спиновых членов $W(\xi')$, $W(\xi)$ в схеме Вайнберга—Салама по сравнению с соответствующими членами вероятности, вычисленной по модели Гелл-Манна—Фейнмана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Байер В. Н., Катков Н. М. ДАН СССР, 1966, **171**, с. 313. [2] Ритус В. И. Тр. ФИАН, 1978, **111**, с. 96. [3] Лоскутов Ю. М., Захарцов В. М. Изв. вузов. Сер. Физика, 1969, № 8, с. 98. [4] Вайнберг С. УФН, 1976, **118**, с. 505. [5] Вшивцев А. С. Изв. вузов. Сер. Физика, 1980, № 4, с. 59. [6] Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. Изв. вузов. Сер. Физика, 1980, № 8, с. 119. [7] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974.

Поступила в редакцию
01.12.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 5

УДК 538.115:536.63

ТЕПЛОЕМКОСТЬ СОЕДИНЕНИЙ $Ni_xCo_{1-x}Cl_2$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М. О. Кострюкова, Т. Г. Соколовская

(кафедра физики низких температур)

В работе исследовалась теплоемкость смешанных соединений слоистых антиферромагнетиков $NiCl_2$ и $CoCl_2$ в области температур 2—27 К.

Антиферромагнитные превращения исходных хлоридов происходят у $NiCl_2$ при $T_N=52{,}3$ К [1] и у $CoCl_2$ при $T_N=24{,}7$ К [2]. В низкотемпературной области теплоемкость $CoCl_2$ и $NiCl_2$ исследовалась ранее [3, 4].

Хлориды $NiCl_2$ и $CoCl_2$ обладают изоморфной кристаллической структурой D^5_{3d} с близкими параметрами, гексагональные слои ионов металла в них разделены двумя слоями ионов Cl, перпендикулярно слоям направлена главная ось симметрии c_3. Подобная структура и у смешанных соединений $Ni_xCo_{1-x}Cl_2$.

В этих веществах ферромагнитное взаимодействие между ионами металла в слое существенно превосходит антиферромагнитное взаимодействие между слоями [5]. При этом в $CoCl_2$ имеет место сильная анизотропия обменного взаимодействия и спины ориентированы в плоскости базиса. В $CoCl_2$ изотропная (A) и анизотропная (D_1) части ферромагнитного взаимодействия в слое по величине одного порядка, равно как близки между собой изотропная (B) и анизотропная (D_2) части антиферромагнитного взаимодействия между слоями [6, 7]. $NiCl_2$ в отличие от $CoCl_2$ практически изотропен (D мало) и спины в нем также ориентированы в плоскости базиса.

Энергетический спектр $CoCl_2$ и $NiCl_2$ рассматривался теоретически в работе Иошимори [8], в которой получена также температурная зависимость магнитной теплоемкости. Спектр наряду с низкочастотной ветвью содержит высокочастотную ветвь со щелью $\Delta = 2s\sqrt{BD}$, где в случае $CoCl_2$ $D=D_1+D_2$. Если A существенно больше B и анизотропия D мала, спиновые волны с волновым вектором, направленным по главной оси oz, достигают границы зоны при меньших энергиях, чем в других направлениях, и уже при низких температурах осуществляется переход к двумерному ферромагнетизму; закон T^3 для магнитной теплоемкости при этом переходит в линейный.

Для $NiCl_2$ известны значения $B/k_B = J_2 z_2/k_B = 4{,}6$ К; $D/k_B = 0{,}8$ К и величины щели высокочастотной ветви $\Delta/k_B = (2s/k_B)\sqrt{BD} = 3{,}73$ К [9, 10] (J_2 — обменный интеграл между слоями, $z_1 = z_2 = 6$ — число ближайших соседей в слое и между слоями; $s = 1$ у $NiCl_2$). Граничная энергия в k_z-направлении невелика: $\hbar\omega = 2B_S/k_B + D_S/2k_B \sim 10$ К [8] и при $T > 10$ К в $NiCl_2$ наблюдается двумерный ферромагнетизм.

