Сверхпроводимость электронов в устойчивых конфигурациях полей двумерной решетки ионов

Л.Ю. Щурова

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Сформулирован подход к изучению когерентных состояний в ВТСП, основанный на том, что когерентные состояния электронов определяются топологическими свойствами полей ионной решетки. Показано, что на квазидвумерной решетке ионов, обладающей магнитными свойствами, существуют устойчивые в глобальном пространстве полевые конфигурации, неразрушимые вследствие флуктуаций полей и взаимодействий с электронами. Система делокализованных электронов, движущихся в полях устойчивых конфигураций, приобретает сохраняющиеся моменты, симметрия которых согласована с симметрией устойчивой конфигурации полей ионов, и является когерентной. Получены когерентные p- и d-состояния электронной системы, из них d-состояния обладают сверхпроводящими свойствами .

Изучаются когерентные состояния электронов в твердом теле, имеющем квазидвумерную решетку ионов и обладающем магнитными свойствами (примером таких материалов являются лантановые, иттриевые ВТСП). В рассмотренной модели когерентные состояния электронной системы являются следствием существования устойчивых в глобальном пространстве неоднородных конфигураций полей ионов.

Исследования разделены на два этапа. На первом этапе рассмотривается двумерная решетка ионов (атомов) со спинами, но без делокализованных электронов. Предполагается, что спины ионов ориентированы таким образом, что локально, в окрестности каждого иона существует ближний ферромагнитный порядок. Дополнительно к ближнему ферромагнитному имеется антиферромагнитное упорядочение на дальних расстояниях. При этом ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение не разрушают друг друга, но сосуществуют, подобно их сосуществованию в несоразмерной фазе. Рассмотренные нами глобальные (существующие на всей ионной решетке) полевые кофигурации помимо магнитных моментов, формирующих ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение, включают дополнительные моменты, симметрия которых соответствует симметрии орбитального момента.

В нашей модели магнитные моменты ионов описываются двумя скалярными полями. Кроме двух скалярных полей полевые конфигурации включают еще одну независимую компоненту – векторное поле, описывающее моменты с симметрией орбитального момента.

В рамках топологического подхода устойчивая полевая конфигурация определяется геомерией физического пространства и геометрией пространства полей (геометрией внутреннего пространства): полевая конфигурация является устойчивой в глобальном пространсве и имеет конечную энергию, если непрерывное отображение физического пространства во внутреннее нетривиально.

В нашей задаче (2+1)-мерное физическое пространство содержит две пространственные компоненты (двумерная решетка ионов) и одну временную компоненту. Мы предполагаем, что на границе физического пространства поля принимают одно и то же значение (что соответствует граничным условиям Борна-Кармана) и временная эволюция полей – циклическая. Поэтому в рассматриваемой задаче (2+1)-мерное физическое пространство компактифицируется в пространство трехмерной сферы $S^3_{физ.}$

Внутреннее пространство полей магнитной системы традиционно связывают с пространством трехпараметрической группой вращения .SO(3) [1]. Мы предположили, что полной группой симметрии скалярных и векторных полей в рассматриваемой задаче является группа SU(2), пространство которой представляет двукратное накрытие группы SO(3): SO(3)= SU(2)/Z(2). Элементы SU(2) группы образуют внутреннее пространство – поверхность трехмерной сферы S^3.

Действительно, имеются нетривиальные отображения физического пространства S^3 во внутреннее пространство полей S^3, которые образуют гомотопическую группу $\pi_3(S^3)$=q, где q=1, 2, 3… Из этого следует, что для исследуемой модельной системы имеется множество неоднородных в глобальном пространстве устойчивых полевых конфигураций, каждая из которых характеризуется своим топологическим числом поля q, являющимся элементом гомотопической группы, $q \in \pi_3(S^3)$, и имеет собственную энергию E^q . Однородная полевая конфигурация, соответствующая тривиальному отображению физического пространства во внутреннее и характеризующаяся топологическим числом q=0 может непрерывно затухать во времени вследствие флуктуаций. Но неоднородные в пространстве полевые конфигурации с отличными от нуля значениями топологического числа поля q являются значительно более устойчивыми к флуктуациям и внешним возмущений, так как для их разрушения требуется перестройка полей во всем физическом пространстве.

В нашей модели компоненты векторов намагниченности, формирующих ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение, описываются скалярными полями $\Phi=\{\Phi^a,\ a=1,2\}$, (a – индекс внутреннего пространства, пространства полей), и принимают значение в подпространстве S^2 пространства S^3 полной группы симметрии полей. Векторные поля $A_\mu=\ \{A^a{}_\mu,\ \mu=\ r,\varphi,t\ ,\ a=1,2,3\}$(μ – координата физического пространства), формирующие моменты с симметрией орбитального момента, принимают значения в алгебре SU(2) группы.

