

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Астраханский государственный университет»
(Астраханский государственный университет)

Кафедра английской филологии

Письменный перевод

по книге Magnetism in condensed matter
название книги на иностранном языке

выходные данные Rice University 6100 Main Street MS-375
Houston, Texas 77005. 2016.

(место издания, год)

перевод стр. с 11 по 20

для сдачи кандидатского экзамена
по иностранному языку
(АНГЛИЙСКИЙ ЯЗЫК)
указать конкретный язык

Выполнил:
Гаврилов Сергей Алексеевич
Кафедра материаловедения и технологии сварки

Астрахань – 2020 г.

<p>8.4 One-dimensional magnets</p> <p>No long range order is possible in one - dimension for $T > 0$, so it might be thought that one-dimensional magnets were rather tedious and uninteresting.</p> <p>In fact nothing could be further from the truth!</p> <p>The one-dimensionality implies the possibility of complex excitations which are still far from being completely understood.</p>	<p>8.4 Одномерные магниты</p> <p>В случае одномерного магнита невозможен дальний порядок при $T > 0$, поэтому предполагается, что одномерные магниты считаются довольно утомительными и неинтересными.</p> <p>На самом деле это не совсем так!</p> <p>Одномерность подразумевает возможность сложных колебаний, которые еще не полностью изучены.</p>
<p>8.4.1 Spin chains</p> <p>A one-dimensional ($d = 1$) line of spins is known as a spin chain.</p> <p>The individual spins can be constrained to lie parallel or antiparallel to a particular direction (Ising spins), or may be free to point anywhere in a fixed plane (XY spins), or free to point in any direction (Heisenberg spins).</p> <p>Spin chains can be approximately realized in crystals, if the crystal structure is such so as to keep the chains reasonably far apart.</p> <p>The single ion anisotropy due to the crystal field may lead to the magnetic moments behaving as Ising spins ($D = 1$). XY</p>	<p>8.4.1 Спиновые цепи</p> <p>Одномерная ($d = 1$) линия спинов называется спиновой цепью.</p> <p>Отдельные вращения могут быть ограничены, так как лежат параллельно или антипараллельно определенному направлению (вращения Изинга), или могут свободно указывать в любом месте в фиксированной плоскости (вращения XY), или могут свободно указывать в любом направлении (вращения Гейзенберга).</p> <p>Спиновые цепи могут быть приблизительно реализованы в кристаллах, если кристаллическая структура такова, что они удерживают цепи достаточно далеко друг от друга.</p> <p>Анизотропия одиночного иона из-за кристаллического поля может привести к магнитным моментам, которые ведут себя</p>

spins ($D = 2$), Heisenberg spins ($D = 3$), or somewhere in between.

A commonly studied family of systems is based on crystals of the type ABX_3 where A is a non-magnetic cation of a single charge, B is a doubly charged magnetic cation and X is a halide anion.

This leads to a simple hexagonal lattice with transition metal ions forming chains along the c direction.

For example $CsCoCl_3$ behaves almost as a one-dimensional Ising spin chain since the anisotropy constrains the spins along a particular direction: $KCuF_3$ behaves like a one-dimensional Heisenberg spin chain, as do number of Cu salts with organic ligands.

Very often these systems show three-dimensional long range order at very low temperatures because there will always be some small interchain interaction which can couple the chains together.

$CsCoCl_3$ shows three-dimensional long range magnetic order below 21 K because of this interchain coupling.

Nevertheless, there is a wide region of temperature above the crossover to a three-

как изинговские спины ($D = 1$). Вращения XY ($D = 2$), вращения Гейзенберга ($D = 3$) или где-то посередине.

Обычно изучаемое семейство систем основано на кристаллах типа ABX_3 , где A представляет собой немагнитный катион с одним зарядом, B представляет собой двухзарядный магнитный катион и X представляет собой галогенид-анион.

Это приводит к простой гексагональной решетке с ионами переходного металла, образующей цепочки вдоль направления c .

Например, $CsCoCl_3$ ведет себя почти как одномерная спиновая цепь Изинга, так как анизотропия ограничивает вращения вдоль определенного направления: $KCuF_3$ ведет себя как одномерная спиновая цепь Гейзенберга, как и ряд солей Cu с органическими лигандами.

Очень часто эти системы демонстрируют трехмерный дальний порядок при очень низких температурах, потому что всегда будет какое-то небольшое межцепочечное взаимодействие, которое может соединить цепи вместе.

$CsCoCl_3$ показывает трехмерный дальний магнитный порядок ниже 21 K из-за этой межцепочечной связи.

