

СУЩЕСТВОВАНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ СИСТЕМЫ $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$

О.М.Вяселев, Н.Н.Колесников, И.Ф.Щеголев

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 7 апреля 1994 г.

После переработки 10 ноября 1994 г.

Измерена скорость спин-решеточной релаксации ^{205}Tl для образцов $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ с $T_c = 30$ и $100K$ в полях от $0,5$ до 7 Тл. Обнаружено, что при $T < 60 \div 70K$ она возрастает при уменьшении поля, причем в образце с $T_c = 30K$ этот рост наблюдается уже в нормальном состоянии, что исключает флуктуации вихрей из числа возможных причин его происхождения. В то же время, как установлено ранее, спиновая часть сдвига Найта не зависит от поля и демонстрирует щелевое поведение при $T < T_c$. Эти факты указывают на то, что механизм ядерной релаксации скорее всего связан с антиферромагнитными флуктуациями электронных спинов, которые в системе $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ сохраняются и ниже температуры перехода.

1. Важной особенностью электронной системы высокотемпературных сверхпроводников является наличие сильного электрон-электронного взаимодействия антиферромагнитного типа. В нормальном состоянии это приводит к заметному увеличению мнимой части динамической спиновой восприимчивости $\chi''(q)$ в окрестности соответствующего волнового вектора q_{AF} и проявляется в виде пиков на зависимости сечения неупругого магнитного рассеяния нейтронов от q (см., например, [1-3] и цитированную там литературу). В то же время, соответствующее росту χ'' усиление компоненты спиновых флуктуаций с $q = q_{AF}$ приводит к увеличению скорости ядерной спин-решеточной релаксации T_1^{-1} и к отклонению от закона Корринги $T_1^{-1} \propto T$, справедливого для нормального состояния простых металлов (см., например, обзор [4] и цитированную там литературу).

Нейтронные данные о поведении спиновых флуктуаций в сверхпроводящем состоянии несколько противоречивы. Согласно [1], в образцах YBCO с $T_c = 47, 59$ и $91K$ низкочастотные спиновые возбуждения вымерзают при $T \rightarrow 0$, демонстрируя наличие щели. Однако более поздние измерения показали, что YBCO с $T_c = 53K$ [5] и в сверхпроводящих образцах LSCO [2, 3] полного вымерзания, по-видимому, не происходит. Это могло бы объясняться наличием нулей у параметра порядка, возможном при спаривании с ненулевым орбитальным моментом. Либо влиянием парамагнитных примесей, разрушающих щель. Присутствие последних в образцах LSCO, исследованных в [2], было зафиксировано по поведению теплоемкости.

Существование низкочастотных спиновых возбуждений при $T \ll T_c$ должно сказываться и на поведении скорости ядерной спин-решеточной релаксации. Вместо экспоненциального вымерзания, T_1^{-1} должно падать как T^3 , если параметр порядка имеет симметрию d -типа, и как T - при наличии бесщелевой ситуации. Последняя зависимость наблюдается в образцах YBCO,

дольированных цинком [6], а закон $T_1^{-1} \propto T^3$ иногда усматривают в поведении недолированного YBCO (см., например, [7,8]).

Нужно иметь в виду, однако, что низкотемпературное поведение T_1^{-1} может искажаться другими вкладами в ядерную спин-решеточную релаксацию. Ее механизм можно отчасти прояснить, измеряя полевую зависимость T_1^{-1} . Это соображение явилось одним из стимулов работ [9–13].

В YBCO-123 [9,10,12] и 124 [10] и в LSCO [9] было найдено, что при $T < T_c$ скорость релаксации ^{63}Cu и ^{17}O несколько возрастает с ростом поля, что, возможно, объясняется ростом числа вихрей [14]. В отличие от этого, наши измерения [13] T_1^{-1} ядер ^{205}Tl в образце $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ с $T_c = 100\text{ K}$ показали, что здесь полевая зависимость имеет обратный характер и $^{205}\text{Tl}_1^{-1}$ растет по мере понижения поля. Этот факт, а также зависимость $^{205}\text{Tl}_1^{-1} \propto T$ в области ниже 20 К были интерпретированы в [13] как свидетельство релаксации, вызванной тепловыми флуктуациями вихревой решетки в слоистом сверхпроводнике.

