

Теория движения электромагнитного поля. 9. Механизм взаимодействия электронов

Л.Н. Войцехович

В работе на основе теории строения ядра электрона рассмотрен механизм взаимодействия двух и более электронов. Отмечается, что электроны могут находиться только в двух устойчивых состояниях: с параллельным или антипараллельным спином. Рассмотрены различные случаи взаимного положения электронов. Основное внимание уделено осевому положению электронов с антипараллельными спинами на близких расстояниях, когда ядра электронов частично перекрываются. Показано, что в этом случае образуются электронные пары, а ядра электронов значительно увеличивают свои размеры. Электронные пары могут объединяться в более сложные структуры, электронные цепи, образующие электронные оболочки атомов. Объединяя свои внешние оболочки в более длинную цепь, два атома могут связаться в молекулу. Свободные электроны в металлах также могут объединяться в куперовские электронные пары. В свою очередь, при достаточном охлаждении куперовские пары образуют электронные цепи, поверхностный слой которых обладает свойством сверхпроводимости.

9.1. Введение

В настоящей работе мы будем рассматривать механизм взаимодействия элементарных частиц на примере взаимодействия электронов. Электрон, как известно, обладает магнитным моментом, электрическим зарядом и, как мы выяснили, имеет неточечный, распределенный в пространстве ядро. Полагаем, что подобными свойствами обладают и все другие элементарные частицы или, во всяком случае, составные части частиц, имеющих сложную структуру. Кроме того, электрон является одной из ключевых фигур, определяющих основные свойства вещества. По этим причинам в дальнейшем будем вести речь преимущественно о взаимодействии электронов.

В однородном (в масштабах электрона) электрическом или магнитном поле, а также на больших расстояниях от других заряженных частиц, когда их поле также может считаться однородным, электрон ведет себя как полуклассическая частица и полностью согласуется с квантовыми представлениями. Под

полуклассической будем понимать частицу, обладающую сферически симметричным электрическим полем, сосредоточенным в центре точечным зарядом, механическим и магнитным моментом и подчиняющуюся при этом законам классической электродинамики. Все, однако, меняется, если электрон находится на расстоянии от электрона или другого взаимодействующего заряда, соизмеримом с размером ядра электрона. Классические представления при этом оказываются бессильными, а квантовые адекватно описывают явления, но ценой введения особых, предназначенных только для этого случая постулатов.

9.2. Взаимодействие двух электронов с антипараллельными спинами

Рассмотрим случай взаимодействия электрона с другим электроном. На больших в сравнении с ядерным расстоянием электроны, магнитные моменты которых в начальном состоянии находятся под углом друг к другу, начнут прецессировать. В результате потери энергии за счет электромагнитного излучения они займут, в зависимости от начальных условий, одно из двух положений: на осевой линии друг друга (будем называть такое положение осевым) или в экваториальной плоскости (соответственно, такое положение будем называть радиальным) таким образом, что магнитные моменты электронов совпадают по направлению с силовыми линиями. Это известный факт и для магнитных стрелок он был установлен еще на начальном этапе исследований электромагнетизма. Однако ситуация изменяется при сближении электронов на очень близкое расстояние, когда начинает проявляться неточечный характер заряда электрона и наличие у него дипольного магнитного поля, также носящего неточечный характер.

Для приведенного ниже описания механизма взаимодействия электронов не имеет принципиального значения точность и детальность описания распределения зарядов в ядре, достаточно знать, что электрический заряд распределен в объеме ядра, суммарный заряд ядра равен заряду классического электрона, а вне ядра заряд описывается уравнением (6.28) [1]. В отношении магнитного поля электрона можно аналогично сказать, что не столь важно, как распределено магнитное поле внутри ядра, важно лишь, что оно замыкается внутри ядра, и эта область ядра имеет конечные размеры.

Такой подход является, с одной стороны, вынужденным, ведь мы в действительности и не знаем детального распределения полей и зарядов в ядре. С другой стороны, этот подход придает общность получаемым результатам: эти результаты будут справедливыми для всех элементарных частиц, для которых справедливы приведенные выше самые общие свойства ядра электрона.

Рассмотрим зависимость энергии взаимодействия E двух электронов с противоположно направленными спинами от расстояния между ними r (рис. 9.1). Положим, что нулевой уровень электрической и магнитной энергии соответствует расположению электронов на бесконечно большом расстоянии друг от друга.