Тем не менее, существует широкая область температуры над переходом в

<p>dimensional region, where the magnetic behaviour is that of a one-dimensional system.</p> <p>The spin quantum number for each spin on the chain depends on the atom. For chains with Cu^{+2} ($3d^9$) the spin quantum number is $S = \frac{1}{2}$, with Mn^{2+} ($3d^5$) $S = 5/2$ and for Co^{2+} ($3d^7$) in CsCoCl_3 the ground state has an effective spin of $S = \frac{1}{2}$ (the $S = 3/2$ free-ion ground state is split by the crystal field leaving a ground state doublet and excited states). In the next section we will just consider chains with $S = \frac{1}{2}$ on each site.</p>	<p>трехмерную область, где магнитное поведение соответствует поведению одномерной системы.</p> <p>Квантовое число спинов для каждого спина в цепочке зависит от атома. Для цепей с Cu^{+2} ($3d^9$) квантовое число спинов равно $S = \frac{1}{2}$, с Mn^{2+} ($3d^5$) $S = 5/2$, а для Co^{2+} ($3d^7$) в CsCoCl_3 основное состояние имеет эффективный спин $S = \frac{1}{2}$ ($S = 3/2$ основное состояние свободных ионов расщепляется кристаллическим полем, оставляя основное состояние (дублет и возбужденные состояния). В следующем разделе мы просто рассмотрим цепочки с $S = \frac{1}{2}$ на каждом сайте.</p>
<p>8.4.2 Spinons</p> <p>What makes these chains interesting is not their ordering (because unless the interchain interactions are strong enough, they do not show order). but their excitations. As shown in Section 6.6.1, three-dimensional Heisenberg magnets the excitations are magnons, which are bosons. (In a metallic magnetic material there may also be Stoner excitations, see Section 7.8.) Each magnon is an excitation with $S = 1$ and so a single magnon can interact with a neutron in an inelastic scattering experiment.</p> <p>In Ising spin chains, the excitations are</p>	<p>8.4.2 Спиноны</p> <p>Что делает эти цепочки интересными, так это не их упорядоченность (потому что, если межцепные взаимодействия не достаточно сильны, они не показывают порядок). но их возбуждения. Как показано в разделе 6.6.1, в трехмерных гейзенберговских магнитах возбуждения представляют собой магноны, которые являются бозонами. (В металлическом магнитном материале также могут быть возбуждения Стонера, см. Раздел 7.8.) Каждый магнон является возбуждением с $S = 1$, и поэтому один магнон может взаимодействовать с нейтроном в эксперименте по неупругому рассеянию.</p>

associated with the creation of domain walls.

There are no gapless excitations (i.e. excitations with vanishingly small energy in the long wavelength limit; 'massless Goldstone modes' to use the particle physics parlance) because even to create one domain wall costs finite amount of energy (and in fact for an excitation you have to create the domain walls in pairs).

Once the excitation is created it can move freely along the chain.

The excitation energy has no wave vector dependence, but if the chain is not perfectly Ising-like (as very often happens in real systems) then there will be some modulation of the dispersion relation.

In Heisenberg spin chains, the excitations are known as spinons.

These have spin - $\frac{1}{2}$ (in contrast to magnons which have spin -1) and are fermions.

They have a dispersion relation which is given by

$$\hbar\omega = \pi |J \sin(qa)|, \quad (8.2)$$

where J is the antiferromagnetic exchange coupling, and a and q are the lattice constant

В спиновых цепях Изинга возбуждения связаны с созданием доменных стенок.

Отсутствуют бесщелевые возбуждения (то есть возбуждения с исчезающе малой энергией в длинноволновом пределе; «безмассовые моды Голдстоуна» на языке физики частиц), потому что даже создание одной доменной стенки стоит конечное количество энергии (и фактически для возбуждения вы надо создавать доменные стенки попарно).

Как только возбуждение создано, оно может свободно перемещаться по цепочке.

Энергия возбуждения не зависит от волнового вектора, но если цепь не является полностью изингоподобной (как это часто случается в реальных системах), то будет иметь место некоторая модуляция дисперсионного соотношения.

В спиновых цепочках Гейзенберга возбуждения известны как спиноны.

Они имеют спин - $\frac{1}{2}$ (в отличие от магнонов, которые имеют спин -1) и являются фермионами.

Они имеют дисперсионное соотношение, которое определяется выражением

$$\hbar\omega = \pi |J \sin(qa)|, \quad (8.2)$$

где J - антиферромагнитная

and wave vector, both measured along the chain direction.

Equation 8.2 is the bold line in Fig. 8.7.

This can be compared with the conventional spin wave dispersion relation in eqn 6.58 with $S = 1/2$, but there is an additional factor of $\pi/2$.

The excitations in both cases are gapless because when $q \rightarrow 0$ (long wavelength limit) $\omega \rightarrow 0$.

A neutron scattering experiment involves a change of spin of one and so although this implies a creation or annihilation of a single magnon in a three-dimensional system, it implies a creation or annihilation of two spinons in a one-dimensional system.

Neutron experiments therefore measure the momentum $q = q_1 + q_2$ and energy $\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ associated with creation or annihilation of a pair of these spinons and so the experimental data show a continuum of excitations between eqn 8.2 and $\hbar\omega = 2\pi |J \sin(qa/2)|$ (see Fig. 8.7).

Neutron scattering experiments have confirmed that these excitations do exist in some one-dimensional antiferromagnetic

обменная связь, a и q - постоянная решетки и волновой вектор, измеренные вдоль направления цепи.

Уравнение 8.2 - жирная линия на рис. 8.7.

Это можно сравнить с обычным соотношением дисперсии спиновых волн в уравнении 6.58 с $S = 1/2$, но есть дополнительный коэффициент $\pi/2$.

Возбуждения в обоих случаях являются бесщелевыми, потому что при $q \rightarrow 0$ (предел длинноволнового диапазона) $\omega \rightarrow 0$.

Эксперимент по рассеянию нейтронов включает изменение спина на единицу, и поэтому, хотя это подразумевает создание или аннигиляцию одиночного магнона в трехмерной системе, это подразумевает создание или уничтожение двух спинов в одномерной системе.

Поэтому в нейтронных экспериментах измеряется импульс $q = q_1 + q_2$ и энергия $\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$, связанная с созданием или аннигиляцией пары этих спинов, поэтому экспериментальные данные показывают континуум возбуждений между уравнениями 8.2 и $\hbar\omega = 2\pi |J \sin(qa/2)|$ (см. рис. 8.7).

Эксперименты по рассеянию нейтронов подтвердили, что эти возбуждения существуют в некоторых одномерных

chains (see Fig. 8.8). (For a derivation of eqn 8.2, see des Cloizeaux and Pearson 1962.)

антиферромагнитных цепях (см. Рис. 8.8). (Для получения уравнения 8,2 см. Des Cloizeaux и Pearson 1962.)

