Известия НАН Армении, Физика, т.46, №2, с.115-123 (2011)

УДК 621.3

ФИШЕРОВСКИЕ НУЛИ НА РЕШЕТКЕ ХУСИМИ

Г.А. ЛАЗАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 23 сентября 2010 г.)

Исследованы фишеровские нули для статистической суммы, относительно температурно-зависимого параметра. Использовано приближение Изинга для модели Гейзенберга с двух- и трехчастичными обменными взаимодействиями на решетке Хусими. Данная модель является аппроксимацией третьего слоя $^3\mathrm{He}$, нанесенного на поверхность графита (решетка кагоме). Используя методы теории динамических систем, найдено точное рекуррентное соотношение для статистической суммы системы. Показано наличие фазового перехода как в реальной, так и в комплексной области на температурной плоскости.

1. Введение

Слои жидкого и твердого $^3\mathrm{He}$, нанесенные на поверхность графита, играют важную роль при изучении магнитных свойств гелия [1-4]. Первые два слоя этой системы образуют двумерную треугольную решетку, а третий слой является системой частиц со спином 1/2 на решетке кагоме [5-7]. Как экспериментальные [8-10], так и теоретические [11] исследования показывают, что трехчастичное взаимодействие является доминирующим в данной системе. При уменьшении плотности частиц $^3\mathrm{He}$ магнитные свойства системы переходят от ферромагнитного к антиферромагнитному типу. Такое поведение можно объяснить при помощи теории многочастичного спинового обмена. При больших плотностях система плотно упакована и трехчастичное взаимодействие играет доминирующую роль, следовательно, система является ферромагнетиком. С уменьшением плотности двухчастичное взаимодействие становится доминирующим и магнитные свойства изменяются на антиферромагнитные.

В данной статье мы используем динамический подход, основанный на точном рекуррентном соотношении для статистической суммы системы. Важным элементом данного подхода является так называемая аппроксимация рекурсивной решеткой [12], что является мощным инструментом при исследовании многих теоретических проблем в статистической механике. Мы аппроксимируем решетку кагоме рекурсивной решеткой Хусими. Магнитные свойства для многих решеток, в том числе и для решетки Хусими, были исследованы с помощью динамического подхода, а также метода трансфер-матрицы (см. работы [13-26]).

При наличии сильного внешнего магнитного поля модель Гейзенберга можно аппроксимировать моделью Изинга. При отсутствии магнитного поля в твердом и жидком $^3\mathrm{He}$, конечно, нельзя пренебрегать поперечными взаимодействиями, но сильное магнитное поле, направленное по оси z, предположительно, ослабит поперечное взаимодействие. Ожидается, что в этом случае компоненты спина σ^x и σ^y будут крайне малы по сравнению с σ^z-компонентой и могут быть отброшены [1,14,16].

Когда система претерпевает фазовый переход, некоторые термодинамические величины (такие, как свободная энергия) становятся сингулярными в точках фазового перехода. Так как термодинамические функции можно выразить через статистическую сумму, то, при изучении фазовых переходов важно исследовать статистическую сумму системы, в частности, нули статистической суммы. В 1952 г. Янг и Ли [27] предложили метод исследования фазовых переходов при помощи нулей статистической суммы в комплексной области (нули Янга–Ли). Они исследовали статистическую сумму ферромагнитной модели Изинга как полином по параметру e^{-2H/k_BT}, где H - величина комплексного магнитного поля, и доказали теорему, которая утверждает, что для модели Изинга комплексные нули статистической суммы расположены на окружности единичного диаметра на комплексной плоскости. Они показали, что в термодинамическом пределе система претерпевает фазовый переход только в том случае, когда распределение нулей Янга–Ли на комплексной плоскости пересекает положительную действительную ось. Позже Фишер [28] начал исследование нулей статистической суммы на комплексной температурной плоскости (фишеровские нули). Он показал, что комплексно-температурные нули статистической суммы модели Изинга, при отсутствии магнитного поля на квадратной решетке, располагаются на двух окружностях $|\nu \pm 1| = \sqrt{2}$, где $\nu = \tanh(J/2k_BT)$. Нули Янга–Ли и Фишера можно изучать, используя подход динамических систем [29-32] или методом трансфер-матрицы [33-38].