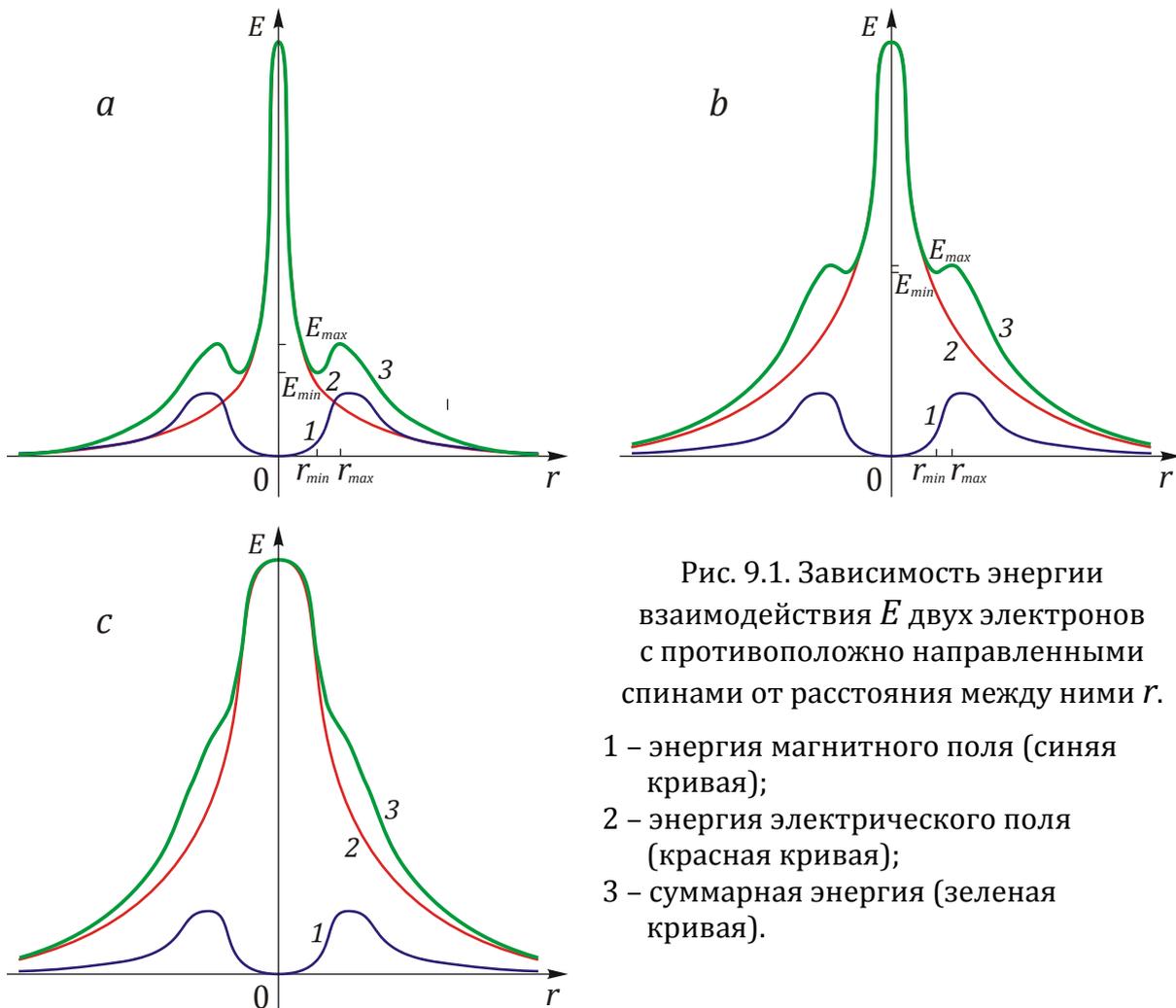


Рис. 9.1. Зависимость энергии взаимодействия E двух электронов с противоположно направленными спинами от расстояния между ними r .

- 1 – энергия магнитного поля (синяя кривая);
- 2 – энергия электрического поля (красная кривая);
- 3 – суммарная энергия (зеленая кривая).

При рассмотрении взаимодействия электронов в качестве исходного положения примем положение, когда электроны

полностью совмещены друг с другом, а их магнитные моменты направлены противоположно. На рисунках 9.1 это соответствует точке в начале координат.

Рассмотрим отдельно энергию магнитного поля (кривые 1, синий цвет) и энергию электрического поля (кривые 2, красный цвет) при различном ходе зависимости энергии электрического поля от r . Зеленым цветом (кривые 3) обозначены кривые суммарной энергии.

Различный характер зависимости $E(r)$ получается в зависимости от того, в каком направлении мы будем перемещать подвижный электрон по отношению к другому, условно неподвижному электрону. Нас интересуют только два направления такого перемещения – осевое и радиальное, так как при смещении в любом другом направлении электрон, как отмечалось выше, начинает прецессировать, что приводит электроны к одному из двух возможных положений, осевому или радиальному.

Для нас будет важен только качественный ход кривых зависимости энергии электрического и магнитного полей и относительное положение этих кривых по отношению друг к другу. Поэтому примем вид кривых для энергии магнитного поля одинаковым для всех рассмотренных случаев, несмотря на то, что реально для осевого и радиального направлений они могут несколько отличаться друг от друга.

Без учета энергии электрического поля положение электронов при $r = 0$ с противоположно направленными магнитными моментами является устойчивым, так как во всем пространстве магнитные поля компенсируют друг друга, энергия магнитного поля равна нулю, а любое смещение одного из электронов в любом направлении приводит к увеличению этой энергии. То же происходит при изменении углового положения электрона. Иными словами, без учета влияния электрического поля электрон находится в состоянии устойчивого равновесия.

Это состояние устойчивого равновесия не является характерным только для электрона или других элементарных частиц. Оно будет наблюдаться для любых неточечных магнитных диполей, в частности, для катушек любой конфигурации при их встречном включении, от одиночных витков с током до длинных соленоидов. К своему удивлению, мы не нашли нигде в литературе упоминания об этом факте, возможно, нужно было проявить больше усердия в

поиске. Между тем, это очевидно из общих физических соображений, легко рассчитывается цифровыми методами и без особых затруднений проверяется экспериментально. Единственное возникающее в таком случае затруднение заключается в том, что при экспериментальной проверке необходимо физическое проникновение катушек друг в друга, что для катушек традиционной конфигурации, очевидно, невозможно. Это затруднение легко обходится, если для исследования осевой устойчивости использовать коаксиальные катушки с минимальным зазором, а для исследования радиальной устойчивости – секционированные катушки, такие, чтобы секции одной катушки могли входить в зазоры между секциями другой катушки до полного совмещения катушек. Подчеркнем, что для точечных диполей такого характера взаимодействия наблюдать не удастся и устойчивое положение отсутствует.

Ситуация несколько изменяется при учете электрического поля электронов. При полном совмещении электронов напряженность электрического поля удваивают, а энергия учетверяет свое значение, поскольку электрические поля и заряды не зависят от направления магнитного момента. Это положение неустойчивого равновесия, как это показано на рисунках 9.1. Электроны будут стремиться разойтись, однако при осевом и радиальном перемещении электрона функции энергии электрического его поля от смещения $E_e(r)$ ведут себя принципиально различно.

Рассмотрим случай осевого взаимодействия электронов.

Электрическое поле на оси электрона равно нулю, поскольку в уравнениях для электрического поля (6.20) – (6.22) [1] сомножитель $\sin \vartheta = 0$. Электроны, когда они находятся в этой зоне на оси, согласно приведенным выше уравнениям, практически не взаимодействуют. В действительности за счет того, что заряд электрона не сосредоточен полностью в его центре, а распределен в некоторой области в соответствии с (6.28) [1] и, кроме того, при сближении электронов электрическое поле теряет свою однородность, начинают взаимодействовать с полем заряды оболочки электрона. В результате этого энергия электрического поля при удалении электронов резко падает от максимального значения при $r = 0$ до очень низкого значения, хотя и не равного в точности нулю. Этот случай соответствует рис. 9.1а.

Зависимость суммарной энергии $E(r)$ (кривая 3 зеленого цвета на рис. 9.1а) в этом случае имеет четко выраженный минимум в точке

r_{min} . Это точка устойчивого положения электронов с достаточно высоким потенциальным барьером высотой $E_{max} - E_{min}$. Положение точки E_{min} по рассмотренным выше причинам, по-видимому, еще ближе к оси r , чем изображено на рисунке.

Случай осевого взаимодействия электронов, по нашему мнению, лежит в основе строения всего вещества и будет подробно рассмотрен ниже в подразделах, посвященных электронным парам.

Случай радиального взаимодействия электронов.

Электрическое поле в радиальном направлении электрона, как следует из (6.20) – (6.22) [1], значительно больше осевого и уменьшается с расстоянием существенно медленнее. По этой причине кривая $E_e(r)$, как видно на рис. 9.1с, значительно шире. Максимум кривой находится в той же точке, поскольку исходное положение одно и то же. Как видно из рисунка, минимум на графике функции суммарной энергии $E(r)$ в этом случае отсутствует. Следовательно, отсутствует и зона, в которой сила отталкивания между электронами сменяется на силу притяжения.