В настоящей статье мы сообщаем об измерениях $^{205}\text{Tl}_1^{-1}$ в образцах Tl-2201 с $T_c = 100$ и 30 К в полях от 0,5 до 7 Тл. Новые результаты выявили недостаточность интерпретации [13] и показали, что в системе Tl-2201 существует, по-видимому, еще один вклад в спин-решеточную релаксацию ядер Tl, убывающий с ростом поля. Сравнивая поведение $^{205}\text{Tl}_1^{-1}$ с поведением спиновой части найт-сдвига ^{205}K , мы заключаем, что этот вклад связан, скорее всего, с антиферромагнитными флуктуациями электронных спинов. Несколько неожиданно то, что эти флуктуации сильнее всего проявляются в сверхпроводящем состоянии.

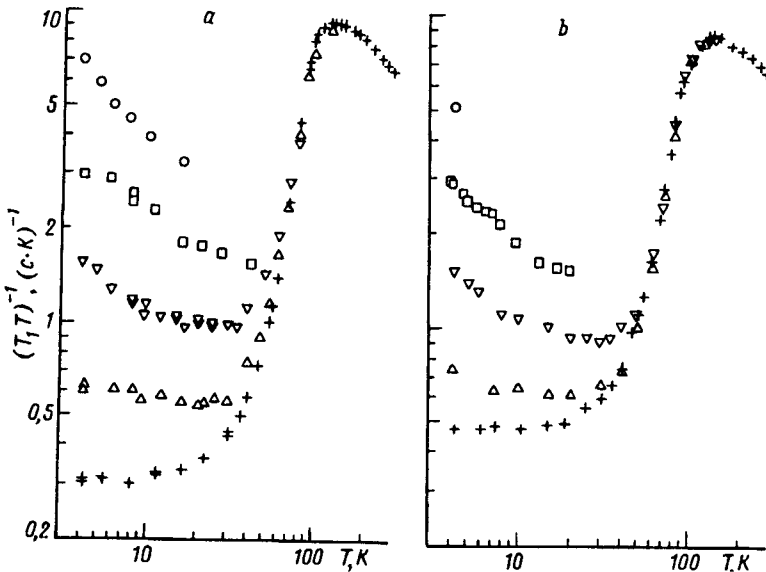


Рис.1. Зависимость $^{205}(T_1T)^{-1}$ от T для образца с $T_c = 100\text{ K}$: а - $H \parallel ab$; б - $H \parallel c$: о - 0,48Тл, □ - 0,9Тл, ▽ - 1,78Тл, Δ - 3,58Тл, + - 7,05Тл

2. Температурная зависимость $^{205}\text{Tl}_1^{-1}$ измерялась в поликристаллических ориентированных образцах $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ с $T_c = 100\text{ K}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6,3}$ с $T_c = 30\text{ K}$. Образцы готовились измельчением соответствующих монокристаллов,

состав которых определялся рентгеноструктурным анализом [15]. Измерения проводились в нескольких полях от 0,5 до 7Тл в ориентациях $H \parallel c$ и $H \parallel ab$ на спектрометре Bruker MSL-300 с использованием стандартного метода насыщения-восстановления. Типичные длительности 90-градусного импульса составляли 1,3÷1,7 мкс. Измерения ниже T_c проводились в режиме охлаждения в поле. При всех температурах временная зависимость интенсивности сигнала ЯМР после насыщения неплохо приближалась одноэкспоненциальной кривой, хотя систематические расхождения несколько возрастали по мере понижения температуры ниже T_c .

