

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасова Т. Ф. В Тр. Проектного института сплавов и обработки цветных металлов, вып. 29, 1969.
2. Grassie A. D., Swallow G. A. «Phys. Rev.», 1971, 13, 4154.
3. Colp M., Williams G. W. «Phys. Rev. B. Solid. State», 1972, 5, 2599.
4. Кондорский Е. И., Черемушкина А. В., Курбаниязов Н. «Физика твердого тела», 1964, 6, 539.
5. Волошинский А. Н., Рыжанова Н. В. «Физика металлов и металловедение», 1972, 34, 21.
6. Грановский А. Б. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1975, 16, № 6, 711.
7. Васильева Р. П., Черемушкина А. В., Язлийев С., Кадыров Я. «Физика металлов и металловедение», 1974, 38, 289.

Поступила в редакцию
12.4 1976 г.
Кафедра
магнетизма

УДК 538.245

К. П. Белов
А. Н. Горяга
А. В. Педько
А. И. Кокорев

МАГНЕТИЗМ СОЕДИНЕНИЙ $\text{Cu}[\text{Ni}_{0,5}\text{Mn}_{1,5}]\text{O}_4$ И $\text{Li}[\text{Ni}_{0,5}\text{Mn}_{1,5}]\text{O}_4$

Оксидные соединения со структурой шпиннели, магнитные ионы которых расположены только в одном кристаллографическом положении, обычно имеют антиферромагнитное спиновое упорядочение. Однако Бляссе [1] получил соединения $\text{Cu}^+[\text{Ni}_{0,5}^{2+}\text{Mn}_{1,5}^{4+}]\text{O}_4$ и $\text{Li}^+[\text{Ni}_{0,5}^{2+}\text{Mn}_{1,5}^{4+}]\text{O}_4$, имеющие ферромагнитное упорядочивание. Им были проведены измерения только температуры Кюри и магнитных моментов. На основании полученных результатов он пришел к выводу, что в октаэдрических узлах

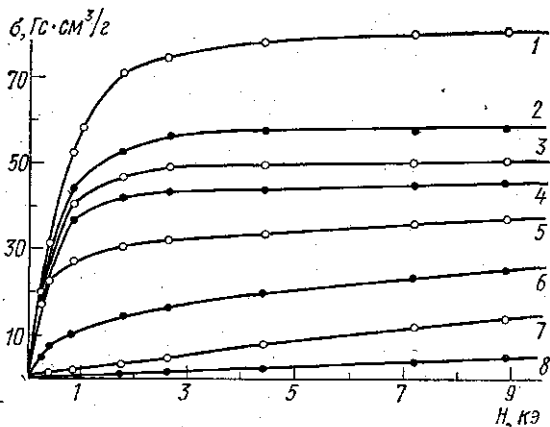


Рис. 1. Изотермы намагнитченности $\sigma(H)$ для образца $\text{Cu}^+[\text{Ni}_{0,5}^{2+}\text{Mn}_{1,5}^{4+}]\text{O}_4$. 1 — 4,2; 2 — 80; 3 — 105; 4 — 115; 5 — 127; 6 — 137,5; 7 — 147 и 8 — 161 К

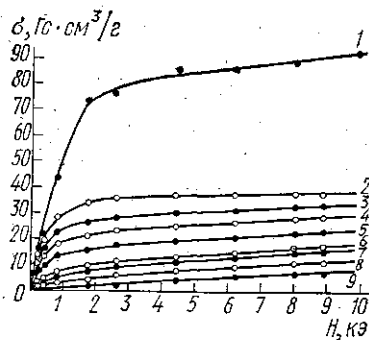


Рис. 2. Изотермы намагнитченности $\sigma(H)$ для образца $\text{Li}^+[\text{Ni}_{0,5}^{2+}\text{Mn}_{1,5}^{4+}]\text{O}_4$. 1 — 4,2; 2 — 78,5; 3 — 83,5; 4 — 88; 5 — 94; 6 — 102,5; 7 — 107,5; 8 — 112,5; 9 — 122,5 К

магнитные катионы распределены так, что образуют две антипараллельные магнитные подрешетки. Одна подрешетка состоит из ионов Ni^{2+} с магнитным моментом $n_0 = 1 \mu_B$, а другая — из ионов Mn^{4+} с магнитным моментом $n_0 = 4,5 \mu_B$.