Данная статья организована следующим образом. Раздел 2 посвящен исследованию модели Гейзенберга с двух- и трехчастичным обменным взаимодействием на решетке Хусими и его аппроксимации с помощью модели Изинга. В разделе 3 получено точное рекуррентное соотношение для статистической суммы. Затем методом динамических систем исследованы фишеровские нули. И, наконец, в разделе 5 содержатся заключительные замечания.

2. Гамильтониан с двух- и трехчастичным обменным взаимодействием

Гамильтониан для $^3\mathrm{He}$ состоит из двух частей:

$$H = H_{ex} + H_Z, \tag{1}$$

где H_{ex} есть гамильтониан обменного взаимодействия, а H_Z – зеемановский гамильтониан. В общем случае гамильтониан для многочастичного обменного взаимодействия можно записать следующим образом [1]:

$$H_{ex} = -\sum_{n,\alpha} J_{n\alpha} \left(-1\right)^{p} P_n, \tag{2}$$

где суммирование происходит по всем перестановкам частиц, P_n – оператор перестановки n частиц, $J_{n\alpha}$ – соответствующая энергия обмена (посредством α различаются топологически неэквивалентные n-циклы) и p – четность перестановки, т.е. p является четным (нечетным) числом, если P_n соответственно разлагается на произведение четного (нечетного) числа операторов парных перестановок. Для решетки кагоме (см. рис.1а) гамильтониан с двух- и трехчастичным обменным взаимодействием можно записать как

$$H_{ex} = J_2 \sum_{\text{pairs}} P_{ij} - J_3 \sum_{\text{triangles}} \left(P_{ijk} + P_{ijk}^{-1}\right), \tag{3}$$

где P_{ij} – оператор парных перестановок, P_{ijk} – оператор циклической перестановки в треугольнике. Первое суммирование проводится по всем ребрам, а второе – по всем треугольникам. Выражение для оператора парных перестановок было впервые получено Дираком [39] и имеет следующий вид:

$$P_{ij} = \frac{1}{2}\left(1 + \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j\right), \tag{4}$$

где $\boldsymbol{\sigma}_i$ – матрицы Паули для вершин i. Используя (4), можно получить выражение для P_{ijk}. Следуя [1,14,16], можно записать следующее выражение для гамильтониана с двух- и трехчастичным обменным взаимодействием на решетке кагоме:

$$H_{ex} = \frac{J_2}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left(1 + \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j\right) - \frac{J_3}{2} \sum_{\langle i,j,k \rangle} \left(1 + \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j + \boldsymbol{\sigma}_j \boldsymbol{\sigma}_k + \boldsymbol{\sigma}_k \boldsymbol{\sigma}_i\right). \tag{5}$$

Выражение для зеемановского гамильтониана имеет следующий вид [1]:

$$H_Z = -\sum_i \frac{\gamma}{2} \hbar \mathbf{B} \boldsymbol{\sigma}_i, \tag{6}$$

где γ – гиромагнитное отношение для частиц $^3\mathrm{He}$, а $\mathbf{B}$ – магнитное поле. Следовательно, выражение для гамильтониана с двух- и трехчастичным обменным взаимодействием на решетке кагоме имеет следующий вид:

$$H = \frac{J_2}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} \left(1 + \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j\right) - \frac{J_3}{2} \sum_{\langle i,j,k \rangle} \left(1 + \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j + \boldsymbol{\sigma}_j \boldsymbol{\sigma}_k + \boldsymbol{\sigma}_k \boldsymbol{\sigma}_i\right) - \sum_i \frac{\gamma}{2} \hbar \mathbf{B} \boldsymbol{\sigma}_i. \tag{7}$$

К гейзенберговскому гамильтониану (7) для $^3\mathrm{He}$ можно применить некоторое приближение. Во-первых, матрицы Паули в гейзенберговском гамильтониане можно заменить на классические трехмерные векторы единичной длины $\mathbf{s}$ (так называемая классическая O(3) модель Гейзенберга).

Более того, в сильном, направленном по оси z, магнитном поле вклад от x- и y-компонент вектора **s** будет невелик по сравнению с z-компонентой, которая принимает в этом случае значения $s_z = \pm 1$, то есть модель Гейзенберга можно аппроксимировать моделью Изинга на решетке кагоме. Следовательно, гейзенберговский гамильтониан (7) можно переписать следующим образом:

$$H = \frac{J_2}{2}\sum_{\langle i,j \rangle}\left(1+s_i s_j\right) - \frac{J_3}{2}\sum_{\langle i,j,k \rangle}\left(1+s_i s_j + s_j s_k + s_k s_i\right) - h\sum_i s_i, \tag{8}$$

где $h \equiv (\gamma/2)\hbar B_z$.