На рис. 9.1b изображен случай с промежуточной шириной графика функции $E_e(r)$. Этот случай приведен для иллюстрации поведения минимума суммарной кривой $E(r)$ в зависимости от ширины кривой $E_e(r)$. Из рисунка видно, что при достаточно узкой кривой по сравнению со случаем на рис. 9.1с минимум появляется, но его энергия в сравнении со случаем на рис. 9.1a существенно выше.

Радиальная сила притяжения у электронов отсутствует, во всяком случае, отсутствуют экспериментальные факты, говорящие о существовании такой силы. Вследствие этого обстоятельства для радиального взаимодействия электронов справедлива зависимость энергии от расстояния, представленная на рис. 9.1с. Однако нельзя исключать возможности того, что для некоторых более сложных случаев по сравнению с двумя изолированными электронами, в частности, для других элементарных частиц или атомных структур справедлива зависимость $E(r)$, представленная на рис. 9.1b.

Радиальное взаимодействие ответственно, по нашему мнению, за сильное взаимодействие внутри адронов (барионов и мезонов) и нуклонов внутри атомного ядра. Однако радиальное взаимодействие позволяет создавать лишь плоские конфигурации частиц, в частности, из трех частиц. Ядра же представляют собой объемную конфигурацию нуклонов. Возможность создания такой конфигурации предоставляет

осевое взаимодействие, называемое в этом случае слабым, в сочетании с радиальным (сильным) взаимодействием.

Реальная картина значительно сложнее, чем описано выше.

При сближении электронов, находящихся в осевом положении, положительные электрические заряды, расположенные вдоль осей электронов, проникают в центральные области ядер друг друга, увеличивая центральный положительный заряд. Этот дополнительный заряд действует на положительные и отрицательные заряды в стенке вихря. Положительные заряды расположены ближе к оси электрона, поэтому они взаимодействуют с положительными зарядами другого электрона с большей силой в сравнении с отрицательными зарядами стенки. В результате ядро электрона увеличивает свои размеры относительно исходных до достижения нового положения равновесия.

Несмотря на увеличение размеров, общая конфигурация ядра электрона сохраняется, сохраняется и вывод о существовании минимума на графике на рисунке 9.1а. Изменяется лишь масштаб по оси r и, в меньшей степени, по оси E . В качественном отношении сама зависимость $E(r)$ остается неизменной.

9.3. Осевая устойчивость электронов с параллельными спинами

Взаимодействие двух электронов, находящихся в радиальном положении, с параллельными (т.е. направленными в одну сторону) спинами не представляет особого интереса, поскольку функция $E(r)$ с ростом r монотонно падает и не имеет локальных минимумов. Кроме того, электрон в этом положении во всем диапазоне изменения r находится в положении неустойчивого равновесия.

Существенно больший интерес представляет осевое положение электрона с параллельными спинами. Как известно, магнитные стрелки при отсутствии воздействия магнитного поля земли или других магнитных полей в осевой позиции принимают положение с параллельными магнитными моментами. В этом положении, напомним, магнитные моменты направлены в одну сторону вдоль линии, соединяющей точки расположения моментов. В таком положении при большом расстоянии между электронами они находятся в состоянии устойчивого углового равновесия.

Зависимость энергии взаимодействия E двух электронов с параллельными спинами от расстояния между ними r представлена на рисунке 9.2. Нулевой уровень электрической и магнитной энергии соответствует расположению электронов на бесконечно большом расстоянии друг от друга.

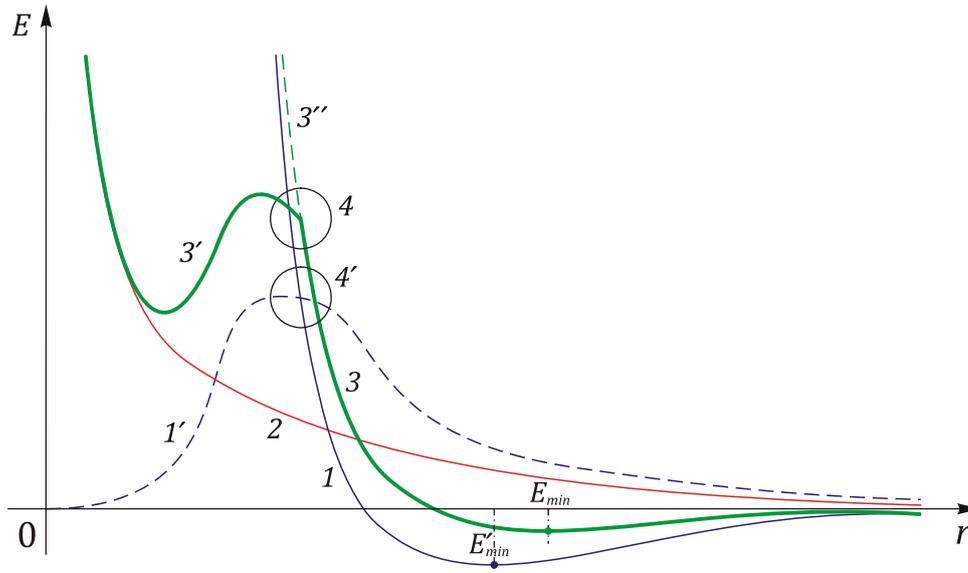


Рис. 9.2. Зависимость энергии взаимодействия E двух электронов с параллельными спинами от расстояния между ними r .

- 1 – энергия магнитного поля (синяя кривая); 1' – энергия магнитного поля в случае противоположно направленных спинов (штриховая синяя кривая); 2 – энергия электрического поля (красная кривая); 3 – суммарная энергия (зеленая кривая); 3' – суммарная энергия при малых расстояниях, состояние устойчивого углового равновесия (антипараллельные спины); 3'' – суммарная энергия при малых расстояниях, состояние неустойчивого углового равновесия (параллельные спины); 4 – область перехода с кривой 3 на 3' и обратно; 4' та же область без учета энергии электрического поля (переход с кривой 1 на 1' и обратно).

Кривая 1 (синяя кривая) – это энергия магнитного взаимодействия электронов (без учета энергии самого магнитного поля). В области больших значений r кривая стремится снизу к значению $E = 0$. При уменьшении r энергия E устремляется в область отрицательных значений, и в случае точечных диполей энергия E стремится при этом в область бесконечно больших отрицательных значений. Для реальных неточечных диполей энергия в точке E'_{min}

достигает минимального значения, а затем увеличивается до очень большого, но конечного по величине максимума (находится за пределами рисунка).