Для более детального выяснения характера магнитного упорядочивания в этих соединениях необходимо было провести более подробные исследования их различных магнитных свойств. Образцы $\text{Cu}[\text{Ni}_{0,5}\text{Mn}_{1,5}]\text{O}_4$ и $\text{Li}[\text{Ni}_{0,5}\text{Mn}_{1,5}]\text{O}_4$ были изготовлены методом обычной керамической технологии. Рентгенофазовый анализ показал, что об-

разцы являются однофазными. Параметр решетки образца с Cu^+ $a=8,272$ Å, а у образца с Li^+ $a=8,194$ Å. Были проведены измерения в полях, до 10 кэ намагниченности и магнитострикции.

На рис. 1 и 2 приведены изотермы намагниченности. Видно, что при температуре 4,2 К кривые $\sigma(H)$ в сильных полях не имеют насыщения. Так как коэрцитивная сила образцов при температуре 4,2 К не превышает 20 э, то, по-видимому, отсутствие насыщения связано с наличием у данных соединений в области низких температур неколлинеарного магнитного упорядочения. Путем экстраполяции к $H=0$ кривых $\sigma(H)$, снятых при 4,2 К, было найдено, что для образца с Li^+ магнитный момент

$$n_0 = (2,5 \pm 0,15) \mu_B,$$

а для образца с Cu^+

$$n_0 = (3,2 \pm 0,15) \mu_B.$$

Таким образом, было обнаружено, что у обоих образцов экспериментальное значение магнитного момента меньше теоретического $n_0=3,5 \mu_B$, рассчитанного исходя из коллинеарной магнитной структуры и чисто спиновых магнитных состояний ионов Ni^{2+} и Mn^{4+} . При этом видно, что степень магнитной неколлинеарности больше у образца с Li^+ , чем у образца с Cu^+ . Это подтверждается данными, полученными из измерений магнитострикции. На рис. 3 приведены изотермы продольной λ_{\parallel} и поперечной λ_{\perp} магнитострикции для образца с Cu^+ . Видно, что при температуре 80 К в полях больших 4 кэ λ_{\parallel} и λ_{\perp} уменьшаются, т. е. наблюдается парапроцесс. При $T > 100$ К парапроцесс на кривых $\lambda(H)$ отсутствует.

Совсем иная картина наблюдалась при исследовании магнитострикции образца с Li^+ . Оказалось, что во всем исследованном интервале температур λ_{\perp} и λ_{\parallel} имеют отрицательный знак и равны по величине. Следовательно, у образца с Cu^+ неколлинеарная структура исчезает в районе 100 К, т. е. ниже температуры Кюри, а у образца с Li^+ неколлинеарная магнитная структура имеет место вплоть до температуры Кюри.

Представляло интерес выяснить, какой тип обменных взаимодействий ответственен за неколлинеарную магнитную

