ны 1,5 – 2 мм, а также нижняя зона от 4 – 4,5 мм до тыльной стороны листа характеризуются значениями микротвёрдости от 38 до 42 · 10^7 Па с резкими, хаотично расположенными, выбросами значений до 51 – 54 · 10^7 Па.

Использование техники работы с фазовыми диаграммами на основе данных информационных источников позволило в общих чертах объяснить основные результаты исследования .

СПЕКТР ОПЕРАТОРА ЭНЕРГИИ ДВУХМАГНОННЫХ СИСТЕМ В ИЗОТРОПНОЙ ПРИМЕСНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА В $\nu-$МЕРНОЙ РЕШЕТКЕ

С. М. ТАШПУЛАТОВ

Институт ядерной физики АН РУз., Ташкент. E-mail: toshpul@mail.ru, toshpul@inp.uz

В настоящей работе рассматривается двухмагнонная система в изотропной примесной ферромагнитной модели Гейзенберга на $\nu-$мерной решетке Z^ν с взаимодействием ближайших соседей и исследуется существенный и дискретный спектры этой системы.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$H = J\sum_{m,\tau}(\vec{S}_m \vec{S}_{m+\tau}) + (J_0 - J)\sum_{\tau}(\vec{S}_0 \vec{S}_\tau), \tag{1}$$

где $J<0$ и $J_0 \neq 0-$ параметры билинейного обменного взаимодействия между атомами и между атомами и примесями соответственно, $\vec{S}_m-$ оператор атомного спина величины $s=1/2$ в узле m, а по τ ведется суммирование по ближайшим соседям. Гамильтониан (1) действует в симметрическом фоковском пространстве E. Обозначим через φ_0 вектор, называемый вакуумным и однозначно определяемый условиями $S_m^+\varphi_0 = 0$, $S_m^z\varphi_0 = \varphi_0/2$, где $\|\varphi_0\|=1$. Положим $S_m^\pm = S_m^x \pm iS_m^y$, где S_m^- и S_m^+-соответственно операторы рождения и уничтожения магнона в узле m. Вектор $S_m^- S_n^-\varphi_0$ описывает состояние системы двух магнонов, находящихся в узлах m и n, со значением спина $s=1/2$. Векторы $S_m^- S_n^-\varphi_0$ образуют ортонормальную систему. Гильбертово пространство, натянутое на эти векторы, обозначим через E_2. Оно называется пространством двухмагнонных состояний оператора H. Пространство E_2 инвариантно относительно оператора H. Обозначим через H_2 сужение оператора H на E_2.

Наша цель состоит в изучение спектра оператора H_2. Это удобно сделать в его квазиимпульсном представлении. Обозначим через F преобразование Фурье:
$F: l_2(Z^\nu \times Z^\nu) \to L_2(T^\nu \times T^\nu)$. Здесь $T^\nu - \nu-$ мерный тор, снабженный нормированной мерой Лебега $d\lambda : \lambda(T^\nu)=1$.

Оператор H_2 в квазиимпульсном представлении в пространстве $L_2(T^\nu \times T^\nu)$ действует по формуле

$$(\widetilde{H}_2 f)(x;y) = [-4J\nu + 2J\sum_{i=1}^{\nu}(\cos x_i + \cos y_i)]f(x;y) - \varepsilon\int_{T^\nu}[\nu + \sum_{i=1}^{\nu}[\cos(x_i - s_i) - \cos x_i -$$
$$-\cos s_i]]f(s;y)ds - \varepsilon\int_{T^\nu}[\nu + \sum_{i=1}^{\nu}[\cos(y_i - t_i) - \cos y_i - \cos t_i]]f(x;t)dt + J\int_{T^\nu}[4\nu - 2\sum_{i=1}^{\nu}[\cos x_i +$$
$$+\cos y_i + \cos s_i + \cos(x_i + y_i - s_i) - \cos(x_i - s_i) - \cos(y_i - s_i)]]f(s;x+y-s)ds +$$
$$+\varepsilon\int_{T^\nu}\int_{T^\nu}\{2\nu + 2\sum_{i=1}^{\nu}\{[\cos(x_i - s_i) + \cos(y_i - t_i) + \cos(x_i + y_i - s_i - t_i)] - \cos t_i - \cos s_i - \cos x_i - \cos y_i -$$