Граничная энергия в k_z-направлении в $CoCl_2$ велика и совпадает с величиной щели высокочастотной ветви

$$\Delta/k_B = (2s/k_B)\sqrt{BD} + 27{,}3\,\text{К};$$

определены также значения

$$B/k_B = J_2 z_2/k_B = 6{,}5\ \text{К и}\ D/k_B = 115\ \text{К}\ (s = 1/2\ \text{для}\ Co^{+2})\ [7].$$

Намагниченность подрешеток $CoCl_2$ при температурах между 2 и 14 К изменяется как T^2 [11], т. е. ниже 14 К $CoCl_2$ — трехмерный антиферромагнетик.

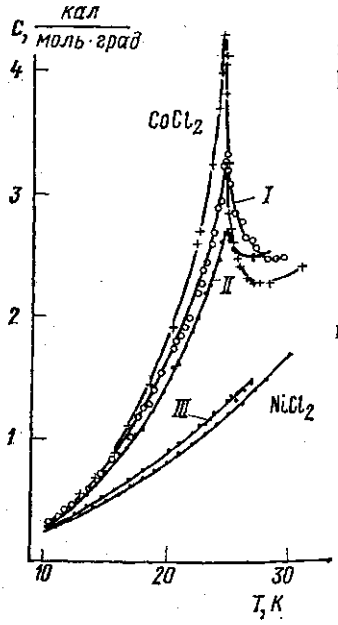

Рис. 1

Настоящая работа предпринята для выяснения особенностей энергетического спектра смешанных соединений легкоплоскостных слоистых антиферромагнетиков с сильно различной величиной анизотропии.

В работе измерения теплоемкости соединений $Ni_xCo_{1-x}Cl_2$ выполнены в области температур 2—27 К для соединений I ($x \sim 0{,}10$), *II* ($x \sim 0{,}18$) и 4—27 К для соединений *III* ($x \sim 0{,}90$).

Соединения готовились методом плавления смеси безводных галогенидов Ni и Co в запаянной ампуле при $T \sim 1100$°С; расплав выдерживался при этой температуре несколько часов, а затем температура медленно понижалась.

По данным химического анализа точность определения концентрации $x \sim 0{,}005$.

На рис. 1 в координатах C и T представлены данные по теплоемкости исследованных соединений $Ni_xCo_{1-x}Cl_2$ и чистых $NiCl_2$ [4] и $CoCl_2$ [2] при температурах выше 10 К. На кривых для соединений *I* и *II* наблюдается резкий пик теплоемкости с максимумом при 24, 85 К, т. е. вблизи максимума теплоемкости $CoCl_2$ ($T_N = 24{,}7$ К). В соединении *III* с малым содержанием Co^{+2} горб на кривой теплоемкости в области 25 К отсутствует.

Небольшое увеличение температуры фазового перехода в соединениях *I* и *II* с малым содержанием Ni^{+2} позволяет, видимо, считать, что обменная связь Co—Ni порядка связи Co—Co.

На рис. 2 в координатах C/T и T приведена теплоемкость соединения *III* ($x \sim 0{,}9$) и данные для $NiCl_2$ в области температур 2—30 К. Как установлено ранее [4], выше 10 К теплоемкость $NiCl_2$ близка к зависимости

$$C\left[\frac{\text{кал}}{\text{моль}\cdot\text{град}}\right] = 1{,}55\cdot 10^{-3}\,T^2 + 0{,}0098\,T.$$

Закономерности изменения теплоемкости соединения *III* и $NiCl_2$, как видно, аналогичны; выше $T=12$ К теплоемкость соединения *III* может быть описана соотношением

$$C\left[\frac{\text{кал}}{\text{моль}\cdot\text{град}}\right]=1{,}62\cdot10^{-3}\,T^2+0{,}0113\,T.$$