Штриховой синей линией на рис. 9.2 изображена зависимость энергии магнитного поля в случае противоположно направленных спинов (кривая $1'$), совпадающая с аналогичной кривой 1 на рисунках 9.1. При уменьшении r после пересечения зависимостей 1 и $1'$ внутри окружности $4'$ (напомним, что мы не учитываем энергию электрического поля) электрон перейдет с некоторой задержкой с кривой 1 на кривую $1'$, то есть он перейдет в состояние с меньшей энергией и изменит свою ориентацию на противоположную. При обратном движении электрона все повторится с точностью до наоборот: электрон внутри окружности $4'$ с кривой $1'$ с некоторым гистерезисом перейдет в состояние с меньшей энергией на кривой 1. Причины гистерезиса описаны несколько ниже. Все эти рассуждения справедливы и для случая на рисунке 9.1а, однако мы для упрощения полагали, что электрон принудительно сохраняет свою ориентацию. Такой подход, когда игнорируется реальное поведение объекта исследований, вполне допустим при обсуждении сугубо теоретических зависимостей и явлений.

Учет вклада энергии электрического поля (кривая 2, красная линия) приводит к зависимости 3 (зеленая линия), которая переходит в кривую $3''$ (штриховая зеленая линия) или в кривую $3'$, если учесть изменение ориентации электрона на противоположное внутри окружности 4. Окружность 4 – это окружность $4'$, но при учете энергии электрического поля.

На участке кривой $3'$ имеется минимум, это тот же минимум, что и на кривой 3 на рисунке 9.1а. Этот минимум может и отсутствовать, как на кривой 3 на рисунке 9.1с. На кривой 3 также имеется минимум в точке E_{min} . Оба минимума соответствуют положениям двух электронов, когда они могут образовать связанную между собой пару. Однако между этими двумя случаями имеются существенные отличия.

Первое отличие заключается в том, что в точке минимума на кривой $3'$ электроны имеют противоположно направленные магнитные моменты и, соответственно, спины. В то же время в точке E_{min} магнитные моменты, как и спины, направлены параллельно.

Второе отличие заключается в том, уровни энергии и потенциальные барьеры в обоих случаях существенно разнятся. В точке E_{min} уровень энергии и потенциальный барьер значительно меньше, чем в точке минимума на кривой $3'$. В соответствии с этим температуры, при которых может наблюдаться образование электронных пар в точке E_{min} , значительно ниже, чем для случая минимума на кривой $3'$.

Вероятно, именно этот механизм лежит в основе образования электронных пар в рутенате стронция Sr_2RuO_4 . Об этом свидетельствует тот факт, что, как показали результаты экспериментальных исследований, что спины электронных пар в этом материале, в отличие от других сверхпроводников, направлены в одну сторону. Кроме того, критическая температура равна приблизительно 1,5 К, что заметно ниже чем у других сверхпроводников. Сверхпроводимости рутената стронция посвящены достаточно многочисленные публикации, см., например, [2].

Другие последствия рассмотренного механизма взаимодействия электронов и, шире, любых простых и сложных заряженных частиц мы рассмотрим несколько подробнее ниже в подразделах, посвященных электронным парам. А сейчас коснемся еще одного вопроса, который невозможно обойти при рассмотрении механизма взаимодействия элементарных частиц.

9.4. Угловая устойчивость электрона

Рассмотрим энергию электрона E , находящегося вблизи центральной области ядра другого электрона (то есть когда ядра частично совмещены) в зависимости от угла ϑ между направлениями магнитных моментов электронов (рисунок 9.3).

Упростим задачу и будем считать, что один из электронов является лишь источником электрического и магнитного поля, причем электрическое поле – это поле точечного сферического заряда, а магнитное поле – это поле описанного в [3] магнитного неточечного диполя, ось которого направлена вдоль линии, соединяющей оба электрона. Второй электрон, пробный, обладает точно таким же магнитным полем, а электрическое поле описывается уравнениями (6.20) – (6.21) и распределением электрических зарядов (6.28) [1]. Такое упрощение было бы совершенно недопустимым при количественных расчетах, однако вполне пригодно при качественном рассмотрении задачи.

Кривая 1 на рис. 9.3 представляет собой зависимость энергии магнитного поля от угла ϑ . Поскольку мы рассматриваем случай с частично совмещенными кернами, то энергия достигает максимума, когда направление магнитных моментов обоих электронов совпадает ($\vartheta = 0$, в общем случае это положение неустойчивого равновесия), и минимальна, когда эти направления противоположны ($\vartheta = \pi$, положение устойчивого равновесия). Заметим, что в случае большого расстояния между электронами положение максимума и минимума изменяется на противоположное, т.е. кривую 1 на рисунке 9.3 в таком случае необходимо сместить на π . Кривая 1 соответствует энергии магнитного диполя, находящегося в магнитном поле, в зависимости от угла поворота относительно этого поля.

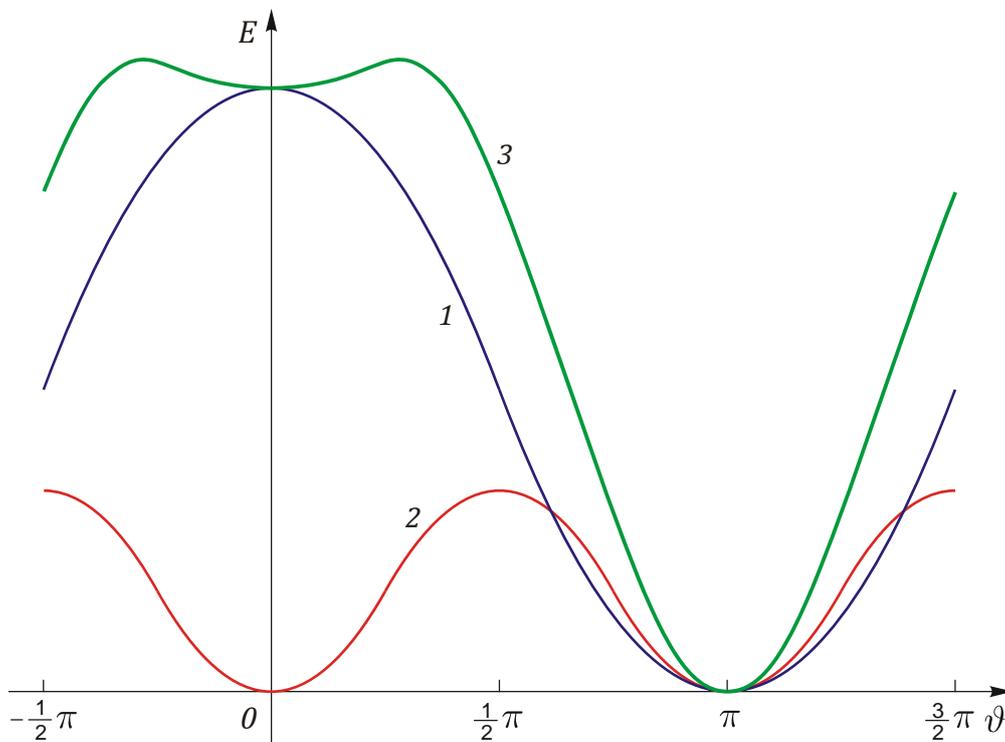


Рис. 9.3. Зависимость энергии электрона E от угла ϑ между направлениями магнитных моментов электронов.

