Записки научных
семинаров ПОМИ
Том 269, 2000 г.

М. Б. Звонарев, $\boxed{\text{А. Г. Изергин}}$, А. Г. Пронько

ДЛИННОВОЛНОВАЯ АСИМПТОТИКА КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ТРЕТЬИХ КОМПОНЕНТ СПИНОВ В XX0 МОДЕЛИ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ЧЕРЕЗ ДВА УЗЛА

Введение

Наибольшего прогресса в исследовании корреляционных функций моделей, решаемых с помощью анзаца Бете, удается добиться в точке свободных фермионов [1, 2]. Для XXZ цепочки Гейзенберга спина $\frac{1}{2}$ такая точка соответствует обращению в ноль параметра анизотропии Δ. Получающаяся при этом XX0 модель является одновременно изотропным частным случаем XY модели [3]. Особенность XX0 модели заключается в простоте уравнений Бете, которые решаются явно, что позволяет, в частности, вычислять корреляционные функции локальных спиновых операторов на цепочке с конечным числом узлов, и исследовать термодинамический предел полученных выражений [4–6].

Для XX0 модели на цепочке из M узлов с периодическими граничными условиями имеется ровно M независимых интегралов движения. Обычно в качестве гамильтониана выбирается интеграл движения, описывающий обменное взаимодействие в двух соседних узлах:

$$H_2 = -2\sum_{n=1}^{M}\left(\sigma_-^{(n+1)}\sigma_+^{(n)} + \sigma_-^{(n)}\sigma_+^{(n+1)}\right),$$

где $\sigma_\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$, а $\sigma_{x,y,z}$ есть матрицы Паули:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \qquad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Периодические граничные условия означают, что $\sigma_{x,y,z}^{(M+1)} = \sigma_{x,y,z}^{(1)}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-01-00313).

Наша работа посвящена исследованию корреляционных функций и вычислению их асимптотик в XXO модели с взаимодействием через два узла. Под термином "взаимодействие через два узла" понимается включение в гамильтониан интеграла движения

$$H_4 = -2\sum_{n=1}^{M}\left(\sigma_-^{(n+3)}\sigma_z^{(n+2)}\sigma_z^{(n+1)}\sigma_+^{(n)} + \sigma_-^{(n)}\sigma_z^{(n+1)}\sigma_z^{(n+2)}\sigma_+^{(n+3)}\right),$$

описывающего обменное взаимодействие в четырех соседних узлах цепочки. С физической точки зрения это соответствует включению минимального взаимодействия, дающего четную дисперсию с более чем одной зоной Ферми. Сохранение интегрируемости позволяет при этом получать точные представления для температурных корреляционных функций как для модели на конечной решетке, так и в термодинамическом пределе. Отметим что введение в гамильтониан взаимодействия, разрушающего интегрируемость [7, 8] приводит к необходимости использовать теорию возмущений уже на стадии получения спектра и собственных функций модели.

План настоящей работы следующий. В разделе 1 предъявлены собственные функции и спектр гамильтониана, включающего в себя тернарное взаимодействие. В разделе 2 рассматривается температурная парная корреляционная функция третьих компонент локальных спиновых операторов. В термодинамическом пределе для этой корреляционной функции получено точное интегральное представление. В разделах 3 и 4 вычисляется длинноволновая асимптотика этого интегрального представления. Раздел 5 посвящен извлечению корреляционного радиуса из длинноволновой асимптотики и исследованию его поведения в окрестности нулевой температуры.

1. Собственные функции и спектр модели

Собственные функции XX0 модели в N-частичном секторе имеют вид [5]:

$$\begin{aligned}|\Psi_N(\{p\})\rangle &\equiv |\Psi_N(p_1,\dots,p_N)\rangle \\ &= \frac{1}{N!}\sum_{m_1,\dots,m_N=1}^{M}\chi_N(\{m\}|\{p\})\sigma_-^{(m_1)}\dots\sigma_-^{(m_N)}|\,0\rangle,\end{aligned} \tag{1.1}$$

где через $|0\rangle$ обозначено ферромагнитное состояние (все спины вверх)

$$|0\rangle = \otimes_{m=1}^{M} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_m .$$

