$$C_p = a\,|T - T_п|^{-\alpha}, \tag{2}$$

значения a и α различны для $T > T_п$ и $T < T_п$ и равны соответственно a=130, α=0.012 и a=132, α=0.048. Изменение теплоемкости при $T_п$= 163.5 и 185.4 К имеет форму λ-кривой (рис. 1, *в*), а скачки C_p (T) равны 29 и 15 %. Величина скачка теплоемкости при 163.5 К зависит от скорости изменения температуры образца (рис. 1, *в*), в этой области температур наблюдается существенное уменьшение коэффициента теплопроводности кристалла. В области температур 232 К теплоемкость изменяется плавно, ее избыточная величина составляет около 2.6 %.

На температурной зависимости теплоемкости кристалла Cs_2HgBr_4 аномалии наблюдаются при 99.5, 160.0, 231.1 и 244.2 К. Наибольшее изменение теплоемкости (32 %) имеет место при 231.1 К, в других областях температур скачки C_p (T) составляют 0.7 % (99.5 К), 1.3 % (160.0 К) и 2.4 % (244.2 К).

Характер изменения теплоемкости для исследуемых кристаллов в области $T >$170 К совершенно различный, несмотря на то что при высоких температурах они изоморфны. В Cs_2HgBr_4 по обе стороны несоразмерной фазы имеются скачки теплоемкости, причем при переходе несоразмерная — низкосимметричная фаза (231.1 К) скачек C_p (T) составляет 32 %. В Cs_2HgCl_4 в области несоразмерной фазы теплоемкость меняется плавно и незначительно ~2.6 %. Указанное различие обусловлено более рыхлой структурой многогранника из атомов брома.

Литература

[1] *Петров В. В., Пицюга В. Г., Гордеев В. А., Богданова А. В., Багина М. А., Халахан* А. Ю. ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3465—3466.
[2] *Семин Г. К., Алымов П. Н., Бурбело В. М.* Изв. АН СССР, Сер. физ., 1978, т. 42, № 10, с. 2095—2100.
[3] *Plesko S., Kind R., Arend H.* Phys. St. Sol., 1980, vol. A61, N 1, p. 87—94.
[4] *Данилов В. В., Воробьев В. С., Богданова А. В., Борисова З. У.* Изв. АН СССР, Неорган. материалы, 1982, т. 18, № 6, с. 1026—1027.
[5] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 205 с.
[6] *Андерс Э. Е., Сухаревский Б. Я., Шестаченко Л. С.* ФНТ, 1979, т. 5, № 7, с. 783—793.
[7] *Косевич А. М.* Основы механики кристаллической решетки. М.: Наука, 1972. 236 с.

Донецкий
государственный университет
Донецк

Поступило в Редакцию
27 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
5 января 1988 г.

УДК 539.194

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

МАГНОН-МАГНОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГАЙЗЕНБЕРГОВСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ И ПРИНЦИП АДЛЕРА

А. А. Логинов, В. А. Попов

Принцип Адлера утверждает, что в условиях спонтанного нарушения симметрии гамильтониана амплитуда рассеяния частиц стремится к нулю на поверхности, определяемой законами сохранения энергии и импульса процесса, если среди них есть голдстоуновская (т. е. с бесщелевым законом дисперсии) частица со стремящимся к нулю импульсом.

Обнаруженный Адлером в некоторых моделях теории поля [1], этот принцип был распространен Д. В. Волковым на широкий класс систем, описываемых гладкими феноменологическими лангранжианами [2, 3]. Однако остается открытым вопрос, какие модельные гамильтонианы квантовой теории твердых тел соответствуют такому феноменологическому подходу.

Вместе с тем в [4] указывалось на нарушение принципа Адлера в экситон-магнонных взаимодействиях для антиферромагнитных кристаллов (АФМ) в главном порядке по обратной величине спина S_0. В дальнейшем подобная ситуация была отмечена во взаимодействии магнонов с нефизическими «шпурионами» [5] в представлении Барьяхтара—Криворучко—Яблонского [6]. В настоящем же сообщении обращается внимание на то, что стандартный формализм больших спинов приводит к подобным аномалиям и в обычных магнон-магнонных столкновениях в изотропном гайзенберговском АФМ, вопреки широко распространенному мнению о выполнимости в этой системе принципа Адлера в его обычной формулировке. Напомним, что упомянутый формализм предполагает возможность разложения всех наблюдаемых величин в степенной ряд по параметру S_0^{-1}, $S_0 \gg 1$. При этом в каждом порядке по S_0^{-1} необходимо учитывать все вклады именно этого порядка. В большинстве случаев именно так вычисляют времена релаксации магнонов в АФМ в области низких температур [7-9].