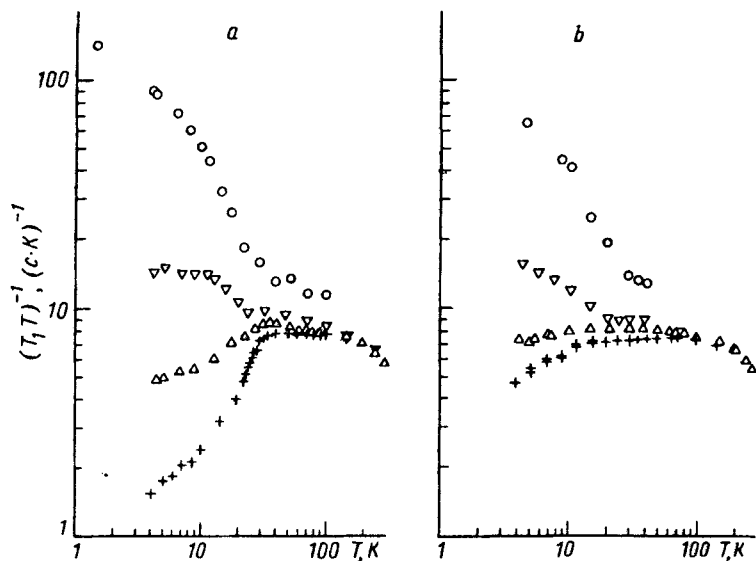


Рис.2. а - Зависимость $^{205}(T_1T)^{-1}$ от T для образца с $T_c = 30$ К: $H \parallel ab$; б - $H \parallel c$. о - 0,48Тл, ∇ - 1,78Тл, Δ - 3,58Тл, + - 7,05Тл

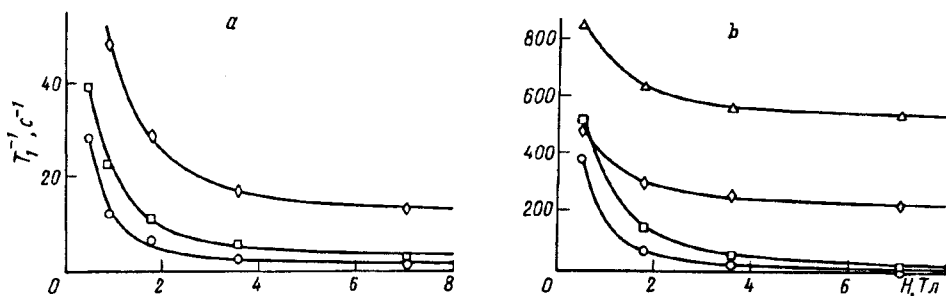


Рис.3. а - Полевые зависимости T_1^{-1} для образца с $T_c = 100$ К; б - для образца $T_c = 30$ К. о - 4,2К, \square - 10К, \triangle - 30К, ∇ - 70К. Сплошные кривые - результат подгонки по формуле (1)

3. На рис.1 и 2 представлены температурные зависимости величины $1/T_1T$ для двух образцов в разных полях и ориентациях. Для образца с $T_c = 100$ К

(рис.1) заметная полевая зависимость $1/T_1 T$ начинается при $T < 50 \div 60$ К, что было уже установлено ранее [13]. Новым является то, что в полях ниже 3,5 Тл $1/T_1 T$ уже не постоянно в области $T < 15 \div 20$ К, а растет при понижении температуры тем сильнее, чем меньше поле.

В образце с $T_c = 30$ К (рис.2) рост $1/T_1 T$ при уменьшении поля заметен уже в нормальном состоянии. Особенно же сильная полевая зависимость начинается сразу ниже T_c . В ориентации $H \parallel ab$ при $T = 4,2$ К $1/T_1 T$ возрастает почти на 2 порядка при уменьшении поля от 7 до 0,5 Тл.

При постоянной температуре полевая зависимость T_1^{-1} для обоих образцов и обеих ориентаций поля неплохо описывается выражением

$$1/T_1 = A/[1 + (H/H_0)^2] + B, \quad (1)$$

как это показано на рис.3 для двух образцов и нескольких температур в полях $H \parallel ab$. Первый член этого выражения имеет вид лоренциана с характерным временем релаксации $\tau = 1/\gamma H$, где γ – ядерное гиромагнитное отношение. Возможно, что он отражает частотный спектр спиновых флуктуаций, в то время как второй член связан с релаксационными механизмами, не зависящими от поля.

Константа H_0 , определяемая из экспериментальных кривых, в пределах ошибок интерполяции не зависит от ориентации поля и при данной температуре примерно одинакова у образцов с разными T_c , возрастая от $\sim 0,5$ Тл при 4,2 К до ~ 1 Тл при 30 – 40 К. Это соответствует $\tau \approx 10^{-8}$ с. С такой сильной полевой зависимостью $1/T_1 T$ контрастирует совершенно нормальное поведение найт-сдвига ^{205}Tl обоих образцов. В ориентации $H \parallel ab$ он не зависит от поля даже в сверхпроводящем состоянии и экспоненциально вымерзает при $T \rightarrow 0$, демонстрируя наличие щели [16].