Волновая функция χ_N есть симметричная функция координат $m_1, \ldots, m_N$ и имеет вид

$$\chi_N(\{m\}|\{p\}) \equiv \chi_N(m_1, \ldots, m_N|p_1, \ldots, p_N)$$

$$= \left(\prod_{1 \leqslant a < b \leqslant N} \epsilon\,(m_b - m_a) \right) \sum_Q (-1)^{[Q]} \exp\left(i \sum_{a=1}^{N} m_a p_{Q_a} \right),$$

где $[Q]$ – четность перестановки.

Вследствии периодических граничных условий, квази-импульсы $p_1, \ldots, p_N$, параметризующие собственные состояния в N-частичном секторе, являются решениями уравнений

$$\exp\left\{ i p_a M \right\} = (-1)^{N+1}, \qquad a = 1, \ldots, N, \tag{1.2}$$

которые представляют собой специальный случай уравнений Бете [1] с тривиальными фазами рассеяния. Из (1.2) следует, что в импульсном пространстве p_a могут занимать лишь ячейки с координатами

$$p_a = \frac{2\pi}{M} \left(-\frac{M}{2} - \frac{1}{4} \left\{ 1 + (-1)^{N-M} \right\} + j \right), \quad j = 1, \ldots, M. \tag{1.3}$$

Собственные значения интегралов движения XX0 модели H_2 и H_4 даются следующими формулами:

$$H_2|\Psi_N(\{p\})\rangle = \left(-4 \sum_{a=1}^{N} \cos p_a \right) |\Psi_N(\{p\})\rangle,$$

$$H_4|\Psi_N(\{p\})\rangle = \left(-4 \sum_{a=1}^{N} \cos 3p_a \right) |\Psi_N(\{p\})\rangle.$$

В качестве гамильтониана XX0 модели с взаимодействием через два узла выберем оператор

$$H = H_2 + bH_4 + h(M - 2S_z), \tag{1.4}$$

где S_z есть оператор z-проекции полного спина

$$S_z = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{M} \sigma_z^{(n)},$$

а b – константа взаимодействия через два узла. Таким образом, гамильтониан (1.4) описывает обменное взаимодействие в двух и четырех соседних узлах цепочки, и взаимодействие с магнитным полем, направленным вдоль оси z. Его собственные функции определяются выражением (1.1), собственные значения равны сумме одночастичных дисперсий $\epsilon(p)$

$$H|\Psi_N(\{p\})\rangle = \left(\sum_{a=1}^{N} \epsilon(p_a)\right) |\Psi_N(\{p\})\rangle,$$

где одночастичная дисперсия

$$\epsilon(p) = -4\cos p - 4b\cos 3p + 2h. \tag{1.5}$$

В силу симметрии [5] гамильтониана (1.4) относительно обращения знака h, в дальнейшем полагаем $h \geqslant 0$.

2. Температурная корреляционная функция третьих компонент спинов

Одновременная температурная корреляционная функция третьих компонент спинов определяется следующим образом:

$$g_{zz}^{(T)}(m) = \frac{\mathrm{Sp}\left\{\exp(-H/T)\,\sigma_z^{(m+1)}\sigma_z^{(1)}\right\}}{\mathrm{Sp}\left\{\exp(-H/T)\right\}}, \tag{2.1}$$

где Sp означает суммирование по всему пространству состояний модели

$$\mathrm{Sp}\{\quad\} \equiv \sum_{N=0}^{M} \sum_{p_1<\cdots<p_N} \langle\Psi_N(\{p\})|\{\quad\}|\Psi_N(\{p\})\rangle,$$

а H есть гамильтониан модели, в нашем случае он дается формулой (1.4).