1 – энергия магнитного поля (синяя кривая); 2 – энергия электрического поля (красная кривая); 3 – суммарная энергия (зеленая кривая).

Энергия электрона, определяемая взаимным положением точечного источника электрического поля и угловым положением

пробного электрона, показана на кривой 2. В соответствии с (6.21), как следует из известного тригонометрического соотношения, эта кривая имеет удвоенную частоту по углу ϑ в сравнении с кривой 1. Вследствие этого, как видно из рисунка 9.3, суммарная энергия (кривая 3) при благоприятном стечении обстоятельств (достаточно большой амплитуде кривой 2 по отношению к кривой 1) имеет второй минимум при $\vartheta = 0$. Этот минимум является метастабильным по отношению к основному минимуму в точке $\vartheta = \pi$.

В предыдущем подразделе мы отмечали, что внутри окружности 4 на рисунке 9.2 электрон должен переходить с кривой 3 на кривую 3' и наоборот с гистерезисом. Этот гистерезис объясняется тем, что при таком переходе электрон оказывается в метастабильном состоянии и лишь потом с задержкой переводится тепловым движением в основное стабильное состояние.

Наличие основного углового минимума в точке $\vartheta = \pi$, наряду с осевым минимумом, изображенным на рис. 9.1a, является необходимым условием образования электронных пар с противоположно направленными спинами. В то же время в некоторых случаях возможен переход в метастабильное состояние с параллельными спинами.

Наличие метастабильного уровня в точке $\vartheta = 0$ на рис. 9.3 приводит к важным последствиям в физике магнито-оптических явлений. Одним из таких последствий, по-видимому, является расщепление спектральных линий излучения в магнитном поле. То же самое можно сказать об электронном парамагнитном резонансе и, в частности, о спиновом эхе. Наличие метастабильного состояния у электронной пары также может играть заметную, хотя и второстепенную, роль в явлениях сверхпроводимости.

9.5. Электронная пара и ковалентная связь

Электроны, как показано выше, могут образовывать устойчивые пары с осевым расположением электронов. Следствием этого, а скорее всего, и необходимым условием, является увеличение размера ядра электронов. Ограничимся рассмотрением только электронных пар с противоположно направленными спинами, так как пары с одинаково направленными спинами могут образовываться, как отмечалось выше, только для очень ограниченного списка материалов (рутенат стронция) и только при очень низких температурах. В отличие от

этого, электронные пары с противоположно направленными спинами играют ключевую роль в природе, так как входят в состав атомов, отвечают за молекулярные связи и, кроме того, являются причиной сверхпроводимости.

Изображение ядра электрона (рис. 8.2 [3]) достаточно громоздко, хотя и максимально точно соответствует представлениям о ядре. Для упрощения этого изображения используем схематическое изображение в виде дуг, как на рисунке 9.4.

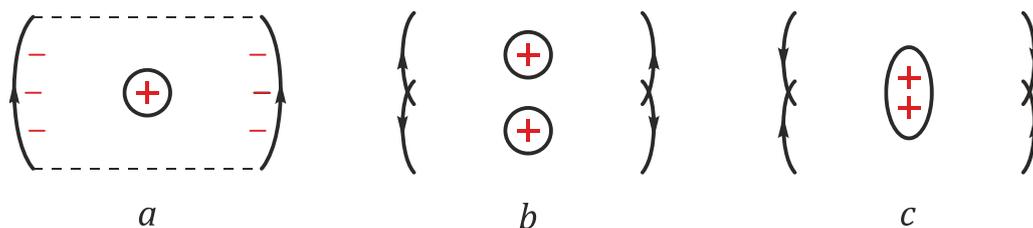


Рис. 9.4. Схематическое изображение конфигурации электронных оболочек

На рисунке 9.4а схематически изображен рассмотренный в [3] атом водорода. Здесь дуги символически отображают магнитное поле в стенке ядра электрона, а стрелками обозначено направление этого поля. В центре электрона (электронной оболочки) располагается ядро атома водорода, обозначенное знаком «+». Знаками «-» обозначены отрицательные заряды стенки ядра, так как суммарный заряд стенки отрицателен. Штриховые линии – условные границы ядра (электронной оболочки) по вертикали. Обозначение магнитного поля дугами использовано лишь для удобства изображения и не отражает реальной формы силовых линий.

На рисунке 9.4b еще более упрощенное схематическое изображение молекулы водорода. Общая электронная оболочка образована здесь электронной парой с противоположно направленными магнитными моментами (следовательно, и спинами). Ядра обоих электронов частично перекрываются, что символически отображено на рисунке пересекающимися дугами. Расположение водородных ядер по вертикали совершенно условно, в действительности оно может быть как больше, так и меньше чем изображено на рисунке.

На рисунке 9.4b изображено пересекающееся, а не суммарное магнитное поле, так как в некоторых случаях, в соответствии с релятивистским принципом суперпозиции, это отличие может быть

важно. Очевидно, что при изменении направления спинов на противоположное, как это изображено на рисунке 9.4с, ничего не изменяется, важно лишь, чтобы направление спинов в электронной паре было противоположным.

На рисунке 9.4с схематически изображен атом гелия. Ядро атома имеет удвоенный заряд по отношению к атому водорода, а конфигурация электронной оболочки гелия совпадает с электронной конфигурацией молекулы водорода.

Элементы тяжелее гелия имеют более одной электронной оболочки. Это вызвано тем, что внутренняя электронная оболочка может содержать только два электрона. С точки зрения излагаемой теории это можно объяснить тем, что при попытках присоединения дополнительных электронов влияние электрического поля ядра на внутреннюю положительно заряженную поверхность стенки ядра оказывается недостаточным вследствие большого относительного удаления для воздействия. Это, в свою очередь, приводит к тому, что увеличение размеров ядра оказывается недостаточным для образования электронной пары с дополнительным электроном.

Для гелия с построением оболочки из двух электронов все заканчивается. Однако если заряд ядра больше чем у гелия, то для дополнительного третьего и последующих электронов роль ядра атома будет играть ион, состоящий из ядра и внутренней электронной оболочки. Ядро электрона увеличится настолько, что положит начало образованию следующей по порядку электронной оболочки, как это показано в качестве примера для кислорода (рис. 9.5).

На рисунке 9.5 изображены два атома кислорода, образующие молекулу O_2 . Исходно верхнему атому во внешней электронной оболочке принадлежат 6 электронов: две пары на участке *a* (голубой цвет) и одна пара, верхняя, на участке *b* (синий цвет). Нижнему атому также принадлежат 6 электронов: две пары на участке *c* (пурпурный цвет) и одна пара, нижняя, на участке *b* (синий цвет). С другой стороны, каждый из атомов может удерживать, как известно, по 8 атомов. Таким образом, верхний атом удерживает электроны на участках *a* и *b*, а нижний – на участках *b* и *c*. Участок *b* при этом оказывается общим.