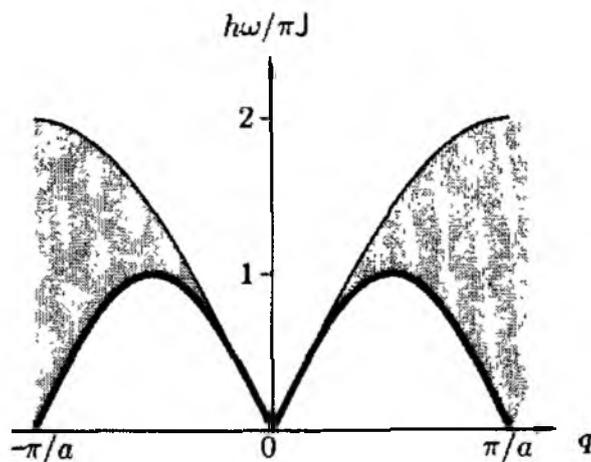


Fig 8.7 Dispersion relation for spinon excitations in a one-dimensional antiferromagnetic Heisenberg spin chain (bold line).

The shaded region shows the continuum of excitations measured in a neutron scattering experiment.

Рис. 8.7 Дисперсионное соотношение для спионных возбуждений в одномерной антиферромагнитной спиновой цепочке Гейзенберга (жирная линия).

Заштрихованная область показывает континуум возбуждений, измеренный в эксперименте по рассеянию нейтронов.

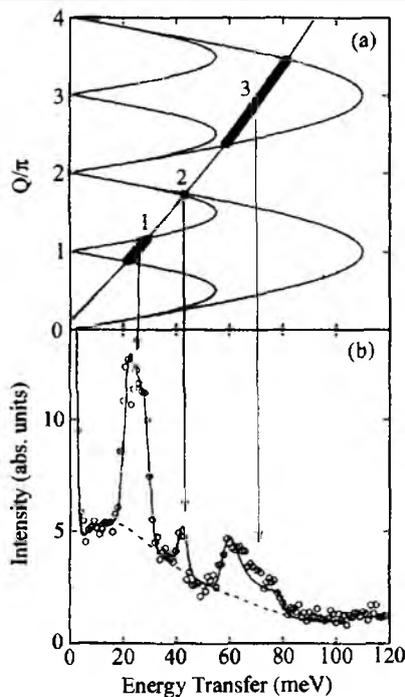


Fig 8.8 (a) The dispersion relation for spinons

Рис 8.8 (a) Дисперсионное соотношение

<p>in KCuF_3.</p> <p>The experiment was performed using a time-of-flight technique so the line shows the scattering trajectory for neutrons with incident energy 148.9 meV and an incident momentum aligned 8 away from the c^* direction in KCuF_3.</p> <p>Scattering results when the trajectory intersects with the continuum states.</p> <p>(b) Observed scattering at 20 K. The non-magnetic background is indicated by the dashed line.</p> <p>After Tennant <i>et al.</i> 1993.</p>	<p>для спинов в KCuF_3.</p> <p>Эксперимент проводился с использованием метода времени пролета, поэтому линия показывает траекторию рассеяния для нейтронов с энергией падения 148,9 мэВ и импульсом падения, выровненным на 8 от направления c^* в KCuF_3.</p> <p>Рассеяние возникает, когда траектория пересекается с состояниями континуума.</p> <p>(б) Наблюдаемое рассеяние при 20 К. Немагнитный фон обозначен пунктирной линией.</p> <p>После Теннанта и соавт. 1993.</p>
<p>8.4.3 Haldane chains</p> <p>The previous section described how the excitations in spin - $\frac{1}{2}$ antiferromagnetic Heisenberg spin chains are believed to be spinons which are gapless excitations.</p> <p>This result is believed to be true also for half-integer spin chains (i.e. chains of spins with $S = \frac{1}{2}, 3/2, 5/2, \dots$).</p> <p>Haldane conjectured that something different would happen for integer spin chains (i.e. chains of spins with $S = 1, 2, 3, \dots$), namely that there would be a gap in the excitation spectrum which occurs because of nonlinear quantum fluctuations in the ground state.</p>	<p>8.4.3 Цепи Холдейна</p> <p>В предыдущем разделе описывалось, как возбуждения в спин - $\frac{1}{2}$ антиферромагнитных спиновых цепях Гейзенберга считаются спинонами, которые являются бесщелевыми возбуждениями.</p> <p>Считается, что этот результат верен и для полуцелых спиновых цепочек (то есть цепочек спинов с $S = \frac{1}{2}, 3/2, 5/2, \dots$).</p> <p>Холдейн предположил, что для целочисленных спиновых цепочек (т.е. цепочек спинов с $S = 1, 2, 3, \dots$) произойдет нечто иное, а именно, что в спектре возбуждения будет промежуток, возникающий из-за нелинейных квантовых флуктуаций в земле государство.</p>