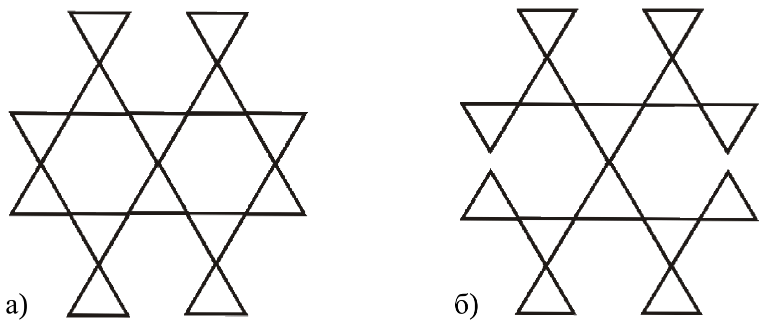

Рис.1. а) Решетка кагоме; б) решетка (дерево) Хусими.

3. Рекуррентное соотношение для статистической суммы

Решетка кагоме может быть аппроксимирована рекурсивной решеткой (деревом) Хусими (см. рис.1), так как рекурсивная решетка дает возможность получить точное рекуррентное соотношение для статистической суммы и применить теорию динамических систем.

Статистическая сумма системы с гамильтонианом (7) имеет следующий вид:

$$Z = \sum_{\{s_i\}} e^{-H(s_1,s_2,\ldots s_n)/k_B T}, \tag{9}$$

где k_B – константа Больцмана, T – температура, и суммирование проводится по всем $\{s_1, s_2, \ldots s_n\}$ возможным конфигурациям системы. В остальной части статьи все константы связи будут определяться в единицах константы Больцмана, вследствие чего новые константы связи будут иметь размерность температуры ($J_2/k_B \equiv J_2$, $J_3/k_B \equiv J_3$, $h/k_B \equiv h$). Используя выражение для гамильтониана (8), можно записать

$$-\frac{H(s_1,s_2,\ldots s_n)}{k_B T} = -\frac{J_2}{2T}\sum_{\langle i,j \rangle}\left(1+s_i s_j\right) + \frac{J_3}{2T}\sum_{\langle i,j,k \rangle}\left(1+s_i s_j + s_j s_k + s_k s_i\right) + \frac{h}{T}\sum_i s_i. \tag{10}$$

Чтобы получить рекуррентное уравнение для статистической суммы, решетку Хусими надо разделить на три тождественные части (ветви), как это показано на рис.2, и в выражении для статистической суммы сначала выполнить суммирование по всем спинам на всех трех ветвях, а потом – по спинам центрального треугольника. Результат суммирования по каждому из ветвей будет одинаковым и будет зависеть только от значения соответствующего спина на центральном треугольнике. Введя обозначение

$$\Delta(s_1, s_2, s_3) \equiv -\left(J_2/2\right)\left(3+s_1s_2+s_2s_3+s_3s_1\right)+\left(J_3/2\right)\left(1+s_1s_2+s_2s_3+s_3s_1\right), \quad (11)$$

можно переписать выражение для статистической суммы следующим образом:

$$Z=\sum_{s_i^{(0)}}\exp\left\{\frac{\Delta(s_1^{(0)},\, s_2^{(0)},\, s_3^{(0)})}{T}+\frac{h(s_1^{(0)}+s_2^{(0)}+s_3^{(0)})}{T}\right\}g_n(s_1^{(0)})g_n(s_2^{(0)})g_n(s_3^{(0)}), \quad (12)$$

где суммирование проводится по спиновым переменным центрального треугольника, а посредством $g_n(s_i^{(0)})$ обозначен вклад от ветви, начинающейся от $s_i^{(0)}$ – спина центрального треугольника.

