Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1291–1293

Спиновая динамика квазидвумерного гейзенберговского антиферромагнетика Eu_2CuO_4

В. А. Санина, Е. И. Головенчиц, А. В. Бабинский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН
Россия, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
E-mail: VSAN@golov.pti.spb.su

В диэлектрическом кристалле Eu_2CuO_4 в широком диапазоне температур, включая температуры, значительно превышающие температуру Нееля T_N, в СВЧ диапазоне в отсутствие постоянного внешнего магнитного поля обнаружены однородные ($q = 0$), хорошо определенные (с затуханием $\gamma << \omega_0$) спин-волновые возбуждения с частотой ω_0 типа спиновых волн. Показано, что существование возбуждений такого типа в спиновой подсистеме может быть обусловлено влиянием случайных изинговских полей, возникающих в орбитальной подсистеме в состоянии орбитального стекла.

В діелектричному кристалі Eu_2CuO_4 в широкому діапазоні температур, включаючи температури, які значно перевищують температуру Нееля T_N, в НВЧ діапазоні електромагнітних хвиль у відсутності постійного зовнішнього магнітного поля знайдено однорідні ($q = 0$), добре визначені (з загасанням $\gamma << \omega_0$) спінхвильові збудження з частотою ω_0 типу спінових хвиль. Показано, що існування збуджень такого типу у спіновій підсистемі може бути обумовлено впливом випадкових ізінгівських полів, які виникають в орбітальній підсистемі в стані орбітального скла.

В работе [1] сообщалось об обнаружении аномальных динамических магнитных свойств в квазидвумерном гейзенберговском антиферромагнетике (*HAF*) Eu_2CuO_4 при исследовании динамической магнитной восприимчивости в восьмимиллиметровом диапазоне электромагнитных волн. На рис. 1 приведены температурные зависимости действительной (χ_m') и мнимой (χ_m'') частей динамической магнитной восприимчивости (внешнее постоянное магнитное поле $H_0 = 0$). К аномальным свойствам относятся следующие: величины динамической магнитной восприимчивости на частоте $\omega \sim 30$ ГГц на два порядка превышают статическую магнитную восприимчивость [2]; при ориентации переменного магнитного поля $h \,||\, c$ при $T \approx 120$ К наблюдается резкое изменение величины χ_{mc}' (с изменением ее знака), сопровождаемое максимумом величины χ_{mc}''; при дальнейшем росте температуры χ_{mc}' остается отрицательной и слабо зависит от температуры вплоть до $T \sim 350$ К (предел измерений); отношение $\chi_{mc}''/\chi_{mc}' \approx 0{,}2$ во всем диапазоне температур за максимумом χ_{mc}''. При ориентации $h \perp c$ в диапазоне температур за максимумами χ_{mpl}' и χ_{mpl}'', имеющимися при $T \approx 150$ К, величина $\chi_{mpl}' \approx \chi_{mc}''$, однако, является положительной. Такая ситуация в диэлектрике может наблюдаться вблизи резонансного поглощения. По-видимому, при $T > T_N$ мы имеем дело с хорошо определенными собственными модами возбуждений с $q = 0$ — аналогом антиферромагнитного резонанса (*AFMR*) при $T < T_N$.

В работе [1] проведен теоретический анализ условий существования хорошо определенных спин-волновых возбуждений (*SW*-возбуждений) в антиферромагнетиках (*AF*) в критической области. Из этого анализа следует, что в обменном приближении для 2*D HAF* ферромагнитные (*F*) *SW*-возбуждения с волновым вектором $q = 0$ не могут существовать как хорошо определенные моды, а являются релаксирующими. Хорошо определенными могут быть лишь *AF SW*-возбуждения с волновыми векторами q_s, удовлетворяющими условию $q_s\xi(T) > 1$ ($q_s = q - q_{AF}$, т.е. отсчитывается от значения q_{AF}, соответствующего *AF* вектору для брэгговского пика). Величина $\xi(T) = a \exp(2\pi\rho_s/T)$ — радиус корреляции 2*D HAF* спиновых флуктуаций [3]. Здесь a — постоянная решетки; $2\pi\rho_s$ — спиновая жесткость; $2\pi\rho_s \approx J$, где J — величина обменного интеграла. Для La_2CuO_4 величина $J \approx 1250$ К [3]. Если принять, что для Eu_2CuO_4 величина J такая же, то при $T \approx 150$ К значение $\xi \approx 2000a$.