<p>A one-dimensional chain of integer spins is therefore known as a Haldane chain and the gap in the excitation spectrum is known as a Haldane gap.</p> <p>This fundamental difference between half-integer and integer spin chains is related to the difference between fermions and bosons under exchange; this different exchange symmetry has a topological origin and has a dramatic effect on the nature of the excitations.</p> <p>Most tests of Haldane's conjecture have been carried out on materials with chains of Ni^{2+} ($S = 1$) ions, including $CsNiCl_3$.</p> <p>$Ni(C_2H_8N_2)_2NO_2ClO_4$ and Y_2BaNiO_5.</p> <p>These $S = 1$ spin chains all seem to possess gaps in their excitation spectra as predicted.</p> <p>Half-integer antiferromagnetic chains are gapless, unless magnetoelastic coupling opens up a spin-Peierls gap, as discussed in the following section.</p>	<p>Таким образом, одномерная цепочка целочисленных спинов известна как цепь Холдейна, а разрыв в спектре возбуждения известен как разрыв Холдейна.</p> <p>Это фундаментальное различие между полуцелыми и целочисленными спиновыми цепями связано с различием между фермионами и бозонами при обмене; эта различная обменная симметрия имеет топологическое происхождение и оказывает существенное влияние на характер возбуждений.</p> <p>Большинство проверок гипотезы Холдейна было проведено на материалах с цепями ионов Ni^{2+} ($S = 1$), включая $CsNiCl_3$.</p> <p>$Ni(C_2H_8N_2)_2NO_2ClO_4$ и Y_2BaNiO_5.</p> <p>Все эти спиновые цепочки $S = 1$, по-видимому, обладают пробелами в спектрах возбуждения, как и предсказывалось.</p> <p>Полуцелые антиферромагнитные цепочки являются бесщелевыми, если только магнитоупругая связь не открывает спин-пайерлсовскую щель, как обсуждается в следующем разделе.</p>
<p>8.4.4 Spin-Peierls transition</p> <p>Although spin - $\frac{1}{2}$ antiferromagnetic chains are gapless, they are susceptible to an analogous kind of instability that afflicts one-dimensional metals (see Section 7.9) which <i>can</i> open up a gap.</p>	<p>8.4.4 Спин-Пайерлсовский переход</p> <p>Хотя антиферромагнитные цепи со спином - $\frac{1}{2}$ не имеют зазоров, они подвержены аналогичному типу неустойчивости, которая поражает одномерные металлы (см. Раздел 7.9),</p>

This occurs at the **spin-Peierls transition**.

The driving force of this intrinsic lattice instability is the magnetoelastic coupling between the one-dimensional electronic structure and the three-dimensional lattice vibrations (phonons).

This coupling arises because the exchange energy of the chains is a function of the separation between adjacent lattice sites.

A distortion of the lattice influences the magnetic energy (see Fig. 8.9). The name spin-Peierls reflects the similarity with the Peierls distortion (discussed in Section 7.9).

Above the transition temperature T_{SP} , there is a uniform antiferromagnetic next-neighbour exchange in each chain; below T_{SP} there is an elastic distortion resulting in dimerization, and hence two, unequal alternating exchange constants.

The dimerization increases progressively as the temperature is lowered and reaches a maximum at zero temperature.

The alternating chain possesses an energy gap between the singlet ground state and the lowest lying band of triplet excited states.

которые могут открыть зазор.

Это происходит на **спин-пайерлсовском переходе**.

Движущей силой этой внутренней неустойчивости решетки является магнитоупругая связь между одномерной электронной структурой и трехмерными колебаниями решетки (фононами).

Эта связь возникает потому, что обменная энергия цепей является функцией расстояния между соседними узлами решетки.

Искажение решетки влияет на магнитную энергию (см. Рис. 8.9). Название spin-Peierls отражает сходство с искажением Пайерлса (обсуждается в разделе 7.9).

Выше температуры перехода T_{SP} в каждой цепи происходит равномерный антиферромагнитный обмен соседями; ниже T_{SP} наблюдается упругое искажение, приводящее к димеризации, и, следовательно, две неравные переменные константы обмена.

Димеризация постепенно увеличивается по мере понижения температуры и достигает максимума при нулевой температуре.

Чередующаяся цепь обладает энергетической щелью между основным синглетным состоянием и нижней полосой

The magnitude of the gap is related to the degree of dimerization and hence to the degree of lattice distortion, becoming zero for the uniform chain (zero dimerization) so that one returns to the gapless spinon case.

Thus the magnetic susceptibility $\chi(T)$ shows a knee at T_{SP} , with a rather abrupt fall of χ below T_{SP} , corresponding to the opening of the gap (see Fig. 8.10).

Whereas the normal Peierls distortion (the electronic analogue of the spin-Peierls transition, see Section 7.9) occurs at a temperature T_P of the order of $k_B T_P \sim E_F \exp(-1/\lambda_{el-ph})$, where λ_{el-ph} is the electron phonon coupling constant, the spin-Peierls transition will occur at $k_B T_{SP} \sim |J| \exp(-1/\lambda_{sp-ph})$, where J is the exchange interaction between adjacent spins and λ_{sp-ph} is the spin-phonon coupling constant. Since $J \ll E_F$ (e.g. J is typically 50 K, E_F is typically 500-5000 K).

T_{SP} is always small in comparison with T_P .

There are only very few materials which show a spin-Peierls transition.

This is because antiferromagnetic chains

триплетных возбужденных состояний.

Величина зазора связана со степенью димеризации и, следовательно, со степенью искажения решетки, становясь равным нулю для однородной цепи (нулевая димеризация), так что можно вернуться к случаю бесщелевого спинона.

Таким образом, магнитная восприимчивость $\chi(T)$ показывает колено в T_{SP} , с довольно резким падением χ ниже T_{SP} , соответствующее открытию зазора (см. Рис. 8.10).

Тогда как нормальное искажение Пайерлса (электронный аналог перехода спин-Пайерлса, см. Раздел 7.9) происходит при температуре T_P порядка $k_B T_P \sim E_F \exp(-1/\lambda_{el-ph})$, где λ_{el-ph} – константа связи между электронами и фононами, спин-пайерлсовский переход будет происходить при $k_B T_{SP} \sim |J| \exp(-1/\lambda_{sp-ph})$, где J – обменное взаимодействие между соседними спинами, а λ_{sp-ph} – спин константа связи, поскольку $J \ll E_F$ (например, J обычно составляет 50 K, E_F обычно составляет 500-5000 K).

T_{SP} всегда маленький по сравнению с T_P .

Лишь очень немногие материалы демонстрируют спин-пайерлсовский переход.

Это связано с тем, что

often become three-dimensionally ordered at low temperature due to interchain coupling.

Only in very few materials is the spin-phonon coupling able to dominate the interchain spin-spin coupling and allow the formation of a spin-Peierls ground state.