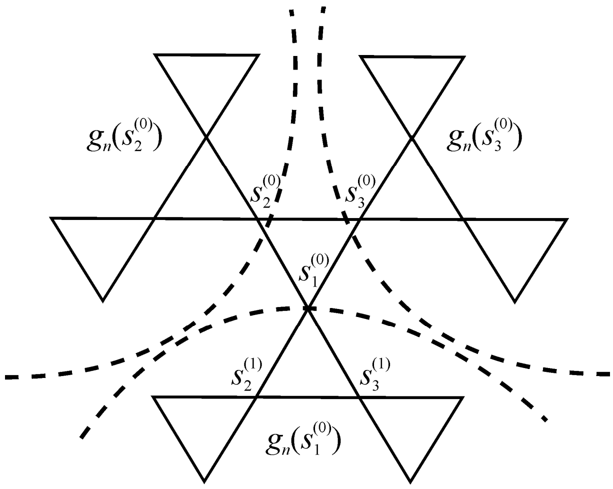

Рис.2. Процедура выведения рекуррентного соотношения для статистической суммы на решетке Хусими.

Точно таким же образом можно выразить $g_n(s_i^{(0)})$ при помощи $g_{n-1}(s_i^{(1)})$, и, следовательно,

$$g_n(s_1^{(0)})=\sum_{s_2^{(1)}s_3^{(1)}}\exp\left\{\frac{\Delta\left(s_1^{(0)},\, s_2^{(1)},\, s_3^{(1)}\right)}{T}+\frac{h\left(s_2^{(1)}+s_3^{(1)}\right)}{T}\right\}g_{n-1}(s_2^{(1)})g_{n-1}(s_3^{(1)}). \quad (13)$$

Проводя суммирование, получим для $g_n(s_i)$

$$g_n(+) = e^{\frac{-3J_2+2J_3+2h}{T}} g_{n-1}^2(+) + 2e^{-\frac{J_2}{T}} g_{n-1}(+)g_{n-1}(-) + e^{\frac{-J_2-2h}{T}} g_{n-1}^2(-),$$
$$g_n(-) = e^{\frac{-J_2+2h}{T}} g_{n-1}^2(+) + 2e^{-\frac{J_2}{T}} g_{n-1}(+)g_{n-1}(-) + e^{\frac{-3J_2+J_3-2h}{T}} g_{n-1}^2(-), \tag{14}$$

где мы переобозначили $g_n(s_i)$ как $g_n(\pm)$, в зависимости от знака s_i. Введя переменную $x_n = g_n(+)/g_n(-)$, можно получить следующее рекуррентное уравнение для x_n:

$$x_n = f(x_{n-1}),$$
$$f(x) = \frac{1+2cx+ac^2x^2}{a+2cx+c^2x^2}, \tag{15}$$

где $a \equiv e^{2(J_3-J_2)}/T$, $c \equiv e^{2h/T}$. Термодинамические функции, такие как намагниченность, магнитная восприимчивость и т.д., можно выразить посредством x_n. Для того, чтобы для данных значений магнитного поля h [29] и температуры T рассчитать значение некоторой термодинамической функции, необходимо проитерировать рекуррентное соотношение (15), начиная с некоторого начального значения x_0. Термодинамическому пределу соответствует бесконечное количество итераций $(n \to \infty)$.

4. Фишеровские нули на решетке Хусими

Обычно фишеровские нули системы определяют как нули статистической суммы по отношению к некоторому зависящему от температуры параметру μ на комплексной плоскости $[\mathrm{Re}(\mu), \mathrm{Im}(\mu)]$. В уравнении (15) таких параметров два: $a = e^{2(J_3-J_2)/T}$ и $c = e^{2h/T}$. Формально можно записать $c = a^k$, где $k = h/(J_3 - J_2)$. Таким образом, выбирая в качестве зависящего от температуры параметра $a = e^{2(J_3-J_2)/T}$ и принимая во внимание, что $c = a^k$, уравнение (15) примет следующий вид:

$$f(x) = \frac{1+2a^kx+a^{2k+1}x^2}{a+2a^kx+a^{2k}x^2}. \tag{16}$$

Изучая динамику рекуррентного уравнения (16), можно найти фишеровские нули системы.

