

НАБЛЮДЕНИЕ МАГНОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ $MnCO_3$

Б. Я. Котюжанский, Л. А. Прозорова

Недавно экспериментально было обнаружено параметрическое возбуждение спиновых волн в антиферромагнитных кристаллах $CsMnF_3$ [1-3] и $CuCl_2 \times 2H_2O$ [4]. Существенно, что нелинейное взаимодействие, ответственное за параметрическое возбуждение спиновых волн в антиферромагнетике, связывает колебания переменных, принадлежащих разным ветвям спектра спиновых волн и, в отличие от ферритов, имеет обменное происхождение [5].

Нами было обнаружено параметрическое возбуждение спиновых волн в антиферромагнитном $MnCO_3$ и при этом наблюдалось резонансное взаимодействие возбужденных спиновых волн с фононами.

Возбуждение спиновых волн обнаруживалось также, как и в [3] по дополнительному поглощению СВЧ мощности, возникающему в образце¹⁾, помещенном в высокочастотный резонатор так, чтобы статическое и высокочастотное поле были параллельны друг другу и лежали в базисной плоскости кристалла. Детектированный сигнал, пропорциональный мощности, прошедшей через резонатор, регистрировался на 2-х координатном самопишущем потенциометре в зависимости от величины статического поля H . Дополнительное поглощение возникало, если величина СВЧ поля h превосходила некоторое пороговое значение, которое согласно расчетам Ожогина [5] выражается следующим образом:

$$h_c = \frac{\Delta \nu_k \nu_p}{\gamma^2(H + 2H_D)} \quad (1)$$

Здесь ν_p — частота накачки, $\Delta \nu_k$ — обратное время жизни спиновых волн с волновым вектором k , H_D — поле Дзялошинского и γ — гиромагнитное отношение. Величина волнового вектора возбуждаемых спиновых волн зависит от приложенного поля H и определяется из закона дисперсии, который для ромбоэдрических кристаллов типа $MnCO_3$ имеет вид

$$(\nu_k / \gamma)^2 = H(H + H_D) + H_\Delta^2 + \alpha_z^2 k_z^2 + \alpha_\perp^2 k_\perp^2, \quad (2)$$

где $\nu_k = \nu_p / 2$ — частота возбуждаемых спиновых волн, H_Δ — щель, определяемая сверхтонким взаимодействием, α_z и α_\perp — обменные константы.

В соответствии с формулой (2) дополнительное поглощение, соответствующее параметрическому возбуждению спиновых волн, наблюдается только в полях H , меньших H_0 , определяемого из (2), для $k = 0$.

¹⁾ В работе использовались монокристаллы $MnCO_3$, выращенные гидротермальным методом Н.Ю.Икорниковой и В.Р.Гакелем в Институте кристаллографии.

В качестве примера на рис. 1 приведена запись сигнала, прошедшего через резонатор при $T = 1,45^\circ\text{K}$ и $\nu = 36,3 \text{ Гц}$. Из рисунка видно, что в полях H_1 и H_2 амплитуда поглощения имеет минимумы, что соответствует увеличению порогового поля h_c в этих полях. Для выяснения природы этих пиков мы провели серию экспериментов при разных

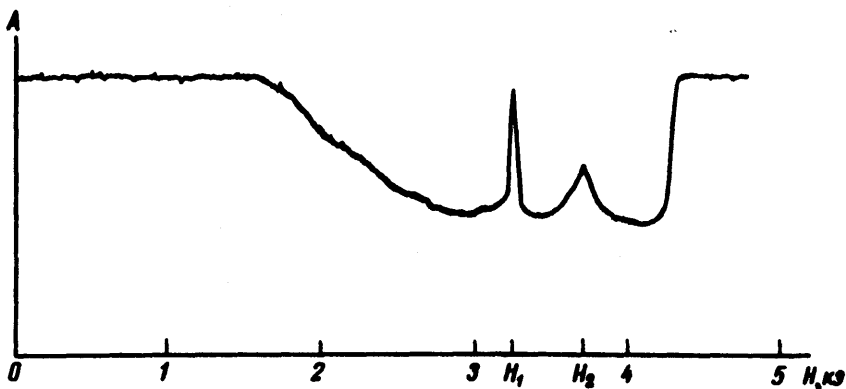


Рис. 1

частотах накачки ν_p ($23 + 47 \text{ Гц}$). Было установлено, что величины H_1 и H_2 меняются с частотой, но не зависят от ориентации статического поля в базисной плоскости. На рис. 2 приведены результаты этих опытов в координатах ν_k и ak , последняя величина вычислялась для каждого пика по формуле (2), с константами H_D и H_Δ , взятыми из работы [6].