Нормированное среднее значение третьих компонент спинов дается формулой

$$\langle\sigma_z^{(m+1)}\sigma_z^{(1)}\rangle_N \equiv \frac{\langle\Psi_N(\{p\})|\sigma_z^{(m+1)}\sigma_z^{(1)}|\Psi_N(\{p\})\rangle}{\langle\Psi_N(\{p\})|\Psi_N(\{p\})\rangle}. \tag{2.2}$$

Явное представление для нормированного среднего (2.2) имеет вид [5]:

$$\begin{aligned}\langle\sigma_z^{(m+1)}\sigma_z^{(1)}\rangle_N = \langle\sigma_z^{(m)}\rangle_N^2 - \frac{4}{M^2}\left|\sum_{a=1}^{N} e^{imp_a}\right|^2 \\ + \frac{4}{M^2}\left(\sum_{a=1}^{N} e^{-imp_a}\right)\left(\sum_{j=1}^{M} e^{imq_j}\right),\end{aligned} \tag{2.3}$$

намагниченность $\langle\sigma_z^{(m)}\rangle_N = 1-2N/M$. Суммирование по j проводится по всем ячейкам в импульсном пространстве (см. (1.3)):

$$q_j = \frac{2\pi}{M}\left(-\frac{M}{2} - \frac{1}{4}\left\{1+(-1)^{N-M}\right\} + j\right), \quad j = 1, \ldots, M.$$

В термодинамическом пределе $M \to \infty$, магнитное поле h фиксировано, выражение для корреляционной функций (2.1) получается из нормированного среднего (2.3) путем следующих формальных замен сумм на интегралы [5, 9]:

$$\frac{1}{M}\sum_{j=1}^{M} \longrightarrow \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} dq, \qquad \frac{1}{M}\sum_{a=1}^{N} \longrightarrow \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \vartheta(p)\, dp.$$

Здесь функция $\vartheta(p) \equiv \vartheta(p, h, T)$ это фермиевский вес:

$$\vartheta(p) = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{\epsilon(p)}{T}\right)},$$

причем $\epsilon(p)$ – одночастичная дисперсия, которая в нашей модели дается формулой (1.5). Таким образом, для корреляционной функции (2.1) в термодинамическом пределе имеем [4–6, 10]

$$g_{zz}^{(T)}(m) = \langle\sigma_z\rangle^2 - \frac{1}{\pi^2}\left|\int_{-\pi}^{\pi} e^{imp}\vartheta(p) dp\right|^2 + \frac{2\delta_{m0}}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} e^{imp}\vartheta(p)\, dp, \tag{2.4}$$

где

$$\langle\sigma_z\rangle = 1 - \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \vartheta(p)\, dp.$$

Очевидно, что исследование поведения выражения (2.4) как функции m сводится к исследованию фурье-образа $F(m)$ фермиевского веса:

$$F(m) = \int_{-\pi}^{\pi} e^{imp}\vartheta(p)\,dp. \tag{2.5}$$

Отметим, что при нулевой температуре интеграл (2.5) берется явно, и исследование его асимптотики тривиально. Поэтому интерес представляет исследование асимтотических свойств выражения (2.5) только при ненулевой температуре. Как будет показано ниже, асимтотическое поведение корреляционной функции (2.4) существенно определяется константой взаимодействия b.

3. Длинноволновая асимптотика корреляционной функции при $b = 0$

Начнем исследование длинноволновой асимптотики, т.е. асимптотики при $m \to \infty$, функции (2.5) со случая нулевой константы взаимодействия b. Интеграл, который предстоит исследовать, выглядит следующим образом:

$$F(m) = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{imp}\,dp}{1+\exp\left\{\frac{1}{T}(-4\cos p + 2h)\right\}}. \tag{3.1}$$

Замена переменных

$$z = e^{ip} \tag{3.2}$$

сводит контур интегрирования к единичной окружности:

$$F(m) = -i\oint_{|z|=1} \frac{z^{m-1}dz}{1+\exp\left\{-\frac{2}{T}(z+z^{-1}-h)\right\}}.$$

Координаты полюсов подинтегрального выражения в z-плоскости даются решениями уравнения

$$z + \frac{1}{z} - h = \frac{T}{2}\pi i(1+2k), \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots . \tag{3.3}$$