Ниже рассматривается изотропный гайзенберговский АФМ с двумя кубическими подрешетками и взаимодействием ближайших соседей

$$\mathscr{H} = \sum J_{fg} \mathbf{S}_f \mathbf{S}_g, \quad J_{fg} > 0, \quad \mathbf{S}_f^2 = S_0 (S_0 + 1). \tag{1}$$

Кроме представлений Хольштейна—Примакова и Дайсона—Малеева, для спиновых операторов использовалось также и осцилляторное представление Барьяхтара—Яблонского [6]. Все эти представления позволяют развить теорию возмущений по параметру S_0^{-1}. Получающаяся при этом в главном порядке по S_0^{-1} квадратичная форма от Бозе-операторов одинакова во всех перечисленных представлениях и приводит после (u, v)-преобразования к спектру невзаимодействующих магнонов в нулевом порядке по S_0^{-1}

$$\mathscr{H}_0 = \sum_{\nu k} \varepsilon_{\nu k} c_{\nu k}^{+} c_{\nu k}, \quad \varepsilon_{\nu k} \equiv \varepsilon(k) = \sqrt{\theta_0^2 - \theta_k^2}, \quad \nu = 1,\ 2; \quad \theta_k = S_0 \sum_g J_{fg} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{R}_f - \mathbf{R}_g)} \tag{2}$$

и к амплитудам взаимодействия, зависящим от представления и от выбора u_k, v_k. Произвол в выборе u_k, v_k связан с вырождением $\varepsilon_{1k} = \varepsilon_{2k}$ и подробно обсуждается, например, в [5]. Мы считаем, что (u, v) соответствуют включению бесконечно малого внешнего магнитного поля $\mathbf{h}$, $\mathbf{h} \to 0$, однако обсуждаемые ниже особенности амплитуд рассеяния проявляются и при любом другом их выборе.

В амплитуды рассеяния для процессов $|\nu_3 \mathbf{k}_3;\ \nu_4 \mathbf{k}_4\rangle \to |\nu_1 \mathbf{k}_1;\ \nu_2 \mathbf{k}_2\rangle$ в главном порядке по S_0^{-1}, а именно первом, дают вклад только взаимодействия вида

$$V = \sum \frac{1}{S_0} \Phi_{\nu_3 \nu_4}^{\nu_1 \nu_2} (1,\ 2;\ 3,\ 4)\, c_{\nu_1 1}^{+} c_{\nu_2 2}^{+} c_{\nu_3 3} c_{\nu_4 4} \Delta (1 + 2 - 3 - 4); \quad 1 \equiv \mathbf{k}_1, \ldots, 4 \equiv \mathbf{k}_4, \tag{3}$$

а все остальные приводят к вкладам более высокого порядка по S_0^{-1}. Более того, поскольку амплитуды взаимодействия в (3) уже содержат множитель S_0^{-1}, входящие в матрицу рассеяния законы дисперсии магнонов следует использовать в рассматриваемом приближении неперенормированными (2). Таким образом, анализ принципа Адлера в первом порядке по S_0^{-1} сводится к анализу свойств амплитуд взаимодействия (3) на поверхности $\varepsilon(\mathbf{k}_1) + \varepsilon(\mathbf{k}_2) - \varepsilon(\mathbf{k}_3) - \varepsilon(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3) = 0$, где в длинноволновом пределе они одинаковы во всех рассматриваемых представлениях и имеют вид