Точка x^* называется неподвижной точкой рекуррентного соотношения $x_n = f(x_{n-1})$, если $x^* = f(x^*)$. Как известно из теории динамических систем, при стремлении к бесконечности количества итераций ($n \to \infty$), предел последовательности отображений может совпадать либо только с одной из неподвижных точек, либо с некоторым множеством, состоящим из конечного числа точек, либо иметь хаотичную природу. Неподвижная точка может быть либо стабильной (т.е. итерации от любой точки x_0, близкой к точке x^*, стремятся к x^*), либо нестабильной (т.е. итерации от любой точки x_0, близкой к точке x^*, удаляются от x^*). Стабильность неподвижных точек зависит от значения $\lambda \equiv f'(x^*)$ – производной функции $f(x)$ в этой неподвижной точке

x^*. При $|\lambda|<1$ неподвижная точка стабильна и называется притягивающей неподвижной точкой, при $|\lambda|>1$ неподвижная точка называется отталкивающей, если же $|\lambda|=1$, то неподвижная точка называется нейтральной. Если рекуррентное соотношение имеет две притягивающие неподвижные точки, то система находится в той из них, для которой величина $|\lambda|$ максимальна.

Уравнение для неподвижной точки рекуррентного соотношения (16) имеет следующий вид:

$$x=\frac{1+2a^k x+a^{2k+1}x^2}{a+2a^k x+a^{2k}x^2}. \tag{17}$$

В общем случае это уравнение имеет три решения. Если имеется только одна притягивающая неподвижная точка, то фазовый переход отсутствует и система находится в парамагнитном состоянии (парамагнитная область на комплексной плоскости a). Область тех значений a (при фиксированном k) на комплексной плоскости, для которых рекуррентное соотношение имеет только одну притягивающую неподвижную точку, соответствует стабильной парамагнитной фазе системы, а область тех значений a, где уравнение имеет две притягивающие неподвижные точки, соответствует так называемой метастабильной области [31]. Граница метастабильной области может быть найдена из условия, что одна из притягивающих неподвижных точек становится нейтральной на этой границе. Линия фазового перехода, лежащая внутри метастабильного региона, может быть определена из условия $|\lambda_1|=|\lambda_2|$ [37], а линия фазового перехода, лежащая вне метастабильного региона, определится из условия $|\lambda|=1$. Таким образом, расположение линий на комплексной плоскости $|\lambda_1|=|\lambda_2|$ внутри метастабильной области и $|\lambda|=1$ вне метастабильной области соответствует фишеровским нулям этой системы. Если фишеровские нули пересекают положительную часть вещественной оси, то система претерпевает фазовый переход при этих значениях внешних параметров. Граница метастабильного региона может быть найдена из следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} f(x)=x \\ f'(x)=e^{i\phi} \end{cases}. \tag{18}$$

Исключая из этих уравнений переменную x для данных значений констант связи и магнитного поля, можно найти уравнение для параметра a.

На рис.3 показано расположение фишеровских нулей на комплексной температурной плоскости (a) при $J_2=2$ мК, $J_3=2.5$ мК и разных значениях магнитного поля. Горизонтальными линиями отмечены метастабильные области, а области с вертикальными линиями соответствуют парамагнитной фазе. При $h=0$ фишеровские нули совпадают со всей метастабильной областью (рис.3а, область с горизонтальными линиями), так как в этом случае $|\lambda_1|=|\lambda_2|=4/(a-1)$ для всех a внутри метастабильной области. Из условия $|\lambda_{1,2}|\le 1 \Rightarrow 4/(a-1)\le 1$

следует, что для действительных $a \geq 5$ фишеровские нули пересекают положительную вещественную ось, т.е. при $T \leq 2(J_3 - J_2)/\ln 5 = 0.621335\text{мК} \equiv T_{\text{cr}}$. Следовательно, при $T \leq T_{\text{cr}}$ и $h = 0$ система претерпевает фазовый переход (ферромагнитное поведение). При $h \neq 0$ фишеровские нули образуют некоторые кривые, которые на рис.3 отмечены жирными линиями. Как видно из рис.3, для $h = 0.2$ мК и $h = 0.3$ мК метастабильная область отсутствует. Кроме того, в тех областях, которые на рис.3 не отмечены ни горизонтальными, ни вертикальными линиями, рекуррентное уравнение не имеет ни одной притягивающей неподвижной точки.