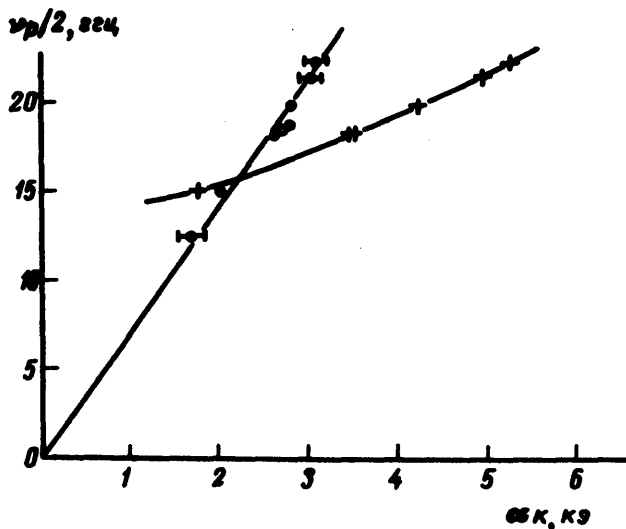


Рис. 2

Зависимость ν_k (ak) для пика, определяемого полем H_1 , описывается параболой

$$\nu_k^2 [\text{Гц}^2] = 195 [\text{Гц}^2] + 11,2 [\text{Гц}^2/\text{кэ}^2] (ak)^2 [\text{кэ}^2], \quad (3)$$

а для другого пика — прямой, проходящей через начало координат

$$\nu_k [\text{Гц}] = 7,1 [\text{Гц}/\text{кэ}](ak) [\text{кэ}]. \quad (4)$$

Линейный характер зависимости $\nu_k(ak)$ для пика в поле H_2 позволяет предположить, что в точке H_2 происходит пересечение спинволнового и фононного спектров. За счет магнитоупругого взаимодействия, существующего в антиферромагнетике, в окрестности этой точки рождаются магнитоупругие волны, порог для которых несколько выше, чем для спиновых волн [7]. Аналогичное явление в CsMnF_3 было наблюдаено Сиви [2]. Проверить правильность этого предположения можно, вычислив скорость звука по данным нашего эксперимента. Рассмотрение гамильтониана магнитоупругого взаимодействия и установленное нами отсутствие зависимости поля H_2 от направления H в базисной плоскости дает основание считать, что наблюдаемый пик обусловлен взаимодействием между распространяющимися вдоль оси z спиновыми и поперечными звуковыми волнами. Согласно данным Холдена (частное сообщение) по неупругому рассеянию нейтронов в MnCO_3 $\alpha_z = 5,31 \cdot 10^{-5} \text{ кэ} \cdot \text{см}$. Пользуясь этой величиной и результатом наших экспериментов мы рассчитали скорость поперечных звуковых колебаний, распространяющихся вдоль z $C_{Tz} = 3,8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. Эта величина на 10% больше C_{Tz} для CaCO_3 , который по акустическим свойствам должен быть близок к MnCO_3 (данные по скорости звука в MnCO_3 в литературе отсутствуют).

Таким образом, можно считать, что увеличение величины порогового поля (затухания) в поле H_2 обусловлено магнитофононным взаимодействием.

Нелинейная зависимость частоты от волнового вектора для второго пика (в поле H_1) указывает на то, что он не связан с акустическими фононами. В настоящее время мы не можем объяснить его происхождение.

Авторы сердечно благодарят П.Л.Капицу за интерес к работе, А.С.Боровика-Романова — за обсуждение результатов, а также В.Р.Гакеля и Н.Ю.Икорникову — за предоставление монокристаллов MnCO_3 . Авторы признательны также Т.М.Холдену, сообщившему результаты нейтроннографических исследований до их опубликования.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 марта 1971 г.

Литература

- [1] M.H.Seavey. J.Appl. Phys., 40, 1597, 1969.
- [2] M.H. Seavey. Phys. Rev. Lett., 23, 132, 1969.
- [3] Л.А.Прозорова, А.С.Боровик-Романов. Письма в ЖЭТФ, 10, 316, 1969.
- [4] H.Yamazaki. J.Phys. Soc. Japan., 29, 1383, 1970.
- [5] В.И.Ожогин. ЖЭТФ, 58, 2079, 1970.
- [6] А.С.Боровик-Романов, Н.М.Крейнес, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 45, 64, 1963.
- [7] F.R.Morgenthaler. J.Appl. Phys., 34, 1289, 1963.