$$-\cos(x_i - s_i - t_i) - \cos(y_i - s_i - t_i) - \cos(x_i + y_i - s_i) - \cos(x_i + y_i - t_i)\} f(s;t) ds dt, \qquad (2)$$

здесь $\varepsilon = J_0 - J.$

Спектральные свойства рассматриваемого оператора энергии двухмагнонных систем в изотропной примесной ферромагнитной модели Гейзенберга тесно связаны со спектральными свойствами его двухчастичных подсистем. Саму исходную систему обычно называют трехчастичной системой, а отвечающий ей гамильтониан – трехчастичным оператором. Сначала исследуем спектр и локализованные примесные состояния одномагнонных примесных систем, а также спектр и связанные состояния двухмагнонных систем.

ОДНОМАГНОННЫЕ ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Гамильтониан одномагнонной примесной системы также имеет вид (1). Обозначим через E_1 пространство одномагнонных состояний оператора H. Ясно, что пространство E_1 также является инвариантным относительно оператора H. Обозначим через H_1 сужение оператора H на пространство E_1.

Опишем теперь спектр оператора H_1. Обозначим через F преобразование Фурье

$$F : l_2(Z^\nu) \to L_2(T^\nu).$$

Предложение 1. Оператор H_1 в квазиимпульсном представлении в пространстве $L_2(T^\nu)$ действует по формуле

$$(\widetilde{H}_1 f)(x) = [-2J\nu + 2J\sum_{i=1}^{\nu}\cos x_i] f(x) - 2\varepsilon \int_{T^\nu} \{\nu + \sum_{i=1}^{\nu}\cos(x_i - t_t) - \cos x_i - \cos t_i]\} f(t) dt, \qquad (3)$$

$$\varepsilon = J_0 - J, x, t \in T^\nu.$$

Известно, что непрерывный спектр оператора $\widetilde{H}_1$ состоит из множество значений функции

$$h(x) = -2J\nu + 2J\sum_{i=1}^{\nu}\cos x_i, \quad \operatorname{Im} h(x) = [m_\nu; M_\nu], \text{ где } m_\nu = \min_x h(x), \; M_\nu = \max_x h(x).$$

Определение 1. Собственная функция $\varphi \in L_2(T^\nu)$ оператора $\widetilde{H}_1$, отвечающая собственному значению $z \notin \operatorname{Im} h(x)$, называется локальным примесным состоянием (ЛПС) оператора $\widetilde{H}_1$, а величина $z -$ энергией этого состояния.

Положим $\Delta_\nu(z) = (1 - 2\varepsilon J_{\nu1}(z))(1 - 2\varepsilon J_{\nu2}(z))^\nu (1 - \varepsilon J_{\nu3}(z))^{\nu-1}$, где

$$J_{\nu1}(z) = \int_{T^\nu} \frac{(1 - \cos s_1)(\nu - \sum_{i=1}^{\nu}\cos s_i) ds_1 ds_2 ... ds_\nu}{h(s_1; s_2; ...; s_\nu) - z}, \quad J_{\nu2}(z) = \int_{T^\nu} \frac{\sin^2 s_1 ds_1 ds_2 ... ds_\nu}{h(s_1; s_2; ...; s_\nu) - z},$$

$$J_{\nu3}(z) = \int_{T^\nu} \frac{(\cos s_1 - \cos s_2)^2 ds_1 ds_2 ... ds_\nu}{h(s_1; s_2; ...; s_\nu) - z}.$$

Лемма 1. Число $z = z_0 \notin [m_\nu; M_\nu]$ является собственным значением оператора $\widetilde{H}_1$ тогда и только тогда, когда оно является нулем функции $\Delta_\nu(z)$.