© В. А. Санина, Е. И. Головенчиц, А. В. Бабинский, 1996

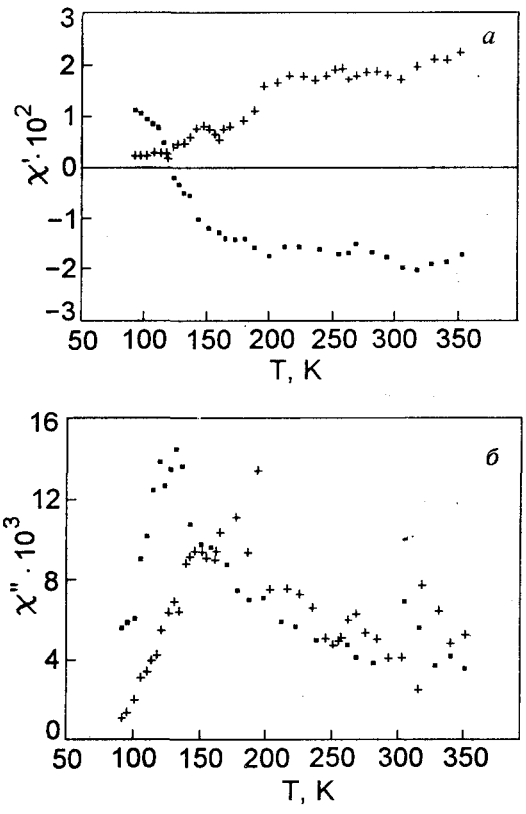

Рис. 1. Температурные зависимости действительных (*а*) и мнимых (*б*) частей динамической магнитной восприимчивости на частоте 30 ГГц для двух ориентаций переменного магнитного поля: $h \perp c$ (■) и $h \parallel c$ (+).

В La_2CuO_4 хорошо определенные *AF SW*-возбуждения типа спиновых волн с $q_s\xi > 1$ при температурах $T > T_N$ наблюдались при неупругом рассеянии нейтронов [4, 5]. Хорошо определенные *F SW*-возбуждения при $T > T_N$ впервые экспериментально обнаружены в работе [1]. В настоящей работе мы покажем, что существование хорошо определенных *F SW*-возбуждений при $T > T_N$ может быть обусловлено влиянием случайных изинговских полей, возникающих в орбитальной подсистеме в состоянии орбитального стекла (*OG*). Состояние *OG* было обнаружено в Eu_2CuO_4 [6] в той же области температур, в которой существуют *F SW*-возбуждения. Мы полагаем, что имеется самосогласованное взаимодействие спиновой и орбитальной подсистем.

В работе [7] мы предполагали, что в орбитальной подсистеме при $T > T_N$ имеется случайное изинговское поле с компонентами $h_\sigma^z(q_\sigma^z)$, для которых имеет место распределение $q^z_{\sigma\min} < q^z_\sigma < q^z_{\sigma\max}$. В результате воздействия полей h^z_σ в спиновой подсистеме при температуре $T > T_N$ сосуществуют 2*D HAF* и 2*D* изинговская *AF* фазы. В дальнейшем нас будет интересовать 2*D HAF* фаза, для которой может быть выполнено условие $q_s\xi(T) > 1$, необходимое для существования хорошо определенных *AF SW*-возбуждений.

При наличии изинговских полей $h^z_\sigma(q^z_\sigma)$ в спиновой подсистеме сохраняется 2*D HAF* состояние для значений $q^z_\sigma \to q^z_{\sigma\min}$ [7]. Рассмотрим более детально состояние спиновой подсистемы под воздействием таких полей.