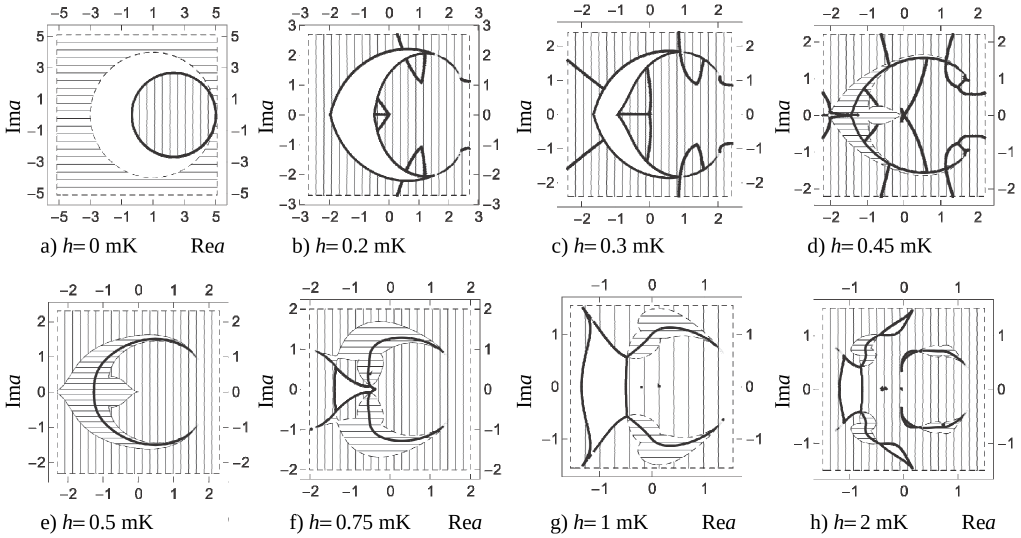

Рис.3. Расположение фишеровских нулей для решетки Хусими при $J_2 = 2$ мК, $J_3 = 2.5$ мК и при разных значениях внешнего поля.

5. Заключение

В данной статье использована теория динамических систем для изучения слоев жидкого и твердого ^3He, нанесенных на поверхность графита. Третий слой ^3He, являющийся решеткой кагоме, аппроксимирован решеткой Хусими $(\gamma = 2)$. В сильном магнитном поле модель Гейзенберга аппроксимирована моделью Изинга с двух- и трехчастичным обменными взаимодействиями. Получено точное рекуррентное соотношение для статистической суммы системы. Изучая динамику рекуррентного соотношения, найдены фишеровские нули системы в терминах неподвижных точек рекуррентного соотношения. Показано,

что при наличии двух притягивающих неподвижных точек фишеровские нули расположены внутри метастабильного региона на комплексной плоскости $e^{2(J_3-J_2)/T}$ и совпадают с линиями, где $|\lambda_1| = |\lambda_2|$. Расположение фишеровских нулей при разных значениях констант взаимодействия, а также значение магнитного поля отображены графически. Показано наличие фазового перехода как в реальной, так и в комплексной области на температурной плоскости.