Линейные члены в этих соотношениях представляют собой магнитные вклады в теплоемкость, характерные для двумерных ферромагне-

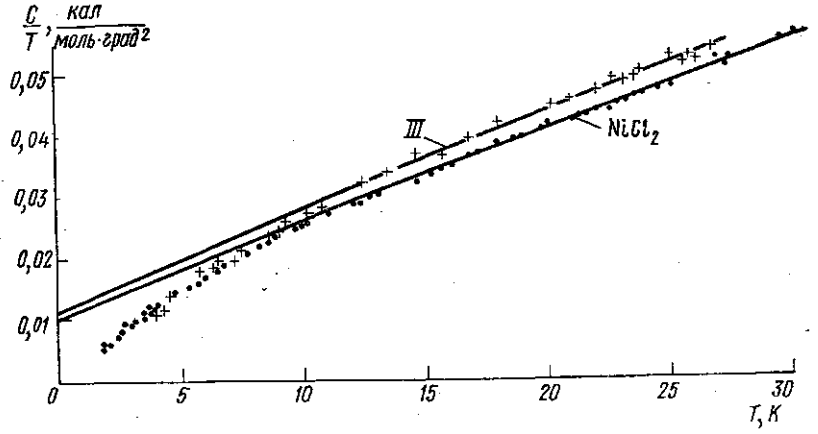

Рис. 2

тиков, а квадратичные слагаемые — теплоемкости решетки. Переход от закона T^3 к квадратичному при повышении температуры для слоистых решеток обсуждался Лифшицем [12]. Решеточные вклады в соединения *II* и у $NiCl_2$ близки. Из величины линейного члена магнитной теплоемкости в приближении двумерной ферромагнитной системы [8] $C_{маг}=R(\pi/12)k_BT/2As$ оценки константы ферромагнитного взаимодействия в слое дают для $NiCl_2$ [4] $2As/k_B=(3/2)I_1s/k_B=53$ К (I_1 — обменный интеграл в слое) и для соединения *III* $(2As/k_B)_{эфф}=46$ К. То есть увеличение концентрации Co^{+2} в соединениях приводит, видимо, к уменьшению эффективного изотропного обменного взаимодействия в слое.

На рис. 3 в координатах CT^2 и T^5 представлены данные по теплоемкости соединений *I* ($x\sim0{,}1$) и *II* ($x\sim0{,}18$) и $NiCl_2$ и $CoCl_2$ при гелиевых температурах [3]. Как и для $CoCl_2$, температурная зависимость теплоемкости соединений *I* и *II* близка к кубической (экспериментальные точки ложатся на прямые линии), тогда как теплоемкость

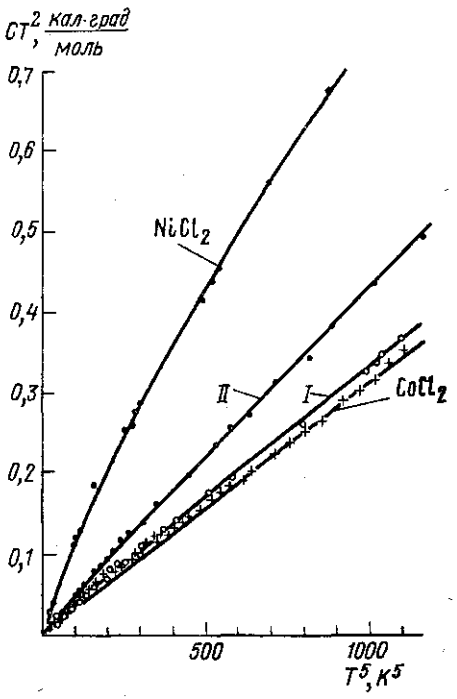

Рис. 3

$NiCl_2$ этой зависимости не следует. Выбранные координаты позволяют выделить небольшой вклад ядерной теплоемкости в соединениях *I*, *II* и $CoCl_2$ порядка

