

Дифференцируя ω_2 по H , установим, что на плоскости (ω, H) ветвь $\omega_2(H)$ имеет минимум в точке $(\omega_{2\min}, H_{2\min})$

$$H_{2\min} = H_c (1 - b \sin \psi); \quad \omega_{2\min}^2 = 2 (\gamma H_c)^2 \frac{(r-1)(1+b^2) \sin \psi}{(r+1)(1+b^2)^{1/2} + 2b}, \quad (15)$$

$$b = (2q)^{-1} [- (q + 3) + \sqrt{(q + 3)^2 + 4q}], \quad q = \left(\frac{r+1}{2} \right)^2 - 1. \quad (16)$$

Возникновение минимума у нижней ветви $\omega_2(H)$ соответствует резонансной диаграмме двухосного АФМ в закритической области $\psi > \psi_k$ (см. рис. 3 работы [24]). При фиксированной частоте ω ВЧ поля из выражений (15) определяются $\psi = \psi_f$ и поле срыва АФМР $H = H_f$, т. е. значения ψ и H , при которых частота соответствует минимуму кривой $\omega_2(H)$. Как ψ_f , так и $(H_f - H_n)$ пропорциональны ω^2 . Разрешая (14) относительно $\sin^2 \psi$, получаем

$$\begin{aligned} \sin^2 \psi_{1,2} = & \frac{1}{4} \left\{ \frac{\omega_0^4}{2} \left(\frac{r+1}{r-1} \right)^2 + 2 \frac{\omega_0^2 (1-z)}{r-1} - (1-z)^2 \pm \right. \\ & \left. \pm \omega_0^3 \frac{r+1}{r-1} \sqrt{ \frac{\omega_0^2 (r+1)^2}{4 (r-1)^2} + 2 \frac{1-z}{r-1} } \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Выражение (17) в силу сделанных приближений не описывает детально поведения резонансных диаграмм, связанного с изменениями $\Delta H < 0,1$ кэ и $\Delta \psi < 1^\circ$, однако в области, где

$$H^2 < H_n^2 \left(1 + \frac{\omega_0^2 (r+1)^2}{8 (r-1)} \right), \quad \omega_0 = \frac{\omega}{\gamma H_n}, \quad (18)$$

оно дает простое и качественно правильное описание таких диаграмм.

Сравнение теории с экспериментом

Проведем это сравнение сначала для $T = 1,68^\circ \text{K}$.

Систематическое возрастание резонансных полей с увеличением давления, экспериментально наблюдаемое в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, находится в удовлетворительном согласии с теоретическими зависимостями. Приняв $H_{1p} = H_{||}^{(p)}$ и $H_{2p} = H_n$ (H_n — поле фазового перехода $l_{||} \rightleftharpoons l_{\perp}$), сравним (8) — (11) с экспериментальными данными. Предположив, что $\lambda_z'' \gg \lambda_y''$, с учетом $H_1(p, T) \approx H_n(p, T)$ представим эти выражения в виде, удобном для сравнения с экспериментом:

$$H_{1p} = \left[H_n^2(p, T) - \gamma^{-2} \omega^2 \frac{r_0 + 3 + (A_3 + 3A_2) p}{r_0 - 1 + (A_3 - A_2) p} \right], \quad (19)$$

$$H_{2p} = H_n(p, T) = H_n(T) \sqrt{(1 + A_1 p)(1 + A_2 p)}, \quad (20)$$

где $A_1 \approx \lambda_z'' \delta^{-1} \approx A_4$, $A_2 = \lambda_y'' \rho_0^{-1}$, $A_3 = \lambda_x'' \rho_0^{-1}$, $r_0 = \beta_0 \rho_0^{-1}$.

Используя экспериментальные значения H_{2p} ($p = 11,2$ и $5,2$ кбар) и H_{1p} ($p = 11,2$ кбар) при $\nu = 3$ ГГц и $T = 1,68^\circ \text{K}$, а также значение $r_0 = 2,9$ [16], найдем $A_1 \approx A_2 \approx 0,022$ кбар $^{-1}$, $A_3 = 0,3$ кбар $^{-1}$. Учитывая значение $\delta_0 = \chi_{\perp}^{-1} = 2 \cdot 10^{-3}$ и $\rho_0 \approx 6,5$ [17] для $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, найдем $\lambda_z'' = 44$ кбар $^{-1}$, $\lambda_y'' = 0,14$ кбар $^{-1}$, $\lambda_x'' = 2$ кбар $^{-1}$. Поскольку $T_N \sim \delta$, T_N зависит от давления. Найденные значения λ_y'' и λ_x'' хорошо согласуются с оценочными значениями магнитоупругих постоянных $\lambda \sim (1 \div 10^{-3})$ кбар $^{-1}$, в то время как значение λ_z'' на порядок превышает их максимальную оценку, что обусловлено, видимо, большей чувствительностью обменных взаимодействий к уменьшению межатомных расстояний при увеличении давления по сравнению с релятивистскими. В результате проведенного нами учета зависимости