Имеются две серии полюсов, лежащие внутри единичной окружности и сходящиеся к нулю, и две серии, лежащие вне единичной окружности и сходящиеся к бесконечности. Решая (3.3) относительно z и вводя обозначения

$$A = \tilde{T}^2 + 1 - \frac{h^2}{4}, \qquad \tilde{T} = \frac{T\pi}{4}(1+2k),$$

получаем следующую формулу для координат внутренних серий:

$$z_{1,2} = \frac{h}{2} - \sqrt{\frac{1}{2}\left(-A + \sqrt{A^2 + \tilde{T}^2 h^2}\right)} \pm i\left\{-\tilde{T} + \sqrt{\frac{1}{2}\left(A + \sqrt{A^2 + \tilde{T}^2 h^2}\right)}\right\}, \quad k = 0, 1, 2, \ldots. \tag{3.4}$$

Непосредственная проверка показывает, что главный член асимптотики интеграла (3.1) при любых T и h определяется вычетами в двух сопряженных полюсах (3.4), соответствующих $k = 0$:

$$F(m) \simeq 2\pi T e^{m \ln |z_1|} \mathrm{Re}\left\{\frac{e^{im \arg z_1}}{z_1 - z_1^{-1}}\right\}. \tag{3.5}$$

4. Длинноволновая асимптотика корреляционной функции при $b = 1/3$

В модели с тернарным взаимодействием вычисления значительно сложнее. Тем не менее, схема, изложенная в предыдущем параграфе, полностью реализуется и в этом случае. В данной работе мы ограничимся $b = 1/3$. Соответственно

$$F(m) = \int\limits_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{imp}\,dp}{1 + \exp\left\{\frac{1}{T}(-\frac{16}{3}\cos^3 p + 2h)\right\}}. \tag{4.1}$$

После замены (3.2) координаты полюсов подинтегрального выражения в z-плоскости определяются решениями уравнения

$$\left(z + \frac{1}{z}\right)^3 = 3h + i\frac{3}{2}T\pi(1+2k), \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots.$$

Это уравнение имеет шесть серий решений, лежащих внутри единичной окружности и сходящихся к нулю, и шесть серий, лежащих вне единичной окружности и сходящихся к бесконечности.

Выпишем координаты всех серий, полагая $h \neq 0$:

$$z_{1,2}^{(1)} = \frac{1}{2}\left(r\cos\varphi \pm \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\sin 2\varphi}{|\sin 2\varphi|}\sqrt{r^2\cos 2\varphi - 4 + \sqrt{r^4 - 8r^2\cos 2\varphi + 16}}\right)$$
$$+\frac{i}{2}\left(r\sin\varphi \pm \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{-r^2\cos 2\varphi + 4 + \sqrt{r^4 - 8r^2\cos 2\varphi + 16}}\right),$$
$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \tag{4.2}$$

где

$$r = r(\tilde{T}, h) = 3^{1/3}(h^2 + 4\tilde{T}^2)^{1/6}, \qquad \varphi = \varphi(\tilde{T}, h) = \frac{1}{3}\arctan\left(2\frac{\tilde{T}}{h}\right),$$

причем $\varphi \in \left(-\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{6}\right)$. Аналогично,

$$z_{1,2}^{(2)}(\varphi) = z_{1,2}^{(1)}(\varphi + 2\pi/3), \tag{4.3}$$
$$z_{1,2}^{(3)}(\varphi) = z_{1,2}^{(1)}(\varphi - 2\pi/3). \tag{4.4}$$

Подчеркнем, что каждому $z_j^{(i)}$ $(i = 1,2,3;\ j = 1,2)$ соответствуют две серии, отвечающие разным знакам k: $k = 0, 1, 2, \ldots$ и $k = -1, -2, \ldots$. Нас интересуют те шесть серий, которые лежат внутри единичной окружности. После соответствующих вычислений находим полюса, наиболее удаленные от точки ноль. Их два и они сопряжены между собой:

$$z_{1,2} = \frac{1}{2}\left\{r\cos\varphi - \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{r^2\cos 2\varphi - 4 + \sqrt{r^4 - 8r^2\cos 2\varphi + 16}}\right\}$$
$$\pm\frac{i}{2}\left\{r\sin\varphi - \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{-r^2\cos 2\varphi + 4 + \sqrt{r^4 - 8r^2\cos 2\varphi + 16}}\right\},$$
$$k = 0.$$