Следует отметить, что любые соседние два электрона в общей оболочке молекулы кислорода образуют электронную пару с разнонаправленными спинами. Оболочка не делится на отдельные

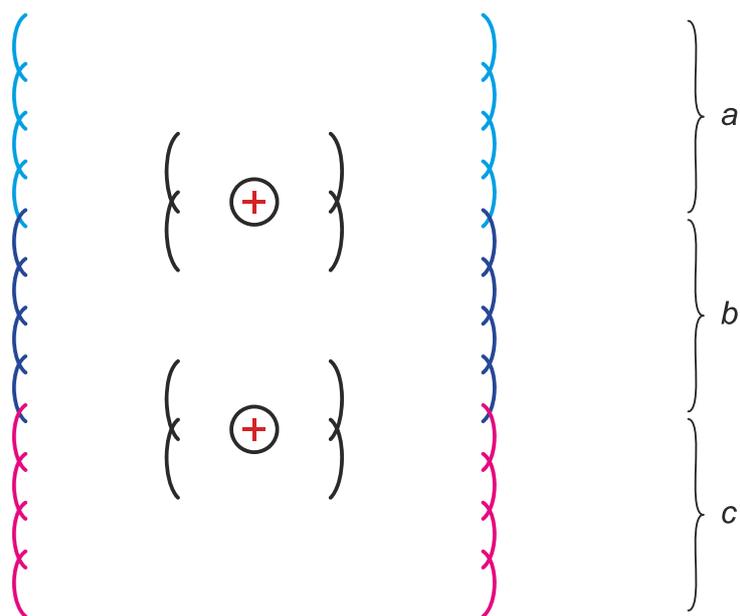


Рис. 9.5. Молекула кислорода

пары, любые соседние пары электронов также связаны друг с другом, образуя единую цепь. Силы, связывающие электроны и атомы в молекуле, описаны выше, а их механизм показан на рисунках 9.1а и 9.2. Этот механизм лежит в основе формирования не только электронных оболочек, но и неполярных молекул, в частности водорода и кислорода, Этот механизм связи известен под названием ковалентной связи.

9.6. Электронная пара и сверхпроводимость

Как мы видели, если внутрь электрона поместить положительно заряженное ядро, то электрон резко увеличивает свои размеры. При этом соотношение относительных размеров ядра электрона не остается постоянным. По этой причине электрон, увеличиваясь до определенной величины, затем прекращает свое увеличение. Такие электроны стремятся, как показано выше, объединиться в пары.

Подобное явление может происходить и со свободными электронами в металлах, как это показано на рисунках 9.6а и 9.6b. Рисунки *a* и *b* отличаются только направлением магнитных моментов в паре, образование таких пар равновероятно.

Будем считать, что при образовании электронной пары в металле размер ядра электрона больше или много больше периода решетки металла. Тогда ионы решетки будут расположены не только

снаружи ядра, но и внутри него. Внутренняя область окажется заряженной положительно, поскольку часть отрицательного заряда перешла из внутренней области в стенку ядра электрона. Поскольку ионы во внутренней области ядра расположены к внутренней положительно заряженной поверхности стенки ядра ближе, чем к внешней отрицательно заряженной поверхности стенки, то суммарная сила, действующая на стенку, будет направлена наружу, и размер электрона будет увеличиваться до тех пор, пока силы, действующие на внутреннюю и внешнюю поверхности, не сравняются.

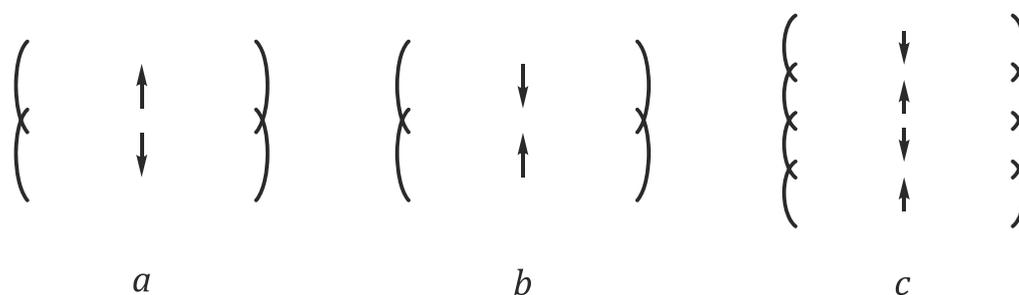


Рис. 9.6. Электронные пары в металлах

Стрелками \uparrow обозначено направление магнитных моментов электронов.

Кроме того, нельзя исключать и другие механизмы воздействия ионной решетки на электронную пару. Объем, занимаемый электронной парой, лишь в среднем является электрически нейтральным, в различных его частях существуют локальные электрические поля, действующие на стенку ядра непосредственно или косвенно благодаря деформации ионной решетки. Ограничимся лишь такой общей характеристикой этих механизмов воздействия ионной решетки, несмотря на их возможную важность.

Электронные пары могут объединяться в более сложную конструкцию, как это показано на рисунке 9.6с. Здесь объединены две пары, но, как и в электронных оболочках атомов, два средних электрона также образуют пару. Однако связь в этой внутренней паре оказывается менее прочной, чем в изолированной паре из-за влияния внешних электронов. Иными словами, энергия связи между парами электронов меньше энергии связи внутри отдельной изолированной пары. Это приводит к тому, что объединение пар между собой, как это

изображено на рисунке 9.6с, возможно только при очень низких температурах и не для всех металлов и сплавов. При дальнейшем даже относительно небольшом понижении температуры электронная цепь, изображенная на рисунке 9.6с, может неограниченно наращиваться с обоих концов цепи, так как влияние дополнительных внешних электронов резко падает из-за увеличения расстояния. К тому же разнонаправленные магнитные поля дальних электронов почти полностью компенсируют друг друга.

Эти цепи могут достигать концов металлического проводника, включенного в электрическую цепь, или замкнуться сами на себя в виде кольцевых структур, что имеет место для кольцевых замкнутых проводников, как это изображено на рисунке 9.7.