При выполнении условий $q_s\xi(T) \geq 1$ и $T << 2\pi\rho_s$ статическая восприимчивость спиновой подсистемы $\chi(q_s, T) \approx \chi^0_\perp \delta_{\alpha\beta}$, т.е. является однородной в направлении перпендикулярном локальному (в масштабе $1 < \xi$) *AF* вектору [3]. Мы полагаем, что волновые векторы 2*D HAF* спиновых флуктуаций q_s при наличии полей $h^z_\sigma(q^z_\sigma \to q^z_{\sigma\min})$ удовлетворяют условию $q_s\xi(T) \geq 1$. В результате в спиновой подсистеме в локальных масштабах $1 < \xi$ возникает слабый ферромагнитный момент $m^z_i \approx$ $\approx \chi^0_\perp h^z_\sigma(q^z_\sigma \to q^z_{\sigma\min})$. При этом *AF* вектор будет расположен в плоскости *xy*.

Уравнение движения для *AF* связывает в динамике антиферромагнитный параметр порядка с однородной намагниченностью. Поэтому при возбуждении *AF SW*-колебаний при $T > T_N$ должны возникать и колебания однородной намагниченности. Рассмотрим, при каких условиях *F SW*-возбуждения могут быть хорошо определенными в критической области.

Ситуация для 2*D HAF* в обменном приближении рассмотрена в работе [3] и, как мы уже упоминали выше, при выполнении условия $q_s\xi(T) > 1$ могут существовать хорошо определенные *AF SW*-возбуждения с частотой $\omega = cq_s$ и затуханием $\gamma = c\kappa$ (c — скорость спиновых волн в локальном масштабе $1 < \xi(T)$). Будем полагать, что такая же ситуация реализуется и для интересующих нас *F SW*-возбуждений с волновыми векторами q, которые отсчитываются от центра зоны Бриллюэна. Таким образом, при условии $q\xi(T) > 1$ возможно существование хорошо определенных *F SW*-возбуждений, а в случае $q \to 0$ *F SW*-возбуждения могут быть только релаксирующими.

Наличие изинговских полей $h^z_\sigma(q^z_\sigma)$ изменяет ситуацию. Под влиянием этих полей локальный *AF* вектор фиксируется в плоскости *xy* и приводит к появлению щели ($\omega_0 \propto \mu_B h^z_\sigma$). Величина щели может оказаться значительно больше частоты затухания для *F SW*-возбуждений с $q = 0$, т.е. может

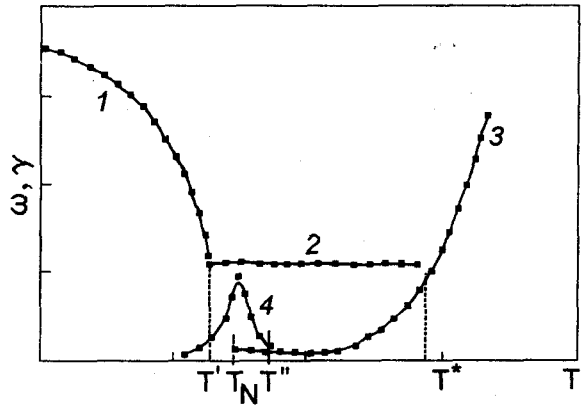

Рис. 2. Температурные зависимости (схематические) собственных частот ω_{AFMR} (*1*) и ω_0 (*2*) и затухания спиновых возбуждений $\gamma = c\kappa$ (*3*) и γ_{cr} (*4*) в Eu_2CuO_4.

быть выполнено условие для существования хорошо определенных *F SW*-колебаний ($\omega_0 >> \gamma$). Отметим, что для существования хорошо определенных *AF SW*-возбуждений при выполнении условия $q_s\xi(T) > 1$ величина щели не существенна.