В заключение выражаю благодарность Н.С. Ананикяну за многочисленные стимулирующие обсуждения, а также Л.Н. Ананикяну и В.В. Оганнисяну за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Roger, J.H.Hetherington, J.M.Delrieu.** Rev. Mod. Phys., **55**, 1 (1983).
2. **H.Franco, R.Rapp, H.Godfrin.** Phys. Rev. Lett., **57**, 1161 (1986).
3. **H.Godfrin, R.Ruel, D.D.Osheroff.** Phys. Rev. Lett., **60**, 305 (1988).
4. **E.Collin, S.Triqueneaux, R.Harakaly, et al.** Phys. Rev. Lett., **86**, 2447 (2001).
5. **H.Jichu, K.Kuroda.** Prog. Theor. Phys., **67**, 715 (1982).
6. **R.A.Gayer.** Phys. Rev. Lett., **64**, 1919 (1990).
7. **M.Roger.** Phys. Rev. B, **56**, R2928 (1997).
8. **M.Siquera, J.Nyeki, B.Cowan, J.Saunders.** Phys. Rev. Lett., **76**, 1884 (1996).
9. **K.Ishida, M.Morishita, K.Yawata, H.Fukuyama.** Phys. Rev. Lett., **79**, 3451 (1997).
10. **M.Roger, C.Bauerle, Yu.M.Bunkov, et al.** Phys. Rev. Lett., **80**, 1308 (1998).
11. **M.Roger.** Phys. Rev. B, **30**, 6432 (1984).
12. **R.Baxter.** Exactly Solved Models in Statistical Mechanics. New York, Academic Press, 1982.
13. **A.Z.Akheyan, N.S.Ananikian, S.K.Dallakian.** Phys. Lett. A, **242**, 111 (1998); **N.S.Ananikian, S.K.Dallakian, N.Sh.Izmailian, K.A.Oganessyan**. Phys. Lett. A, **214**, 205 (1996).
14. **T.A.Arakelyan, V.R.Ohanyan, L.N.Ananikian, N.S.Ananikian, M.Roger.** Phys. Rev. B, **67**, 024424 (2003).
15. **V.R.Ohanyan, N.S.Ananikian.** Phys. Lett. A, **307**, 76 (2003).
16. **L.N.Ananikyan.** Int. J. of Mod. Phys. B, **21** 755 (2007).
17. **V.V.Hovhannisyan, L.N.Ananikyan, N.S.Ananikian.** Int. J. of Mod. Phys. B, **21** 3567 (2007).
18. **N.Ananikian, L.Ananikyan, R.Artuso, H.Lazaryan.** Phys. Lett. A, **374,** 4084 (2010).
19. **V.V.Hovhannisyan, N.S.Ananikian.** Phys. Lett. A, **372** 3363 (2008).
20. **D.Antonosyan, S.Bellucci, V.Ohanyan.** Phys. Rev. B, **79**, 014432 (2009).
21. **K.Okamoto**. Solid State Commun., **98**, 245 (1996).
22. **T.Tonegawa, T.Nakao, M.Kaburagi.** J. Phys. Soc. Jpn., **65**, 3317 (1996).
23. **K.Totsuka.** Phys. Lett. A, **228**, 103 (1997); Phys. Rev. B, **57**, 3454 (1998).
24. **T.Sakai, M.Takahashi.** Phys. Rev. B, **57**, R3201 (1998).
25. **G.Japaridze, E.Pogosyan.** J. Phys.: Condens. Matter, **18**, 9297 (2006).
26. **T.Vekua, G.I.Japaridze, H.J.Mikeska.** Phys. Rev. B, **67**, 064419 (2003).
27. **T.D.Lee, C.N.Yang.** Phys. Rev., **87**, 404 (1952); **87,** 410 (1952).
28. **M.E.Fisher.** In Lectures in Theoretical Physics, ed. by W.E. Brittin, University of Colorado Press, Boulder, CO, 1965, vol.7C, p.1.
29. **H.Lazaryan, N.Ananikian, V.Hovhannisyan**. Int. J. of Mod. Phys., in press (2011).
30. **R.G.Ghulghazaryan, N.S.Ananikian**. J. Phys. A: Math. Gen., **36,** 6297 (2003).
31. **R.G.Ghulghazaryan, N.S.Ananikian, P.M.A.Sloot.** Phys. Rev. E., **66,** 046110 (2002).
32. **N.S.Ananikian, R.G.Ghulghazaryan**. Phys. Lett. A, **277,** 249 (2000).
33. **S.Y.Kim, R.Creswick.** Phys. Rev. Lett., **81**, 2000 (1998); Phys. Rev. E, **58**, 7006 (1998).
34. **R.Creswick, S.Y.Kim**. Physica A, **281**, 252 (2000).
35. **S.Y.Kim, R.Creswick, C.N.Chen, C.K.Hu**. Physica A, **281**, 262 (2000).
36. **C.N.Chen, C.K.Hu, F.Y.Wu.** Phys. Rev. Lett., **76**, 169 (1996).
37. **M.Biskup, C.Borgs, J.T.Chayes, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 4794 (2000).
38. **J.L.Monroe.** Phys. Lett. A, **188**, 80 (1994).
39. **A.M.Dirac.** The Principles of Quantum Mechanics. Oxford, Clarendon, 1947.

FISHER ZEROS ON THE HUSIMI LATTICE

H.A. LAZARYAN

Fisher zeros for the partition function with respect to a temperature-dependent parameter are studied. The Ising approximation for Heisenberg model with two- and three-site exchange interactions on the Husimi lattice was used. This model approximates the third layer of ^3He, absorbed on the surface of graphite (kagome lattice). Using dynamic approach, we have found an exact recursion relation for the partition function. The presence of a phase transition, both in the real and complex fields on the temperature plane was shown.