Examples of such materials include CuGeO_3 ($T_{\text{SP}} = 14 \text{ K}$) and a number of organic systems such as $\text{MEM}(\text{TCNQ})_2$ ($T_{\text{SP}} = 18 \text{ K}$) and $\text{TTF} - \text{CuS}_4\text{C}_4(\text{CF}_3)_4$ ($T_{\text{SP}} = 12 \text{ K}$).¹

¹ MEM, TCNQ and TTF are organic molecules with lengthy chemical names.

антиферромагнитные цепи часто становятся трехмерно упорядоченными при низкой температуре благодаря межцепочечному взаимодействию.

Только в очень немногих материалах спин-фононная связь способна доминировать в межцепной спин-спиновой связи и позволяет формировать основное состояние спин-Пайерлса.

Примеры таких материалов включают CuGeO_3 ($T_{\text{SP}} = 14 \text{ K}$) и ряд органических систем, таких как $\text{MEM}(\text{TCNQ})_2$ ($T_{\text{SP}} = 18 \text{ K}$) и $\text{TTF} - \text{CuS}_4\text{C}_4(\text{CF}_3)_4$ ($T_{\text{SP}} = 12 \text{ K}$).¹

¹ MEM, TCNQ и TTF - органические молекулы с длинными химическими названиями.

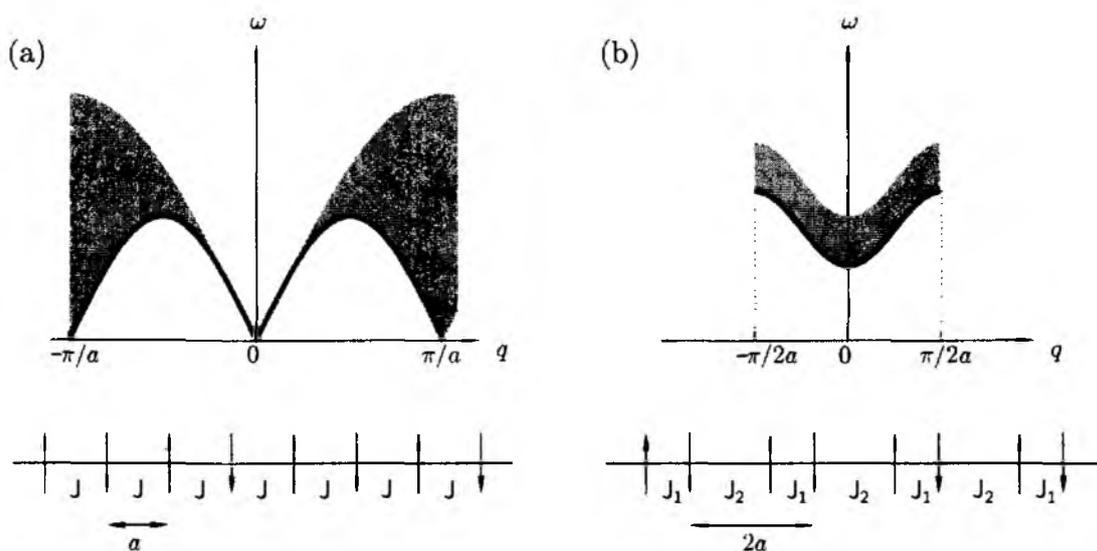


Fig. 8.9 Schematic representation of the elementary excitations in (a) a uniform Heisenberg antiferromagnetic chain and (b) an

Рис. 8.9 Схематическое представление элементарных возбуждений в (a) однородной антиферромагнитной цепи

alternating chain (for which the ground state is a singlet state at $q = 0$), and for which the unit cell is doubled.

Adapted from Bray et al. 1983.

Гейзенберга и (b) знакопеременной цепи (для которой основное состояние является синглетным состоянием при $q = 0$) и для которой элементарная ячейка удваивается.

Адаптировано из Брэй и соавт. 1983.

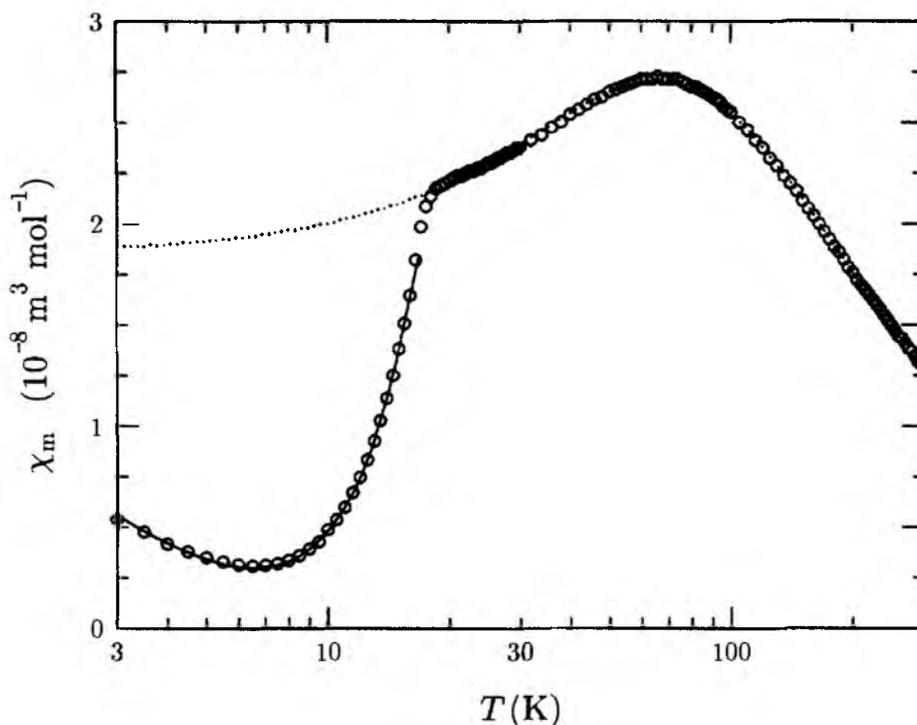


Fig. 8.10 The molar magnetic susceptibility of the organic spin-Peierls material MEM (TCNQ) which consists of stacks of the organic molecule MEM and stacks of the organic molecule TCNQ.