В работе [1] исследуется спектр и локализованные примесные состояния (ЛПС) одномагнонных систем в примесной изотропной ферромагнитной модели Гейзенберга на $\nu -$мерной решетке Z^ν, при этом рассматривался как случай ферромагнетика с ферромагнитной примесью, так и случай ферромагнетика с антиферромагнитной примесью. Показано, что в $\nu -$мерном случае система имеет не более трех типов (без учета кратности вырождений их энергии) ЛПС, и найдено условие существования этих состояний. Определено местоположение их энергии относительно непрерывного спектра системы. Мы будем использовать результаты работы [1].

ДВУХМАГНОННЫЕ СОСТОЯНИЕ

Гамильтониан двухмагнонной системы имеет вид

$$H' = J\sum_{m,\tau}(\vec{S}_m \vec{S}_{m+\tau}), \tag{4}$$

где $J < 0-$ параметр билинейного обменного взаимодействия между ближайшими атомами решетки. Гамильтониан (4) действует в симметрическом фоковском пространстве E. Через E_2 обозначим пространство двухмагнонных состояний оператора (4). Оно инвариантно относительно оператора H'. Обозначим через H_2' сужение оператора H' на E_2.

Оператор H_2' в квазиимпульсном представлении в пространстве $L_2(T^\nu \times T^\nu)$ действует по формуле

$$(\widetilde{H}_2 f)(x;y) = h(x;y)f(x;y) - \int_{T^\nu} h_1(x;y;s)f(s;x+y-s)ds. \tag{5}$$

где $h_1(x;y;s) = h(x;y) + h_2(x;y;s),$ здесь $h(x;y) = -4J\nu + 2J\sum_{i=1}^{\nu}(\cos x_i + \cos y_i)$ и

$$h_2(x;y;s) = 2J\sum_{i=1}^{\nu}[\cos s_i + \cos(x_i + y_i - s_i) - \cos(x_i - s_i) - \cos(y_i - s_i)].$$

Спектр и связанные состояние оператора энергии двухмагнонных систем было изучено в работах [2], [3].

Определение 2. Собственная функция $\varphi \in L_2(T^\nu \times T^\nu)$ оператора $\widetilde{H}_2$, отвечающая собственному значению z, называется связанным состоянием (СС) оператора $\widetilde{H}_2$, а величина $z-$ энергией этого состояния.

Структура существенного спектра трехчастичной системы

Следующие теоремы опысивают структуру существенного спектра трехчастичного оператора.

Теорема 1. Если $\nu = 1$ и $0 < \varepsilon \le -J$, то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из единственного отрезка $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-8J],$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $0 \le N \le 12$.

Теорема 2. Если $\nu = 1$ и $J \le \varepsilon < 0,$ то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из объединения двух отрезков: $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-8J] \cup [z_1;-4J + z_1],$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $1 \le N \le 13$.

Теорема 3. Если $\nu = 1$ и $\varepsilon > -J$ или $\varepsilon < J$, то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из объединения трех отрезков: $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-8J] \cup [z_1;-4J + z_1] \cup [z_2;-4J + z_2],$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $3 \le N \le 15$.

Теорема 4. Если $\nu = 2$ и $0 < \varepsilon \le -J$ или $J/3 < \varepsilon < 0,$ то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из единственного отрезка $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-16J],$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $0 \le N \le 22$.

Теорема 5. Если $\nu = 2$ и $-J < \varepsilon \le -100J/27$ или $25J/9 < \varepsilon < 0,$ то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из объединения двух отрезков: $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-16J] \cup$ $\cup [z_1;-8J + z_1],$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $1 \le N \le 23$.