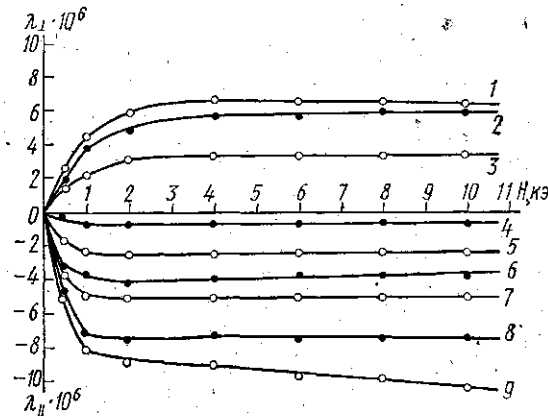


Рис. 3. Изотермы магнитострикции λ_{\perp} и λ_{\parallel} для образца $\text{Cu}^+[\text{Ni}_{0,5}^{2+}, \text{Mn}_{1,5}^{4+}]\text{O}_4$. 1 — 80; 2 — 97,5; 3 — 120; 4 — 138; 5 — 126; 6 — 118,5; 7 — 112; 8 — 95 и 9 — 80,5 К

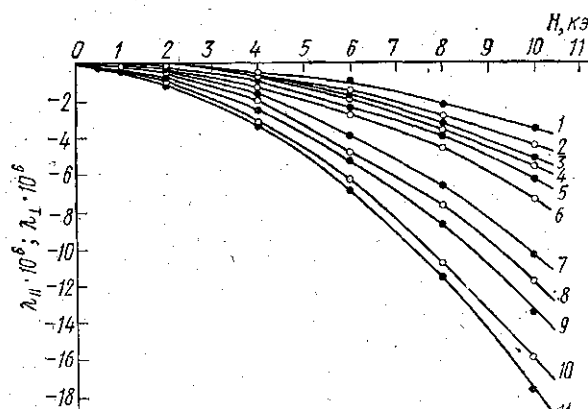


Рис. 4. Изотермы магнитострикции λ_{\perp} и λ_{\parallel} для образца $\text{Li}^+[\text{Ni}_{0,5}^{2+}, \text{Mn}_{1,5}^{4+}]\text{O}_4$. 1 — 133,5; 2 — 126; 3 — 120; 4 — 118; 5 — 113,5; 6 — 107; 7 — 97,5; 8 — 93; 9 — 88; 10 — 85; 11 — 82,5 К

образцов магнитные ионы расположены только в октаэдрических междоузлиях, сверхобменное косвенное взаимодействие катион-анион-катион будет только 90° . Согласно правилам Гуденафа—Конамори [2, 3], наиболее сильное косвенное взаимодействием будет отрицательный сверхобмен, который осуществляется между наполовину заполненными e_g орбиталями ионов Ni^{2+} и t_{2g} орбиталями ионов Mn^{4+} через p_σ и p_π связь

соответственно. Этот обмен ответственен за создание двух антипараллельных магнитных подрешеток, состоящих из ионов Mn^{4+} и Ni^{2+} .

Кроме косвенного сверхобмена в данных соединениях может иметь место и прямой сверхобмен катион-катион между ионами $Mn^{4+}-Mn^{4+}$ и $Mn^{4+}-Ni^{2+}$. Из работы [4] следует, что в исследуемых образцах только сверхобменное взаимодействие $Mn^{4+}-Mn^{4+}$ будет сильным и отрицательным. Это взаимодействие будет противодействовать косвенному отрицательному сверхобмену $Mn^{4+}-O^{2-}-Ni^{2+}$, в результате чего возникнет неколлинеарная магнитная структура в подрешетке, образованной ионами Mn^{4+} .

Как было указано выше, степень неколлинеарности магнитной структуры при низких температурах у образца с Li^+ больше, чем у образца с Cu^+ . Это можно объяснить тем, что введение в тетраэдрические узлы более крупного иона Cu^+ (ионный радиус $r=0,9 \text{ \AA}$) по сравнению с ионом Li^+ ($r=0,6 \text{ \AA}$) привело к увеличению параметра решетки и, следовательно, к увеличению расстояния между катионами в B -узлах и угла катион-анион-катион, т. е. к уменьшению роли сверхобмена $Mn^{4+}-Mn^{4+}$ и к увеличению роли $Mn^{4+}-O^{2-}-Ni^{2+}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blasse G. «J. Phys. Chem. Solids.», 1966, 27, 383.
2. Goodenough J. «J. Phys. Chem. Solids.», 1958, 6, 287.
3. Kanamori J. «J. Phys. Chem. Solids.», 1959, 10, 87.
4. Wicham D. J. Goodenough. «Phys. Rev.», 1959, 115, 1156.