Вычеты в этих полюсах дают нам асимптотику интеграла (4.1):

$$F(m) \simeq 2\pi T e^{m\ln|z_1|}\mathrm{Re}\left\{\frac{e^{im\arg z_1}}{\left(z_1 + z_1^{-1}\right)^2\left(z_1 - z_1^{-1}\right)}\right\}. \tag{4.5}$$

Рассмотрим отдельно случай нулевого поля. Переходя к пределу $h \to 0$ в (4.2)–(4.4) и повторяя все последующие рассуждения, получаем, что главный член асимптотики (4.1) дается вычетами уже не в двух, а в четырех полюсах, равноудаленных от точки ноль. Их координаты:

$$z_{1,2} = \frac{1}{2}\left(r\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{r^2}{2} - 4 + \sqrt{r^4 - 4r^2 + 16}}\right)$$
$$\pm \frac{i}{2}\left(\frac{r}{2} - \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{-\frac{r^2}{2} + 4 + \sqrt{r^4 - 4r^2 + 16}}\right), \qquad k = 0,$$

$$z_{3,4} = \frac{1}{2}\left(-r\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{r^2}{2} - 4 + \sqrt{r^4 - 4r^2 + 16}}\right)$$
$$\pm \frac{i}{2}\left(\frac{r}{2} - \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{-\frac{r^2}{2} + 4 + \sqrt{r^4 - 4r^2 + 16}}\right), \qquad k = 0.$$

Следовательно, асимптотика интеграла (4.1) при нулевом магнитном поле дается выражением:

$$F(m) \simeq 2\pi T(1 - (-1)^m)e^{m \ln |z_1|}\mathrm{Re}\left\{\frac{e^{im \arg z_1}}{\left(z_1 + z_1^{-1}\right)^2\left(z_1 - z_1^{-1}\right)}\right\}. \quad (4.6)$$

Нетрудно показать, что при четных m и $h = 0$ интеграл (4.1) равен нулю, что и отражено в (4.6).

5. Корреляционный радиус в окрестности $T = 0$

Поведение корреляционной функции на больших расстояниях характеризуется корреляционным радиусом $r_c(T)$ [11]. Он определяется следующей асимптотической формулой:

$$g_{zz}^{(T)}(m) \sim f(m, T)\, e^{-\frac{m}{r_c(T)}}, \qquad m \to \infty, \qquad (5.1)$$

где предэкспонента $f(m, T)$ зависит от m не более чем степенным образом. Нас будет интересовать поведение $r_c(T)$ в окрестности точки $T = 0$. Подчеркнем, что асимптотики $m \to \infty$ и $T \to 0$ не коммутируют.

В модели с гамильтонианом (1.4) корреляционная функция дается выражением (2.4):

$$g_{zz}^{(T)}(m) = \langle\sigma_z\rangle^2 - \frac{1}{\pi^2}|F(m)|^2, \qquad m \neq 0. \qquad (5.2)$$

Намагниченность $\langle\sigma_z\rangle$ отражает структуру основного состояния и от m не зависит. Поэтому корреляционный радиус определяется асимптотикой второго слагаемого (5.2):

$$g_{zz}^{(T)}(m) \sim |F(m)|^2.$$

Как видно из (3.5), (4.5), (4.6), функция $F(m)$ уже записана в желаемой форме (5.1), поскольку из нее выделена экспоненциальная часть $\exp\{-m\ln|z_1|\}$. Поэтому для нахождения асимптотики $T\to 0$ корреляционного радиуса $r_c(T)$ достаточно найти асимптотику $\ln|z_1|$, причем с точки зрения физики наиболее интересна та область изменения параметра h, в которой зона Ферми нетривиальна. Этой областью мы и ограничимся.