At high temperature the susceptibility fits to a model appropriate for a uniform Heisenberg antiferromagnetic chain (dotted line), but on cooling the susceptibility drops rapidly at the spin-Peierls transition as a gap in the excitation spectrum opens up.

Рис. 8.10 Молярная магнитная восприимчивость органического спин-пайерлсовского материала MEM (TCNQ), состоящего из стопок органической молекулы MEM и стопок органической молекулы TCNQ.

При высокой температуре восприимчивость соответствует модели, подходящей для однородной антиферромагнитной цепи Гейзенберга (пунктирная линия), но при охлаждении восприимчивость быстро падает на спиново-пайерлсовском переходе, поскольку в спектре возбуждения

<p>The rise at very low temperatures (as T is lowered) is due to the Curie-like ($\sim T^{-1}$) susceptibility from defects. After Lovett <i>et al.</i> 2000.</p>	<p>появляется щель. Повышение при очень низких температурах (при снижении T) обусловлено восприимчивостью Кюри ($\sim T^{-1}$) к дефектам. После Ловетт и соавт. 2000.</p>
<p>8.4.5 Spin ladders</p> <p>Before considering two-dimensional magnets, we can consider a system which is somewhere in between a one-dimensional magnet and a two-dimensional magnet.</p> <p>Consider two parallel spin chains with bonds between them such that the interchain coupling is of comparable strength to the intrachain coupling.</p> <p>Such a system is known as a two-leg spin ladder (see Fig. 8.11(a)).</p> <p>It is also possible to have three-leg (see Fig. 8.11(b)), four-leg, and in fact n-leg, spin ladders.</p> <p>Promising experimental systems include SrCu_2O_3 and $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{2.5}$ (both two-leg spin - $1/2$), and $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ (three leg spin - $1/2$).</p> <p>In fact there is a general system $\text{Sr}_{n-1}\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{2n}$ with n odd which consists of $(n + 1)/2$-leg spin - $1/2$ because its structure has strips of a CuO_2 square lattice which have $(n + 1)/2$ Cu^{2+} ions across their width.</p>	<p>8.4.5 Спиновые лестницы</p> <p>Прежде чем рассматривать двумерные магниты, мы можем рассмотреть систему, которая находится где-то между одномерным магнитом и двумерным магнитом.</p> <p>Рассмотрим две параллельные спиновые цепи со связями между ними, так что межцепная связь имеет сравнимую прочность с внутрицепной связью.</p> <p>Такая система называется спиновой лестницей с двумя ножками (см. Рис. 8.11(a)).</p> <p>Также возможно иметь трехплечую (см. Рис. 8.11 (b)), четырехплечую, а в действительности n-ножную, спиновые лестницы.</p> <p>Перспективные экспериментальные системы включают SrCu_2O_3 и $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{2.5}$ (оба с двумя ножками - $1/2$) и $\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ (с тремя ножками - $1/2$).</p> <p>Фактически существует общая система $\text{Sr}_{n-1}\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{2n}$ с n нечетным, которая состоит из $(n + 1)/2$-спина - $1/2$, потому что ее структура имеет полосы квадратной решетки CuO_2, которые имеют $(n + 1)/2$ Cu^{2+}</p>

The spin $-1/2$ two-leg ladder is known to have a finite gap in its excitation spectrum, which is easy to see in the 'strong-rung' limit in which the rung coupling J_{\perp} is larger than the coupling J along the legs.

In this case the ground state consists simply of spin singlets along each rung of the ladder (see Fig. 8.11(c)).

To create an excitation, you must promote a rung-singlet into a rung triplet (costing an energy J_{\perp}), hence the energy gap. If $J_{\perp} = 0$ the system is two isolated spin- $1/2$ chains which do not have a gap in their excitation spectrum.

However it is believed that a gap appears as soon as J_{\perp} is non-zero, no matter how small it is.

For the n -leg ladder, the situation is identical if n is even.

However if n is odd, then on a given rung the spins will pair up into singlets leaving one left over.

At large J_{\perp} the system can be mapped into a spin $-1/2$ chain which is gapless.

So an even-leg ladder has a gap in its

ions по всей их ширине.

Известно, что двухплечевая лестница со спином $1/2$ имеет конечный зазор в спектре возбуждения, что легко увидеть в пределе «сильной перекладины», в котором сцепление ступени J_{\perp} больше, чем сцепление J вдоль ветвей.

В этом случае основное состояние состоит просто из спиновых синглетов вдоль каждой ступени лестницы (см. Рис. 8.11 (c)).

Чтобы создать возбуждение, вы должны перевести синглет ступеньки в триплет ступени (стоимостью J_{\perp}), отсюда и энергетическая щель. Если система $J_{\perp} = 0$ - это две изолированные цепочки со спином $1/2$, которые не имеют щели в спектре возбуждения.

Однако считается, что разрыв появляется, как только J_{\perp} становится равным нулю, независимо от того, насколько он мал.

Для лестницы с n -ножкой ситуация идентична, если n чётно.

Однако, если n нечетно, то на данной ступени вращения будут объединяться в синглеты, оставляя один оставшийся.

При больших значениях J_{\perp} система может быть отображена в цепочку со спином $1/2$, которая не имеет зазоров.

Таким образом, лестница с четными

excitation spectrum, while an odd-leg ladder is gapless.

This appears to be supported by the results of neutron, μ SR and transport experiments.

Doping the spin ladder with holes breaks up singlets in a spin ladder (see Fig. 8.11(d)).