$$\left.\begin{aligned} &\Phi_{\nu\nu}^{\nu\nu} \sim \sqrt{\varepsilon(\mathbf{k}_1)\, \varepsilon(\mathbf{k}_2)\, \varepsilon(\mathbf{k}_3)\, \varepsilon(\mathbf{k}_4)}; \quad \Phi_{21}^{12} = (\theta_0/2N) \sqrt{(1 - \cos\varphi_{14})(1 - \cos\varphi_{23})}; \\ &\Phi_{22}^{11} = (\theta_0/8N) \sqrt{(1 - \cos\varphi_{12})(1 - \cos\varphi_{34})}; \quad \cos\varphi_{ij} = (\mathbf{k}_i \mathbf{k}_j)/k_i k_j. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Отсюда видно, что в точке $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4) = (0, 0, 0, 0)$ амплитуды Φ^{12}_{21} и Φ^{11}_{22} имеют предельные значения, зависящие от углов между импульсами магнонов, и тем же свойством обладает амплитуда Φ^{12}_{21} в точке $(\mathbf{k}_0, 0, \mathbf{k}_0, 0)$ и амплитуда Φ^{11}_{22} в точке $(\mathbf{k}_0, 0, 0, \mathbf{k}_0)$, $\mathbf{k}_0 \neq 0$, что нарушает принцип Адлера. Асимптотические выражения (4) получены в стандартном длинноволновом приближении. Однако анализ выражений амплитуд (3) и законов сохранения, учитывающий высшие степени импульсов, показал, что такое приближение корректно по крайней мере для процессов с малыми передаваемыми импульсами, допускающих различные ненулевые предельные значения углов между импульсами сталкивающихся магнонов. Причем учет нелинейных слагаемых в законах сохранения показывает, что при стремлении к нулю одного из импульсов обязательно обращается в нуль и еще хотя бы один из них, что соответствует рассмотренным выше предельным точкам на поверхности энергии-импульса процесса.

Указанные особенности амплитуд рассеяния магнонов проявляются во временах релаксации, рассчитывавшихся, например, в [7-9]. Наличие анизотропии в [9] позволяло авторам утверждать, что принцип Адлера во взаимодействии магнонов в АФМ выполняется. Однако в тех режимах, при которых энергия релаксирующих магнонов ε_k и температура T значительно превосходят энергию активации возбуждений, зависимость затухания магнонов от температуры определяется, как в изотропном АФМ. В таком режиме, согласно [7-9], при $T \ll \varepsilon_k \ll T_N$ затухание магнона $\gamma_k \sim (\varepsilon_k/T_N)(T/T_N)^4$, а при $\varepsilon_k \ll T \ll T_N$ $\gamma_k \sim (\varepsilon_k/T_N)^2 (T/T_N)^3 \ln(T/\varepsilon_k)$, где T_N — температура Нееля. При этом главный вклад в затухание дают именно амплитуды Φ^{12}_{21}, Φ^{11}_{22}, которые нарушают принцип Адлера. Амплитуды же $\Phi^{\nu\nu}_{\nu\nu}$, удовлетворяющие этому принципу, имеют более высокий порядок по импульсам и дают в тех же условиях вклады $\sim(\varepsilon_k/T_N)^5(T/T_N)^4$ и $(\varepsilon_k/T_N)^2(T/T_N)^7$ соответственно. Таким образом, «неадлеровость» амплитуд рассеяния магнонов изотропного АФМ существенно сказывается на зависимостях γ_k от T, что свидетельствует о важности обсуждаемой проблемы для теории релаксации в АФМ. Заметим, что отсутствие нефизически больших затуханий голдстоуновских магнонов позволяет предположить, что в АФМ необходима более общая, например интегральная, форма принципа Адлера, но нет оснований полностью исключать и возможность некорректности стандартного формализма больших спинов в длинноволновом пределе.

Литература

[1] *Adler S. L.* Phys. Rev. B, 1965, vol. 137, N 4, p. 1022—1033.
[2] *Волков Д. В.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, т. 4, № 1, с. 3—41.
[3] *Волков Д. В., Желтухин А. А., Блиох Ю. П.* ФТТ, 1971, т. 13, № 6, с. 1668—1678.
[4] *Логинов А. А., Попов В. А.* ФНТ, 1981, т. 7, № 1, с. 88—99; ФНТ, 1982, т. 8, № 6, с. 663. Рук. деп. в ВИНИТИ 12.04.1982, № 1709—82 деп.
[5] *Барьяхтар В. Г., Ситенко Ю. А.* ТМФ, 1986, т. 67, № 3, с. 426—439.
[6] *Барьяхтар В. Г., Криворучко В. Н., Яблонский Д. А.* Функции Грина в теории магнетизма. Киев: Наукова думка, 1984. 336 с.
[7] *Зароченцев Е. В., Попов В. А.* ФММ, 1966, т. 22, № 4, с. 487—497.
[8] *Harris A. B., Kumar D., Halperin B. I., Hohenberg P. C.* Phys. Rev. B, 1971, vol. 3, N 3, p. 961—1024.
[9] *Барьяхтар В. Г., Соболев В. Л., Квирикадзе А. Г.* ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 2, с. 790—805.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
17 июня 1987 г.
В окончательной редакции
5 января 1988 г.