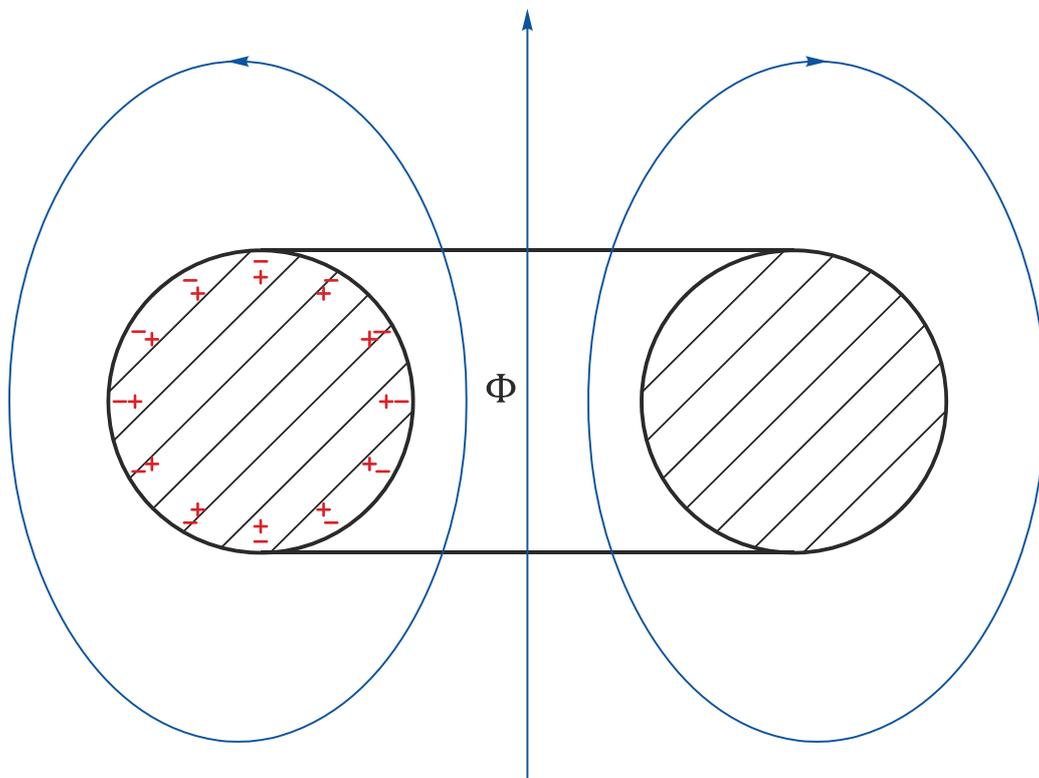


Рис. 9.7. Сверхпроводящий тороид

Границы зерна при образовании длинных электронных цепей расширятся до границ проводника. Это связано с тем, что если силы взаимодействия зарядов для изолированной электронной пары с очень грубым приближением пропорциональны $\sim 1/r^2$, как для точечных зарядов, то при связывании электронных пар в цепь силы

пропорциональны $\sim 1/r$, как для линейных зарядов. Здесь под r подразумевается расстояние между зарядами. При этом на поверхности проводника, как это показано для левого сечения тороида на рисунке 9.7, образуется стенка вихря и двойной электрический слой. В отличие от одиночного электрона, магнитное поле равно нулю, так как поля встречно направленных электронов компенсируют друг друга. В то же время, в соответствии с релятивистским принципом суперпозиции, электрические заряды, принадлежащие различным электронам, суммируются, образуя двойной электрический слой.

При этом существенно, что связанные заряды, как и заряды в пределах внешней поверхности стенки ядра отдельного электрона, являются свободными в пределах этой поверхности ядра. В стенке ядра электрона заряды, связанные с электрическими линиями, движутся под воздействием магнитного поля электрона вместе с электрическим полем. В отличие от этого, в стенке в нашем металлическом проводнике магнитное поле отсутствует, поэтому в исходном состоянии заряды неподвижны. Однако если мы внесем проводник во внешнее магнитное поле, то заряды придут в движение, и на поверхности проводника возникнут токи. Эти токи, как и у всякого проводника, будут препятствовать изменению магнитного потока.

Воспользуемся общим выражением для плотности тока:

$$\mathbf{i} = \rho_e \mathbf{V}_e, \quad (9.1)$$

где \mathbf{i} – плотность тока, ρ_e – плотность электрических зарядов, \mathbf{V}_e – скорость зарядов, равная скорости электрического поля.

Подставляя в (9.1) величину ρ_e из (7.1) [4] и величину \mathbf{V}_e из (2.8) [5], получим выражение для токов связанных зарядов:

$$\mathbf{i} = \frac{[\mathbf{E}\mathbf{H}]}{E^2} \operatorname{div} \mathbf{E}. \quad (9.2)$$

Здесь \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля, \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля.

Здесь также учтено, что $\varepsilon_0 c^2 \mathbf{B} = \mathbf{H}$, где ε_0 и c – соответственно электрическая постоянная и скорость света. В знаменателе (9.2)

опущен знак перпендикулярности, поскольку в рассматриваемом случае электрическое поле и его скорость всегда перпендикулярны.

Обратим внимание, что числитель (9.2) есть не что иное, как вектор Пойнтинга. Таким образом, токи, вызванные внесением нашего металлического проводника в магнитное поле, связаны с переносом энергии.

Как известно из теории электродинамики, переменное магнитное поле достаточной частоты не может проникнуть внутрь полого металлического тела. Причем важна именно поверхностная проводимость, в тонкой стенке тела токи, перпендикулярные ей, отсутствуют. Это свойство проводящих тел с высокой проводимостью используется, как известно, при изготовлении электромагнитных экранов. Нижняя частота определяется, при прочих равных условиях, проводимостью материала. При возрастании проводимости до бесконечности частота экранируемого поля уменьшается до нуля, т.е. внутрь такого экрана не может проникнуть даже постоянное магнитное поле.

Именно такими свойствами обладает рассматриваемое нами металлическое тело. Поверхностный слой этого тела обладает сверхпроводящими свойствами. Ведь токи в его поверхностном слое, как следует из (9.2), не связаны с движением свободных дискретных зарядов, электронов или ионов. Движение связанных зарядов в пределах поверхностного слоя происходит без энергетических потерь, т.е. поверхностное сопротивление равно нулю со всеми вытекающими отсюда последствиями.

При подключении сверхпроводника к источнику тока с помощью обычных проводников ток по сверхпроводнику течет в виде связанных вместе электрического поля и зарядов, положительных и отрицательных. Отрицательные заряды, однако, при этом преобладают, как на стенке керна электрона и, таким образом, в целом переносится отрицательный заряд. На конце сверхпроводника, подключенном к положительному полюсу источника тока, из этого электрического поля, включая сопряженные с ним положительные и отрицательные заряды, выделяются электроны. Соответственно, на отрицательном полюсе свободные электроны поглощаются общей электронной цепью.

Если замкнутый в виде тороида сверхпроводник поместить при переводе в сверхпроводящее состояние в магнитное поле, то в

сверхпроводящем состоянии магнитный поток Φ (см. рис. 9.7) будет сохраняться неограниченно долго. Электронная цепь при этом замкнута в кольцо. Обращает на себя внимание, что схематично такой сверхпроводящий магнит напоминает ядро электрона, к тому же магнитный поток магнита квантуется и кратен магнитному потоку электрона. У нас нет объяснения этой квантуемости магнитного потока.