обменного параметра δ от давления полученные нами и авторами [17] значения λ_y'' и λ_x'' несколько различаются, однако порядки этих величин остались прежними. Теоретические зависимости $H_{2p}(p)$, $H_{1p}(p)$, построенные согласно (19) и (20) при найденных значениях λ_2'' , λ_y'' , λ_x'' , представлены на рис. 3 и находятся в согласии с экспериментальными данными. Они хорошо передают уменьшение разности $H_{2p} - H_{1p}$ и увеличение резонансных полей H_{1p} и H_{2p} с увеличением давления p . Сравним теперь экспериментальные зависимости ψ_j и поля срыва АФМР H_j от давления и частоты с теоретическими. Как следует из (15), теоретические зависимости этих величин можно представить в виде

$$H_j = H_{\Pi} [1 - B\omega^2 (\gamma H_{\Pi})^{-2}], \quad \psi_j = A\omega^2 (\gamma H_{\Pi})^{-2}, \quad (21)$$

где коэффициенты $B(p)$ и $A(p)$ легко находятся из (15). При сравнении (21) с экспериментом необходимо учесть, что параметр r зависит от давления следующим образом:

$$r = (r_0 + A_3 p) (1 + A_2 p). \quad (22)$$

Теоретические изохронные и изобарные зависимости представлены на рис. 3 и 4 и удовлетворительно описывают эксперимент. В частности, первая формула (21) хорошо описывает уменьшение разности $H_{\Pi} - H_j$ с увеличением давления.

Сравним теперь выражение (17) с данными эксперимента. Подставляя в (17) значения $H_{\Pi}(p, T)$ вместо H_{Π} и учитывая зависимость r от давления (22), убеждаемся, что в области (18) выражение (17) достаточно хорошо количественно описывает зависимость $H_p(\psi)$ на частотах 4,5—4,88 ГГц при давлениях вплоть до $p \approx 5$ кбар.

Наконец, учитывая (2), (20) и равенство $A_1 = A_2$, находим, что величина интервала $\Delta H = H' - H_{\Pi} = 4\pi H_{\Pi} \chi_{\perp}$, в котором промежуточное состояние термодинамически стабильно, в пределах точности расчета не зависит в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ от давления.

Прежде чем проводить дальнейшее сравнение теории с экспериментом, уточним природу наблюдаемого поглощения при $p = 0$. Величины большего резонансного поля на частоте $\nu_2 = 3,14$ ГГц и резонансного поля на частоте $\nu_1 \approx 0,7$ ГГц равны $H_{p\nu_2} \approx H_{p\nu_1} \approx H_{\Pi} = 6,7$ кэ при $\psi = 0$ и соответствуют значению поля фазового перехода $l_{\parallel} \approx l_{\perp}$ при $T = 1,68^\circ \text{K}$ [25], вследствие чего можно сделать вывод, что они обусловлены поглощением в промежуточном состоянии (ПС), подробно проанализированном в [16]. Меньшие резонансные поля на частотах $\nu_2 = 3,14$ ГГц и $\nu_3 = 4,88$ ГГц лежат в области, где $H_p < H_{\Pi}$, и обусловлены поглощением в однородной фазе l_{\parallel} . Сложнее объяснить природу поглощения в большем резонансном поле на частоте $\nu_3 = 4,88$ ГГц. При значениях угла ψ , близких к нулю, наблюдаемая экспериментально резонансная линия становилась настолько слабой, что ее положение нельзя было надежно определить. Для выяснения природы этой линии определим по формулам (20), (21) работы [16] значение поля $H_2(T)$, ограничивающего снизу область устойчивости однородной фазы l_{\perp} . Как видно из рис. 1, поле, соответствующее максимуму изогонии $\nu_3 = 4,88$ ГГц, равно $H_m = 6,82$ кэ. Принимая $H_{\nu} = \gamma^{-1}\nu = 0,33$ кэ (для ν в ГГц), $H_{\Pi 0} = 6,5$ кэ, находим $H_2 = 6,53$ кэ при $T = 1,68^\circ \text{K}$. Резонансное поле для фазы l_{\perp} на частоте 4,88 ГГц находится в пределах $H_{2p} = 6,73$ кэ $>$ 6,70 кэ $= H_{\Pi}$. Интервал $\Delta H = H' - H_{\Pi} = 4\pi \chi_{\perp} H_{\Pi}$ реализации ПС в области $T \leq 1,68^\circ \text{K}$ мало изменяется и по теоретической оценке составляет около 40 э [16]. Этот интервал охватывает участок нижней резонансной ветви однородной фазы l_{\perp} , заключенный между частотами $\omega_{\perp}(H_{\Pi}) = 4,62$ ГГц $<$ $\omega <$ $\omega_{\perp}(H') = 5,03$ ГГц. В тех же интервалах частот и полей существует ветвь резонансного поглощения, обусловленная промежуточным