Теорема 6. Если $\nu = 2$ и $-100J/27 < \varepsilon \le -25J/9$ или $100J/27 < \varepsilon \le 25J/9$, то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из объединения трех отрезков: $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-8J] \cup [z_1;-4J + z_1] \cup [z_2;-4J + z_2],$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $3 \le N \le 25$.

Теорема 7. Если $\nu = 2$ и $\varepsilon > -25J/9$ или $\varepsilon \le 25J/9$, то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из объединения четырех отрезков:
$\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-8J] \cup [z_1;-4J + z_1] \cup [z_2;-4J + z_2] \cup [z_3;-4J + z_3]$, и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $6 \le N \le 28$.

Теорема 8. Если $\nu = 3$ и $0 < \varepsilon < -J$ или $J/3 < \varepsilon < 0$, то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из единственного отрезка $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-24J]$, и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $0 \le N \le 32$.

Теорема 9. Если $\nu = 3$ и $\frac{2J}{b} < \varepsilon \le \frac{J}{3}$, или $-J \le \varepsilon < -\frac{2J}{b}$, то существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из объединения двух отрезков: $\sigma_{ess.} = [0;-24J] \cup [z_1;-12J + z_1]$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $1 \le N \le 33$.

Теорема 10. Если $\nu = 3$ и $\frac{J}{a} \le \varepsilon \le \frac{2J}{b}$, или $-\frac{2J}{b} \le \varepsilon < -\frac{J}{a}$, тогда существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из трех отрезков: $\sigma_{ess.} = [0;-24J] \cup [z_1;-12J + z_1] \cup$
$\cup [z_2;-12J + z_2]$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $3 \le N \le 35$.

Теорема 11. Если $\nu = 3$ и $\varepsilon \le \frac{J}{a}$, или $\varepsilon \ge -\frac{J}{a}$, тогда существенный спектр оператора $\widetilde{H}_2$ состоит из четырех отрезков: $\sigma_{ess.}(\widetilde{H}_2) = [0;-24J] \cup [z_1;-12J + z_1] \cup [z_3;-12J + z_3] \cup$
$\cup [z_3;-12J + z_3]$ и для числа трехчастичных СС имеет место соотношение $6 \le N \le 38$.

ЛИТЕРАТУРА

[1]. Ташпулатов С. М. О спектрах и локально примесных состояниях одномагнонных систем в изотропной примесной ферромагнитной модели Гейзенберга.// ТМФ. 2001, Т. 126. No 3. , С. 482-488.
[2]. Ташпулатов С. М. Исследование спектра оператора энергии двухмагнонной системы в одномерном анизотропном ферромагнетике Гейзенберга с взаимодействием вторых соседей // ТМФ.- 1996. - Т. 107. No 1. С. 155-161.
[3]. Wortis M. Bound States of two spin waves in the Heisenberg ferromagnet// Phys. Rev. B. - 1963. V. 132. No 1. P. 85-97.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СИНТЕТИЧЕСКОГО АЛМАЗА

Тошмирзаев М.А., Даминов А.А
Наманганский инженерно – педагогический институт, e – mail: nmpia @ uzpak.uz.

Из всех широкозонных полупроводниковых материалов алмаз выделяется самой высокой теплопроводностью, низкой диэлектрической проницаемости, высокой радиационной стойкостью, а также высокой химической стойкостью [1]. Приборы на основа материала с такими свойствами по своим параметрам могут в десятки раз превосходить традиционные полупроводниковые приборы. Одно из главных достоинств алмаза уникальная теплопроводность.

Известно, что мощные полупроводниковые приборы генерируют тепловые потоки (50÷2000 Вт·см$^{-2}$), которые необходимо быстро отводить для предотвращения их перегрева, приводящего к ухудшению параметров приборов и устройств на их основе.

Проблему отвода такого большего количества тепла можно решить с применением алмаза в качестве теплопроводящей подложки. Однако, получение синтетического алмаза с необходимым свойствам и размером пригодных для использование в качестве теплопроводящей подложки в на-