

состоянием. Однако поскольку линия поглощения при  $\psi = 0$  для большего резонансного поля на частоте  $4,88 \text{ Гц}$  слабо выражена, невозможно решить, принадлежит ли она однородной фазе  $l_{\perp}$  или неоднородному промежуточному состоянию. При повышении давления или температуры ситуация может существенно измениться.

Действительно, с помощью значений  $A_1, A_2, A_3$  и (10) получим

$$\omega_{\perp}(H_{\text{п}}(p, T)) \approx (1 + 0,02p) \omega_{\perp}(H_{\text{п}}(0, T)), \quad (23)$$

а при давлении  $5,2 \text{ кбар}$   $\omega_{\perp}(H_{\text{п}}) \approx 5,08 \text{ Гц}$ , вследствие чего на всех частотах, меньших  $5 \text{ Гц}$ , большее резонансное поле связано с поглощением в ПС.

Сравним теперь теоретические формулы с экспериментальными результатами. Рассмотрим сначала случай  $\psi = 0$ . Выбрав в качестве большего резонансного поля  $H_{2\text{р}} = H_{\text{п}}(p, T)$ , сравним выражения (19) и (20) с экспериментом.

При этом необходимо учитывать, что множитель  $a$  перед  $T^2$  также зависит от давления:

$$a(p) = a(0) (1 + A_1 p)^{-1}. \quad (24)$$

На рис. 6 приведены теоретические кривые при  $p = 0; 5,2; 11,2 \text{ кбар}$  на частотах  $\nu = 2,85 - 4,88 \text{ Гц}$ . При давлении  $p = 0$  в области температур  $T > 2^{\circ} \text{ К}$  наблюдается заметное отклонение теоретических кривых от экспериментальных. С увеличением давления степень этого отклонения уменьшается, и при  $p = 11,2 \text{ кбар}$  практически во всем исследованном интервале  $1,68^{\circ} \text{ К} \leq T \leq 4,2^{\circ} \text{ К}$  наблюдается хорошее совпадение теоретических кривых  $H_{\text{р}}(T)$  с экспериментальными. Поскольку использованные нами температурные зависимости характеристических полей получены путем расчетов в спин-волновом приближении, очевидно, справедливо заключить, что увеличение давления расширяет температурную область применимости спин-волновой теории. По-видимому, этим можно объяснить и расширение области наблюдения АФМР в  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  (до  $4,2^{\circ} \text{ К}$  при  $p = 11,2 \text{ кбар}$ ). Необходимо, однако, дополнительные экспериментальные исследования зависимости температуры Нееля от давления. На рис. 7 представлены теоретические зависимости  $H_f$  и  $\psi_f$  от температуры, построенные согласно (21), (15), (16). И в этом случае при увеличении давления согласие теоретических и экспериментальных зависимостей улучшается.

Для того чтобы понять причину исчезновения с повышением температуры впадины на изогонах (см. рис. 3), учтем, что поле  $H_2(T)$ , согласно [16], испытывает немонотонное изменение и с повышением температуры медленнее увеличивается, чем поле  $H_{\text{п}}(T)$  (это подтверждается также полученным нами при  $T = 1,68^{\circ} \text{ К}$  значением  $H_2 = 6,53 \text{ кэ}$ ). Поскольку область максимума изогон  $H \approx H_m$  приближенно повторяет более медленное изменение поля однородной фазы  $l_{\perp}$ , а соседняя область (при  $\psi = 0$ ) вместе с  $H_{\text{п}}(T)$  более быстро смещается в сторону больших полей, впадина, уменьшаясь по глубине, исчезает при достаточно высокой температуре, зависящей от выбранной частоты.

Таким образом, проведенное сравнение экспериментальных и теоретических данных показывает их удовлетворительное согласие, как качественное, так и количественное.

### Выводы

В результате проведенного анализа теории и эксперимента в  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  можно сделать следующие выводы.