For two-leg ladders there is an energetic advantage for the holes to pair up since they can then share a common rung, reducing the number of 'damaged' singlets from two to one (Fig. 8.11(e)).

Hence it is favourable for holes to pair on two-leg ladders and this shows how it might be possible to engineer superconductivity in two-leg spin ladders.

Superconductivity ($T_C \sim 14$ K) has in fact been discovered in $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{21}$ (sometimes called [14-24-41] or the 'phone number' compound) for $x = 13.6$ at 5 GPa.

The interest in spin ladders derives from the fact they can have a gap in their excitation spectrum, they can become superconducting, and yet are simple well defined systems which theorists (who like working in one-dimension) can try to model.

ногами имеет разрыв в спектре возбуждения, тогда как лестница с нечетными участками не имеет зазора.

Это подтверждается результатами нейтронных, μ SR и транспортных экспериментов.

Легирование спиновой лестницы с отверстиями разбивает синглеты в спиновой лестнице (см. Рис. 8.11 (d)).

Для лестниц с двумя ножками есть энергетическое преимущество для пары отверстий, так как они могут разделить общую ступеньку, уменьшая количество «поврежденных» синглетов с двух до одного (Рис. 8.11 (e)).

Следовательно, отверстия для пар на двуногих лестницах выгодны, и это показывает, как можно создать сверхпроводимость в спиновых лестницах с двумя ножками.

Сверхпроводимость ($T_C \sim 14$ K) фактически была обнаружена в $\text{Sr}_{14-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_{24}\text{O}_{21}$, иногда называемом [14-24-41] или «номером телефона», для $x = 13,6$ при 5 ГПа.

Интерес к спиновым лестницам проистекает из того факта, что они могут иметь разрыв в спектре возбуждения, они могут стать сверхпроводящими, и все же это простые четко определенные системы, которые теоретики (которым нравится

Hence these magnetic systems may shed light on the problem of high- T_C superconductivity (see Section 8.5 below).

работать в одномерном пространстве) могут пытаться моделировать.

Следовательно, эти магнитные системы могут пролить свет на проблему сверхпроводимости с высокими значениями T_C (см. Раздел 8.5 ниже).

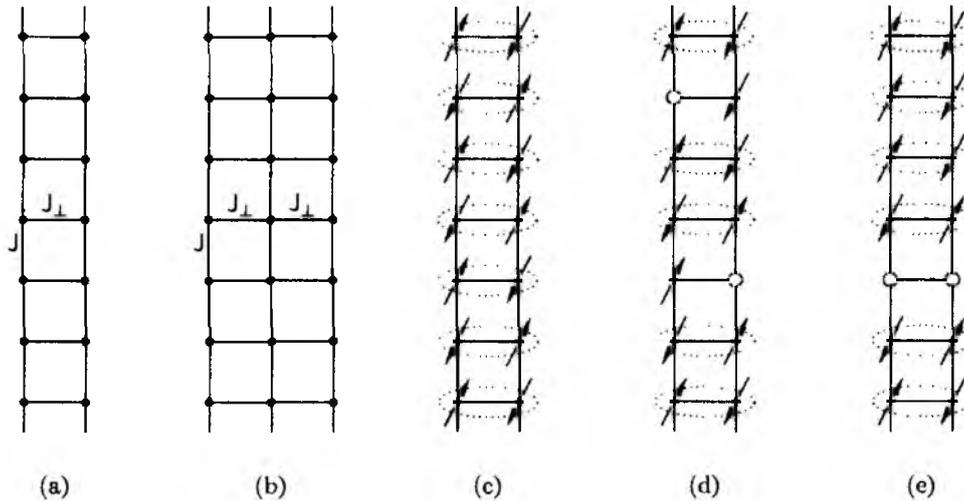


Fig. 8.11 (a) A two-leg ladder; (b) A three-leg ladder. (c) In a two-leg the ground state consists of spin singlets on each rung of the ladder and hence the two-leg ladder has a gap in its excitation spectrum. (d) Doping holes on to the ladder breaks up the singlets (e) but this energy cost can be minimized if the holes pair up.

Рис. 8.11 (а) Лестница с двумя ножками; (б) Лестница с тремя ножками. (с) В двухплечом основное состояние состоит из спиновых синглетов на каждой ступени лестницы, и, следовательно, в двухплечевой лестнице имеется зазор в спектре возбуждения. (д) Легирование отверстий на лестнице разрушает синглеты (е), но эта энергетическая стоимость может быть сведена к минимуму, если отверстия соединяются.

8.5 Two-dimensional magnets

Two-dimensional magnetism is often studied in systems with formula A_2BX_4 , where as before A is non-magnetic cation of a single charge, B is a doubly charged magnetic cation and X is a halide anion.

8.5 Двумерные магниты

Двумерный магнетизм часто изучается в системах с формулой A_2BX_4 , где, как и прежде, A является немагнитным катионом с одним зарядом, B является двухзарядным магнитным катионом, а X

The crystal structure is tetragonal and the magnetic ions sit on a square lattice in two-dimensions.

A typical material is K_2NiF_4 and very often these systems are said to have the K_2NiF_4 structure.

The Mermin-Wagner-Berezinskii theorem demonstrates that in dimensions $d \leq 2$, thermal fluctuations prohibit the existence of long range magnetic order at non-zero temperature in an isotropic system.

However it says nothing about the $T = 0$ ground state.

In one- dimension, it turns out that for the spin- $1/2$ Heisenberg antiferromagnet no long range order exists even at $T = 0$.

The case for the two-dimensional Heisenberg antiferromagnet is not so clear cut, and there is currently evidence that this does show long range magnetic order at $T = 0$.

This system is of great interest because two-dimensional Heisenberg models appear to be important in understanding the high - T_C , cuprate superconductors.

является галогенид-анионом.

Кристаллическая структура является тетрагональной, и магнитные ионы располагаются на квадратной решетке в двух измерениях.