Поступила в редакцию
27 1976 г.
Кафедра
общей физики для естественных
факультетов

УДК 539.12

И. В. Речицкий
В. П. Ефросинин

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА БИНАРНЫХ РАСПАДОВ РЕЗОНАНСОВ

Будем исследовать бинарные адронные распады резонансов в их системе покоя. Зная орбитальный момент L и импульс p распадных частиц, можно при $L \neq 0$ оценить величину радиуса R распада.

$$R = \sqrt{L(L+1)}/p. \quad (1)$$

Рассмотрим известные из литературы [1] бинарные распады с определенным $L \neq 0$. Сгруппируем их в соответствии с типами ($\pi\pi$, $k\pi$ и т. д.) вторичных частиц. Чтобы исключить пороговые эффекты, отбросим реакции с $p < 200 \text{ МэВ/с}$.

Величина R внутри групп в среднем, по-видимому, слабо меняется с массой M резонанса. Так, для совокупности распадов резонансов, имеющих массу M меньше средней по группе, величина $\langle R \rangle = 1,04 \pm 0,07 \text{ Ф}$ ($n=53$), а для распадов с массой M больше средней по группе $\langle R \rangle = 1,00 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=57$) (n — число анализируемых распадов).

Вместе с тем наблюдается зависимость среднего радиуса от типа распадных частиц. В средней больший радиус имеют распады на резонансы по сравнению с распадами на стабильные частицы и распады на гипероны по сравнению с распадами на нуклоны и мезоны. Чтобы показать это, обозначим через x_1 , x_2 и x_3 любые из (N , π , k , Λ), (π , k) и (η , ρ , ω) частиц, через y_1 , y_2 и y_3 — любые из (π , k , N), (Λ , Σ) и (π , k , N , Λ , Σ) частиц, а через z_1 , z_2 и z_3 — любые из однокаскадных резонансов y_1 , y_2 и y_3 частиц.

Средний радиус в группе x_1x_3 -распадов (ρN , $\eta \Lambda$ и т. д.) равен $\langle R \rangle = 1,23 \pm 0,09 \text{ Ф}$ ($n=20$), тогда как для πx_1 и kx_1 -распадов — $0,81 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=33$) и $0,91 \pm 0,05 \text{ Ф}$ ($n=28$). Для совокупности x_2x_3 -распадов $\langle R \rangle = 1,23 \pm 0,10 \text{ Ф}$ ($n=7$), а для Nx_2 -распадов $\langle R \rangle = 0,86 \pm 0,05 \text{ Ф}$ ($n=35$).

Объединим в одну группу y_1y_1 -распады ($\pi\pi$, Nk и т. д.), во вторую группу y_1z_1 и y_1y_2 -распады ($\eta\pi$, Λk и т. д.), а в третью — y_2z_1 -распады, а также распады на $y_1 + (z_2$ или Ξ или двухкаскадный мезонный резонанс) [$\Sigma(1385)\pi$, $\Lambda\eta$, $\delta(970)\pi$, Ξk , $\Lambda\omega$]. Значения $\langle R \rangle$ для образованных групп равны соответственно $0,85 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=46$), $1,08 \pm 0,04 \text{ Ф}$ ($n=64$) и $1,58 \pm 0,08 \text{ Ф}$ ($n=9$).

Для совокупности y_3y_3 -распадов величина $\langle R \rangle$ оказалась равной $0,91 \pm 0,03 \text{ Ф}$ ($n=82$), а для распадов на $y_3 + (z_3$ или $\Xi)$ — $\langle R \rangle = 1,28 \pm 0,07 \text{ Ф}$ ($n=37$).