1. Вычисленные магнитоупругие постоянные отличаются друг от друга на порядок ( $\lambda_z'' = 44 \text{ кбар}^{-1} > \lambda_x'' = 2 \text{ кбар}^{-1} > 0,14 \text{ кбар}^{-1}$ ).

2. Параметр  $r$  анизотропии в плоскости  $ab$  АФМ  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  существенно зависит от давления, что должно приводить к увеличению разности резонансных частот при  $H = 0$ .

3. Наиболее сильную зависимость от давления имеет обменный параметр  $\delta$ . Это должно приводить к заметному увеличению температуры Нееля при повышении давления.

4. Найденные значения магнитоупругих постоянных позволили при  $T = \text{const}$  объяснить уменьшение угла  $\psi_f$  и увеличение поля  $H_f$  срыва АФМР, уменьшение разностей  $H_{2p} - H_{1p}$ ,  $H_{2p} - H_f$  с увеличением давления (при  $\omega = \text{const}$ ). Ширина интервала  $\Delta H = H' - H_p$  реализации промежуточного состояния в пределах точности эксперимента от давления не зависит.

5. Восстановлена кривая фазового равновесия для ФП  $l_{||} \rightleftharpoons l_{\perp}$ , которая имеет вид  $H_p(p, T) \approx 6,5 \div 0,07T^2 \div 0,14$  (кэ) ( $T$  измеряется в градусах Кельвина,  $p$  — в кбар). Отсюда следует, что область реализации промежуточного состояния, а следовательно, и область наблюдения АФМР в ПС с увеличением давления смещаются в сторону больших магнитных полей.

6. Проведенное экспериментальное и теоретическое изучение зависимости АФМР в  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  от давления и температуры в наклонном магнитном поле показывает: а) повышение давления приводит к увеличению интервала температур, в которых наблюдается АФМР, до  $4,2^\circ\text{K}$  и выше и соответственно увеличивает область применимости спин-волнового приближения, используемого при вычислении температурной зависимости частот АФМР; б) повышение давления приводит к смещению частотного интервала АФМР в промежуточном состоянии в область более высоких частот; в) более слабая зависимость от температуры поля  $H_2(T)$  по сравнению с полем  $H_p(T)$  приводит при повышении температуры к исчезновению впадины на резонансных изохронах; г) с повышением температуры интервал углов  $\psi$ , внутри которого наблюдается АФМР, при всех исследованных давлениях уменьшается.

Авторы благодарят В. Г. Баряхтара за обсуждение работы.

#### Литература

1. N. J. Poulis, J. Van den Handel, J. Ubbink, J. A. Poulis, C. J. Gorter. Phys. Rev., 82, 552, 1951.
2. J. Ubbink, N. J. Poulis, H. J. Gerritsen, C. J. Gorter. Physica, 18, 361, 1952.
3. J. Ubbink, J. A. Poulis, H. J. Gerritsen, C. J. Gorter. Physica, 18, 361, 1952.
4. H. Umebayashi, B. C. Frazer, G. Shirane, W. Daniels. Phys. Lett., 22, 407, 1966.
5. W. Kawai, F. Ono. Phys. Lett., 21, 279, 1966.
6. А. С. Пахомов. ФММ, 25, 593, 1968.
7. К. П. Белов, А. М. Кадомцева, Т. С. Конькова, Т. М. Леднева, Т. Л. Овчинникова, В. А. Тимофеева. «Кристаллография», 13, 179, 1968.
8. К. П. Белов, А. М. Кадомцева. УФН, 103, 677, 1971.
9. В. А. Джидарян. ФММ, 25, 420, 1968.
10. А. А. Галкин, С. Н. Ковнер, П. И. Поляков. ДАН СССР, 208, 811, 1973.
11. K. C. Johnson, A. J. Sievers. Phys. Rev., B7, 1081, 1973.
12. Ю. Г. Проскуряков. Упрочняюще-калибрующие методы обработки. М., Машгиз, 1965.
13. Ю. Н. Денисов, В. В. Калинин. ПТЭ, 2, 134, 1965.