Типичным материалом является K_2NiF_4 , и очень часто говорят, что эти системы имеют структуру K_2NiF_4 .

Мермин-Вагнер-Березинский теорем показывает, что в размерах $d \leq 2$ тепловые флуктуации запрещают существование дальнего магнитного порядка при ненулевой температуре в изотропной системе.

Однако это ничего не говорит о основном состоянии $T = 0$.

В одномерном случае оказывается, что для антиферромагнетика Гейзенберга со спином $1/2$ дальнего порядка не существует даже при $T = 0$.

Случай для двухмерного антиферромагнетика Гейзенберга не так очевиден, и в настоящее время имеются доказательства того, что это демонстрируют дальний магнитный порядок при $T = 0$.

Эта система представляет большой интерес, потому что двумерные модели Гейзенберга, по-видимому, важны для понимания сверхпроводников с высоким T_C , купрат.

These systems contain planes of copper and oxygen (see Fig. 8.12) which appear to be crucial for the superconducting properties.

For example, pure La_2CuO_4 is an antiferromagnetic insulator and has the K_2NiF_4 structure.

The Cu^{2+} ions ($3d^9$) have one hole in the d band and thus have spin- $1/2$.

They sit on a square lattice, each Cu^{2+} ion separated from its neighbour by oxygen ions which mediate an antiferromagnetic superexchange interaction between the Cu^{2+} spins (see Fig. 8.12).

With one electron per site you would expect the system to be metallic, but the holes are localized because of the correlations.

Doping the material with extra holes (by replacing some La^{3+} ions with Sr^{2+}) leads to high temperature superconductivity at around 40 K for the optimally doped samples (about 20 % of the La^{3+} replaced by Sr^{2+}).

You can make isostructural materials by replacing Cu^{2+} with Ni^{2+} (which has $S = 1$) but these do not become superconducting, even when doped.

There is therefore something special about Cu^{2+} .

Эти системы содержат плоскости меди и кислорода (см. Рис. 8.12), которые, по-видимому, имеют решающее значение для сверхпроводящих свойств.

Например, чистый La_2CuO_4 является антиферромагнитным изолятором и имеет структуру K_2NiF_4 .

Ионы Cu^{2+} ($3d^9$) имеют одну дыру в d -зоне и, следовательно, имеют спин $1/2$.

Они расположены на квадратной решетке, каждый ион Cu^{2+} отделен от своего соседа ионами кислорода, которые обеспечивают антиферромагнитное суперобменное взаимодействие между спинами Cu^{2+} (см. Рис. 8.12).

С одним электроном на сайт можно ожидать, что система будет металлической, но дыры локализованы из-за корреляций.

Легирование материала дополнительными отверстиями (путем замены некоторых ионов La^{3+} на Sr^{2+}) приводит к высокотемпературной сверхпроводимости около 40 K для оптимально легированных образцов (около 20% La^{3+} заменено на Sr^{2+}).

Вы можете изготовить изоструктурные материалы, заменив Cu^{2+} на Ni^{2+} (который имеет $S = 1$), но они не становятся сверхпроводящими, даже при легировании.

Поэтому в Cu^{2+} есть что-то особенное.

It is particularly surprising that these magnetic ions should be helpful in promoting superconductivity because magnetism normally destroys superconductivity.

This is because local magnetic fields due to magnetic ions act as pair-breakers, splitting up the Cooper pairs that are responsible for the supercurrents.

The magnetic properties of the two-dimensional $S = \frac{1}{2}$ square lattice Heisenberg antiferromagnet are therefore probably pertinent to the problem of high- T_C superconductivity, although this contention is unproven since, at the time of writing, no definitive theory of high- T_C superconductivity is universally believed.

Особенно удивительно, что эти магнитные ионы должны помочь в продвижении сверхпроводимости, потому что магнетизм обычно разрушает сверхпроводимость.

Это связано с тем, что локальные магнитные поля, вызванные магнитными ионами, действуют как парные прерыватели, расщепляя пары Купера, ответственные за сверхтоки.

Поэтому магнитные свойства двумерного Гейзенберговского антиферромагнетика с квадратной решеткой $S = \frac{1}{2}$, вероятно, имеют отношение к проблеме сверхпроводимости с высокими значениями T_C , хотя это утверждение не доказано, поскольку на момент написания этой статьи не существует окончательной теории сверхпроводимости с высокими значениями T_C . повсеместно считается.

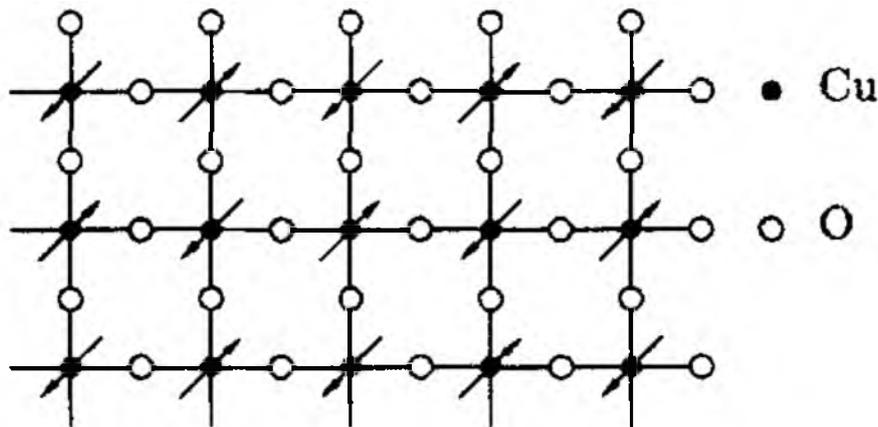


Fig. 8.12 Copper-oxygen planes in La_2CuO_4 .

Рис. 8.12 Медно-кислородные плоскости в La_2CuO_4 .