2002, submitted to Physica B.
11. Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Письма в ЖЭТФ **43**, 131 (1986); И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **43**, 134 (1986).
12. B. I. Barker, L. Polukhina, J. F. Poko et al., J. of Low Temp. Phys. **113**, 635 (1998).
13. Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, J. Nyeki et al., Physica **B165&166**, 675 (1990); Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guenault et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 600 (1992).