Мы полагаем, что в нашем эксперименте реализуется обсужденная выше физическая ситуация. Наблюдаемая нами величина $\omega_0 \approx 2\cdot 10^{11}$ Гц. Если скорость спиновых волн принять равной $c \approx$ $\approx 0{,}4\cdot 10^6$ см/с (как в работах [4, 5] для La_2CuO_4, то $q_{\text{eff}} \approx 5\cdot 10^5$ см$^{-1}$, если записать $\omega_0 = c\, q_{\text{eff}}$. Затухание для *F SW*-возбуждений будем считать таким же, как и для *AF SW*-возбуждений, т.е. $\gamma = c\kappa$, где $\kappa = 1/\xi(T)$. При $T \approx 200$ К величина $\kappa \approx 5\cdot 10^4$ см$^{-1}$, т.е. условие, при котором *F SW*-моды могут быть хорошо определенными, выполняется.

Закрепление локального *AF* вектора изинговским полем h_σ^z приводит к ситуации, аналогичной случаю одноосного *AF* при $H_0 = 0$. При приложении переменного поля, ориентированного как $h \perp c$, так и $h \,||\, c$, должны возбуждаться вырожденные моды — аналоги поперечного *AFMR*. В нашем случае величины χ'_{mc} и χ'_{mpl} действительно практически равны. Различие знаков этих восприимчивостей может объясняться небольшим сдвигом собственных частот. Последний может быть обусловлен малой анизотропией в плоскости, перпендикулярной локальному *AF* вектору.

На рис. 2 схематически представлена температурная зависимость собственных частот возбуждений на СВЧ для квазидвумерного гейзенберговского *AF* Eu_2CuO_4. При температуре $T < T_N$ должен наблюдаться *AFMR* с частотой $\omega_{AFMR} \to 0$, когда $T \to T_N$. Однако реально при температурах близких к T_N в критической области возбуждаются хорошо определенные *F SW*-возбуждения, частота которых в широком диапазоне температур не зависит от температуры. По-видимому, именно такие возбуждения и наблюдаются в нашем эксперименте.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-05025) и совместного Фонда российского правительства и Международного научного фонда (грант *J5*X100).

1. Е. И. Головенчиц, С. Л. Гинзбург, В. А. Санина, А. В. Бабинский, *ЖЭТФ* **107**, 1641 (1995).
2. А. В. Бабинский, Е. И. Головенчиц, Н. В. Морозов, В. А. Санина, Л. М. Сапожникова, *ФТТ* **34**, 60 (1992).
3. S. Chakravarty, B. Halperin, and D. Nelson, *Phys. Rev.* **B39**, 2344 (1989).
4. Y. Endoh, K. Yamada, R. J. Birgeneau, D. R. Gabbe, H. F. Jensen, M. A. Kastner, C. J. Peters, P. J. Picone, T. R. Thurston, J. M. Tranquada, G. Shirane, J. Hikada, M. Oda, Y. Enomoto, M. Suzuki, and T. Murakami, *Phys. Rev.* **B37**, 7443 (1988).
5. K. Yamada, K. Kakurai, Y. Endoh, T. R. Thurston, M. A. Kastner, R. J. Birgenau, G. Shirane, Y. Hikada, and T. Murakami, *Phys. Rev.* **B40**, 4557 (1989).
6. А. В. Бабинский, С. Л. Гинзбург, Е. И. Головенчиц, В. А. Санина, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 289 (1993).
7. Е. И. Головенчиц, В. А. Санина, А. В. Бабинский, *ФНТ* **22**, 1333 (1996).

Spin dynamics of the quasi-two-dimensional Heisenberg antiferromagnet Eu_2CuO_4

V. A. Sanina, E. I. Golovenchits, and A. V. Babinski

The microwave measurements of dielectric Eu_2CuO_4 crystal with no constant magnetic field applied have revealed homogeneous ($q = 0$), well-defined spin-wave excitations (with the decay $\gamma << \omega_0$) of a spin-wave type frequency ω_0 in a wide temperature range including temperatures much higher than the Neel point T_N. It is shown that the existence of such excitations in the spin subsystem may be responsible for by the effect of random Ising fields generating in an orbital subsystem in the orbital glass state.