4. Таким образом, объяснение в [13] низкотемпературного поведения $^{205}\text{Tl}^{-1}$ в образце с $T_c = 100$ К, связывающее его со вкладом от флуктуаций вихревой решетки, оказывается недостаточным в полях ниже 3,5 Тл. И оно, как видно, совершенно непригодно для образца с $T_c = 30$ К, у которого полевая зависимость T_1^{-1} наблюдается выше T_c , а при $T < T_c$ не существует температурной области, где $T_1^{-1} \propto T$. Нужно предположить поэтому, что в этих случаях в игру вступает еще один механизм, который и дает главный вклад в релаксацию. Поскольку речь идет о плоскостях ТЮ, можно было бы заподозрить наличие магнитных моментов у ионов Cu, случайно занимающих около 10% позиций Tl [15]. Однако вклад кюри-типа в восприимчивость кристаллов с $T_c = 100$ К не превышает величины, соответствующей всего 1% центров¹⁾ с $S = 1/2$. Это согласуется с кристаллохимическими соображениями [15], согласно которым ионы Cu должны находиться в плоскостях ТЮ в состоянии Cu^{+1} .

Насколько можно судить по контрасту между аномальным поведением $1/T_1 T$ и нормальным поведением найтовского сдвига [16], искомый механизм релаксации мог бы быть связан со спиновыми флуктуациями электронной системы с антиферромагнитным взаимодействием, когда некоторые q -компоненты динамической восприимчивости заметно превышают ее однородную величину. Приведенные нами результаты показывают, что такие спиновые возбуждения, скорее всего, сохраняются в сверхпроводящем состоянии передопирированной си-

¹⁾ M.Maley, Jin Hyung Cho, частное сообщение.

стемы $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$, причем их вклад в спиновую динамику сильно возрастает при переходе от образца с $T_c = 100$ К к образцу с $T_c = 30$ К.

Авторы выражают благодарность В.А.Аксюку за помощь в измерениях. Работа поддержана фондом Сороса и проводится в рамках Госпрограммы по ВТСП (проект 93227).

-
1. J.Rossat-Mignot, L.P.Regnauld, C.Vettier et al., *Physica* **B180-181**, 383 (1992).
 2. T.E.Mason, G.Aeppli, S.M.Hayden et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 919 (1993).
 3. M.Matsuda, K.Yamada, Y.Endoh et al., *Phys. Rev.* **B49**, 6958 (1994).
 4. C.N.Pennington and C.P.Slichter, in "Physical Properties of High Temperature Superconductors II", Ed. D.M.Ginsberg (World Scientific, Singapore, 1990), p. 269.
 5. B.J.Sternlieb, G.Shirane, J.M.Tranquada et al., *Phys. Rev.* **B47**, 5320 (1993).
 6. Y.Kitaoka et al., *Appl. Magn. Reson.* **3**, 549 (1992).
 7. Y.Kitaoka, S.Hiramatsu, Y.Kohori et al., *C153-155*, 83 (1988).
 8. T.Imai, H.Yasuoka, T.Shimizu et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **57**, 2280 (1988).
 9. F.Borsa, A.Rigamonti, M.Corti et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 698 (1992).
 10. J.A.Martindale, S.E.Barrett, C.A.Klug et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 702 (1992).
 11. M.Bankay, M.Mali, J.Roos et al., *Phys. Rev.* **B46**, 11228 (1992).
 12. J.A.Martindale, S.E.Barrett, K.E.O'Hara et al., *Phys. Rev.* **B47**, 9155 (1993).
 13. L.N.Bulaevskii, N.N.Kolesnikov, I.F.Schegolev et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1891 (1993).
 14. B.G.Silbernagel, M.Weger, and J.E.Wernick, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 384 (1966).
 15. N.N.Kolesnikov, V.I.Simonov, R.P.Shibaeva et al., *Physica C* (в печати).
 16. О.М.Вяцелев, Н.Н.Колесников, И.Ф.Шеголев, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 663 (1994).