При $b=0$ усиление магнитного поля приводит к ослаблению корреляций:

$$r_c^{-1} \underset{T\to 0}{\sim} \frac{T\pi}{2}\left(1-\frac{h^2}{4}\right)^{-1/2}, \qquad 0\leqslant h<2.$$

При $b=1/3$ наоборот, усиление магнитного поля приводит к усилению корреляций:

$$r_c^{-1} \underset{T\to 0}{\sim} \begin{cases} \dfrac{T\pi}{4}\dfrac{\sqrt{4-(3h)^{2/3}}}{(3h)^{2/3}}, & 0<h<\dfrac{8}{3} \\ \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{3}{2}T\pi\right)^{1/3}, & h=0 \end{cases}.$$

Корреляционный радиус в этом случае стремится к нулю в окрестности $h=0$, а в точке $h=0$ он обратно пропорционален не первой степени T, а $T^{1/3}$.

Заключение

Нами исследована асимптотика корреляционной функции третьих компонент спинов для гамильтониана (1.4) в двух частных случаях: $b=0$ и $b=1/3$. В случае произвольного b ситуация обстоит следующим образом: не составляет труда выписать все серии решений уравнения на координаты полюсов фермиевского веса

$$1+\exp\left(\frac{-4\cos p-4b\cos 3p+2h}{T}\right)=0,$$

гораздо сложнее выяснить, какая из этих серий определяет главный член асимптотики. Для этого необходимо исследовать поведение кривой, задаваемой алгебраическим уравнением шестого порядка. Этот вопрос представляет в основном теоретический интерес, поскольку для любого заданного b мы можем численно определить, какой из полюсов ферми-веса наиболее удален от точки ноль, и, пользуясь этим, написать точный ответ для главного члена асимптотики.

Мы благодарны Н. М. Боголюбову и И. В. Комарову за обсуждения.

Литература

1. V. E. Korepin, N. M. Bogoliubov, and A. G. Izergin, *Quantum Inverse Scattering Method and Correlation Functions.* Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993.
2. Р. Бэкстер, *Точно решаемые модели в статистической механике.* Мир., М. (1985).
3. E. Lieb, T. Schultz, and D. Mattis, *Two Soluble Models of an Antiferromagnetic Chain.* — Ann. Phys. **16** (1961), 407–466.
4. F. Colomo, A. G. Izergin, V. E. Korepin, and V. Tognetti, *Correlators in the Heisenberg XX0 chain as Fredholm determinants.* — Phys. Lett. **A 169** (1992), 243–247.
5. F. Colomo, A. G. Izergin, V. E. Korepin, and V. Tognetti, *Temperature correlation functions in the XX0 Heisenberg chain.* — Theor. Math. Phys. **94** (1993), 19–51.
6. F. Colomo, A. G. Izergin, and V. Tognetti, *Correlation functions in the XX0 Heisenberg chain and their relations with spectral shapes.* — J. Phys. **A 30** (1997), 361–370.
7. S. Hirata, K. Nomura, *Phase diagram of $S = \frac{1}{2}$ XXZ chain with NNN interaction.* — Phys. Rev. **B 61** (2000), 9453–9456.
8. O. Zachar, A. M. Tsvelik, *One-dimensional electron gaz interacting with a Heisenberg spin $\frac{1}{2}$ chain.* — Preprint `cond-mat/9909296`, 20 Sep. 1999.
9. N. M. Bogoliubov, A. G. Izergin, and V. E. Korepin, *Quantum Inverse Scattering Method and Correlation Functions.* — Lecture Notes Physics **242** (1985), 220–316.
10. T. Niemeijer, Physica, **36** (1967), 377–401.
11. А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов.* Наука, М. (1975).

Zvonarev M. B., $\boxed{\text{Izergin A. G.}}$, Pronko A. G. The long-distance asymptotic for the correlation function of the third spin components in the XX0 model with the interaction of four neighboring sites.

The XX0 model in an external magnetic field directed along the z-axis is discussed. The Hamiltonian describing exchange interaction in two and four neighboring sites of a chain is constructed. An integral representation for the equal-time temperature correlation function of the third spin components is presented. The correlation radius from the long-distance asymptotic of this correlation function is calculated and its low-temperature behavior is studied.

С.-Петербургское отделение
Математического института
им. В. А. Стеклова РАН

Поступило 10 ноября 2000