Уравнения движения (полевые уравнения) для скалярных и векторных полей рассматриваемой системы калибровочно инвариантны. Но лагранжиан, включающий массивный топологический член Черна-Саймонса, а также действие и функционал энергии зависят от калибровки и являются многозначными. Многозначность действия является следствием того факта, что в рассматриваемой модели возможны различные устойчивые полевые конфигураций, каждая из которых характеризуется своим топологическим числом поля q. Однако действие изменяется при калибровочных преобразованиях на целое кратное величины 8πμ/g (μ имеет размерность массы, g – положительный безразмерный параметр модели) и для фиксированной полевой конфигурации со своим топологическим числом q действие полевой системы является однозначным. Такая кофигурация характеризуется конечным и однозначным значением собственной энергией E^q . При этом действие и собственная энергия полевой конфигурации достигает минимума при условии

$$F^a_{\mu\nu}=\varepsilon_{\alpha\mu\nu}D^\alpha\Phi^a,$$

где $F^a_{\mu\nu}=\partial_\mu A^a_\nu-\partial_\nu A^a_\mu-\left\lfloor A^c_\mu,A^в_\nu\right\rfloor$ - напряженность поля, $\varepsilon_{\alpha\mu\nu}$ - антисимметричный тензор,

$D^\alpha\Phi^a=\partial^\alpha\Phi^a+\left\lfloor A^в_\mu,\Phi^c\right\rfloor$ - ковариантная производная скалярного поля.

Мы получили, что при $q=1$ конфигурации, для которых векторные поля $A^a{}_t=\ A^a{}_r=0\ (a=1,2,3)$ и $A^1{}_\varphi=A^2{}_\varphi=0$, но $A^3{}_\varphi=A^q=\pm i/2diag(-q,q)$, и все напряженности $F_{\mu\nu}=0$, имеют наименьшую энергию.

На втором этапе мы включили в рассмотрение электроны, делокализованные на решетке ионов. По нашим оценкам в полной энергии, которая есть сумма энергии электронов и энергии полей ионов, доля электронной энергии может составлять величину ~10%. Поэтому в рассматриваемой модели система электронов, делокализованных на двумерной решетке ионов не разрушает структуру глобальной полевой конфигурации. Но электроны могут “подстроить” свое движение в полях устойчивых конфигураций таким образом, что их полная энергия понижается. Действительно, состояние электронной системы существенно изменяется вследствие того, что система электронов, движущихся в полях ионов, приобретает сохраняющиеся моменты, симметрия которых согласована с симметрией полей устойчивой конфигурации, и вся система делокализованных электронов становится когерентной. Оператор углового момента электронной системы, удовлетворяющий калибровочно инвариантному гамильтониану

$$H=\left(-1/2m\right)D^2+V(r),$$

(где $D=\partial-iqA^q$) и системе коммутационных соотношений для операторов D и r, аналогичной системе коммутационных соотношений для ∂ и r, имеет форму $L=-i\left[r,D\right]-qr/\left|r\right|$.

Поэтому $LL=-\left[r,D\right]^2+q^2$

и

$$H=-\frac{1}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{l(l+1)-q^2}{2mr^2}+V(r),$$

где $l(l+1)$ – собственные значения оператора LL. Из последнего выражения для H следует, что собственные значения l орбитального момента электронной системы связаны с топологическим числом q устойчивой полевой конфигурации: $l=q,\ q+1,\ q+2$..

Для движущихся электронов орбитальный момент L и спиновый момент S не сохраняются отдельно, но сохраняется полный момент , равный векторной сумме орбитального и спинового моментов: $J=L+S$. Также сохраняется проекция M углового момента на ось квантования. Пара собственных значений j и m идентифицируют когерентное состояние электронной системы, которое описывается параметром порядка. Так параметр порядка p-состояния электронной системы $(l=1,\ s=0)$ определяется одним вектором z^k: $B_{ij}=\varepsilon_{ijk}z^k exp(i\varphi)$ при $j=1,\ m=0$. Параметр порядка d-состояния $(l=2,\ s=0)$ включает два вектора: $B_{ij}=z_i(x_j+iy_j)+z_j(x_i+iy_i)$ при $j=2,\ s=0$.

Анализ граничных условий показывает, что когерентное p-состояние существует только в объеме среды. Но когерентное d-состояние существует не только в объеме среды, но и на ее границе и характеризуется незатухающими токами, имеющими свойства сверхпроводящих токов [2].

1. А. М. Поляков. Калибровочные поля и струны. ИТФ им. Л. Д. Ландау, 1995.

2. L.. Shchurova. Physica C, to be published.