$$C_{яд} \sim 6 \cdot 10^{-3} \frac{1}{T^2} \frac{кал}{моль \cdot град}.$$

В области температур 1,8—2,3 К теплоемкости соединений *I*, *II* и $CoCl_2$ близки между собой. При более высоких температурах, когда, видимо, возбуждается низкочастотная ветвь спиновых волн магнитная теплоемкость соединений *I* и *II* становится больше, чем у $CoCl_2$ (следует отметить, что величина щели низкочастотной ветви $CoCl_2 \sim 2{,}8$ К [10], а у $NiCl_2 \sim 0{,}5$ К [13]).

Учитывая, что магнитная теплоемкость $CoCl_2$ описывается выражением вида [8]

$$\frac{C_{маг}}{R} = 0{,}66 \frac{k_B^3 T^3}{8s^3 AB^{1/2} (B+D)^{3/2}},$$

увеличение магнитной теплоемкости соединений *I* и *II* можно объяснить уменьшением эффективной анизотропии $(Ds)_{эфф}$ при увеличении концентрации Ni^{+2} (величина $Ds/k_B \sim 58$ К в $CoCl_2$ и $\sim 0{,}8$ К в $NiCl_2$). Эффективная величина $(As)_{эфф}$ при увеличении концентрации Ni^{+2} видимо, растет, как это следует из данных для соединения *III*. Значения Bs/k_B в исходных хлоридах Ni и Co близки.

В $NiCl_2$ невелики как граничная энергия по k_z, так и щель высокочастотной ветви ($\Delta/k_B = 3{,}7$ К) и закон T^3 для магнитной теплоемкости не выполняется при гелиевых температурах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Busey R. H., Giauque W. F. J. Amer. Chem. Soc., 1952, **74**, p. 4443. [2] Chisholm R. C., Stout J. M. J. Chem. Phys., 1962, **36**, p. 972. [3] Кострюкова М. О. ЖЭТФ, 1968, **55**, с. 453. [4] Кострюкова М. О. ЖЭТФ, 1975, **69**, с. 1853. [5] Landau L. D. Phys. Zeitschrift Sowjetunion, 1933, **4**, p. 675. [6] Kanamori J. Progr. Theor. Phys., 1958, **20**, p. 890. [7] Jacobs I. S., Roberts S., Silverstein S. D. J. Appl. Phys., 1968, **39**, p. 816. [8] Yoshimori A. Phys. Rev., 1963, **130**, p. 1312. [9] Katsumata K., Yamasaka K. J. Phys. Soc. Jap., 1973, **34**, p. 346. [10] Лозенко А. Ф., Рябченко С. М. ЖЭТФ, 1973, **65**, с. 1085. [11] Брагин Ф. В., Рябченко С. М. ФТТ, 1973, **15**, с. 1050. [12] Лифшиц И. М. ЖЭТФ, 1952, **22**, с. 475. [13] Кострюкова М. О., Каширская Л. М. Письма в ЖЭТФ, 1969, **9**, с. 400—404.

Поступила в редакцию
14.12.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 5

УДК 530.12:531.51

УРАВНЕНИЯ ЭЙНШТЕЙНА КАК ТОЖДЕСТВА В ТЕОРИИ ПРЯМОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. Ю. Турыгин

(кафедра теоретической физики)

В работе [1] для произвольно заданного фона $g_{\alpha\beta}$ построено действие фоккеровского типа в произвольном порядке по константе гравитационного взаимодействия k для пробной частицы, взаимодействующей с некоторой системой, характеризуемой заданным тензором энергии-импульса (ТЭИ) $T^{\mu\nu} = \sum_m k^m \overset{m}{T}{}^{\mu\nu}$. Доказано, что уравнениями дви-