Помимо свободных электронов в металлах, объединяться в цепи при очень низкой температуре могут электронные пары, образующие электронную оболочку атомов гелия. Эти пары образуют цепь в виде трубки, по-видимому, достаточно малых поперечных размеров, изолирующей ядра гелия от внешних атомов. Внутри трубки образуется однородное или строго периодическое поле. В таких условиях при синхронном движении ядер внутри трубки они не испытывают никакого сопротивления. Это явление имеет название сверхтекучести. Вместе с ядрами должно перемещаться электрическое поле с сопряженными положительными и отрицательными связанными зарядами, как и в электронной цепи сверхпроводника. Так же, как в сверхпроводнике на концах цепи происходит поглощение и выделение электронов, в цепи из атомов гелия происходит поглощение и выделение атомов гелия. При замкнутой в кольцо цепью возможна неограниченно долгая циркуляция атомов (ядер) гелия по кольцу.

9.7. Заключение

В настоящей работе рассмотрен механизм взаимодействия электронов. Показано, что взаимодействие обусловлено противодействием двух сил: электрических сил отталкивания и более слабых магнитных сил притяжения. В работе рассмотрены условия возникновения метастабильного состояния, при котором образуются достаточно устойчивые связи двух электронов и более длинных цепей из нескольких или многих электронов. В частности, рассмотрены радиальные и осевые силы и показано, что последние приводят к образованию электронных пар с разнонаправленными спинами. Эти пары являются основой при формировании электронных оболочек атомов и образовании ковалентных связей в неполярных молекулах.

Отмечается, что силы притяжения при противоположно направленных магнитных моментах могут существовать и в лабораторных условиях при их моделировании с помощью катушек с током.

Заметим также, что электроны в паре находятся в одних и тех же условиях, перекрываясь лишь частично, и имеют все одинаковые физические характеристики, за исключением противоположно направленных спинов. Это находится в полном согласии с принципом Паули.

Свободные электроны в металлах под воздействием кристаллической ионной решетки также могут объединяться в пары, которые в этом случае носят название куперовской электронной пары. Образование цепей электронов (электронных пар) лежит в основе явления сверхпроводимости. Электроны в такой цепи полностью обобществлены, при протекании электрического тока по цепи нет перемещения отдельных электронов, двигается лишь электрическое поле в стенке цепи, образованной стенками кернов отдельных электронов. При таком движении невозможна передача энергии от электрического поля атомам решетки, так как все поля в любой момент времени остаются неизменными по величине. Электрический ток в сверхпроводнике ток возникает только при воздействии внешнего магнитного поля, так как в противном случае вектор Пойнтинга в стенке цепи равен нулю (все магнитные поля электронов взаимно скомпенсированы). Электронные цепи могут занимать весь объем сверхпроводника либо, в случае сверхпроводников II рода, часть его объема.

Аналогичные цепи образуют при сверхнизких температурах и атомы гелия, однако диаметр цепи в этом случае соизмерим, по видимому, с диаметром электронной оболочки гелия. Находящиеся внутри цепи ядра гелия оказываются изолированными от внешних атомов и друг от друга и могут скользить вдоль цепи без потерь энергии, образуя фазу гелий II. Внешние по отношению к цепи атомы образуют обычную не сверхтекучую фазу гелий I.

Целью настоящей главы было не открытие новых явлений и закономерностей, они давно известны и объяснены с квантовомеханических позиций. Нашей же целью было объяснить те

же явления с неквантовых позиций, с позиций теории движения электромагнитного поля.

Выводы

1. Рассмотрен случай взаимодействия двух электронов с антипараллельными спинами. Показано, что при осевом положении электронов и достаточном их сближении образуются потенциальные ямы, при попадании в которые электроны могут образовывать в той или иной степени устойчивые пары.

2. Радиальное взаимодействие, по всей вероятности, ответственно за сильное взаимодействие внутри адронов (барионов и мезонов) и нуклонов внутри атомного ядра и не проявляется при взаимодействии электронов.

3. При внесении внутрь электрона положительного заряда, атомного иона, электрон резко увеличивает свои размеры. Это относится к электронным оболочкам атомов и к свободным электронам металлов при низких температурах, когда электроны образуют пары, а роль внедренных зарядов играют ионы атомной решетки металла.

4. При осевом положении электронов с параллельными спинами электроны находятся в состоянии устойчивого углового равновесия. При уменьшении расстояния между электронами суммарная энергия электронов достигает минимума, и электроны могут образовать пару несмотря на то, что их спины параллельны. Поскольку минимум очень мелкий, то эти пары могут существовать только при сверхнизких температурах и лишь для некоторых материалов. По-видимому, этот случай реализуется для рутената стронция.

5. Рассмотрены условия угловой устойчивости в электронной паре. Показано, что электроны в электронной паре с противоположно направленными спинами находятся в положении устойчивого углового равновесия, но возможно образование метастабильного состояния электронов и в паре с параллельными спинами.

6. Показано, что электронные пары лежат в основе ковалентной связи. Нарастиваясь в цепи, они образуют электронные оболочки атомов. Не до конца заполненные внешние оболочки атомов могут объединяться, образуя неполярные молекулы, при этом внешние оболочки атомов образуют единую цепь, полностью заполняя за счет общих электронов оболочки обоих атомов.

7. Свободные электроны в некоторых металлах и сплавах под действием ионов решетки могут образовывать куперовские электронные пары, которые, в свою очередь, при достаточном охлаждении объединяются и образуют электронные цепи. Стенки этих цепей фактически являются стенками кернов электронов и обладают свойствами сверхпроводимости.

8. Атомные оболочки гелия при сверхнизких температурах также объединяются в цепи с меньшими, однако, поперечными размерами. Ядра атомов внутри цепи оказываются изолированными и обладают благодаря этому свойством сверхтекучести.

Список литературы

1. Л.Н. Войцехович, Теория движения электромагнитного поля, с. 3. 6. Электрон, 2, (2013), www.science.by/electromagnetism/rem6rus.pdf.
2. Julien Garaud, Daniel F. Agterberg, Egor Babaev. Vortex coalescence and type-1.5 superconductivity in Sr_2RuO_4 , *Phys. Rev. B* 86, 060513(R) (2012).
3. Л.Н. Войцехович, Теория движения электромагнитного поля. 8. КERN электрона, 2, (2013), с. 36. www.science.by/electromagnetism/rem8rus.pdf.
4. Л.Н. Войцехович, Теория движения электромагнитного поля. 7. Электромагнитное поле и заряды, 2, (2013), с. 25. www.science.by/electromagnetism/rem7rus.pdf.
5. Л.Н. Войцехович, Теория движения электромагнитного поля. 2. Принцип движения компонент электромагнитного поля, 1, (2013), с. 12. www.science.by/electromagnetism/rem2rus.pdf.

Статья опубликована на сайте журнала РЭМ
29 января 2014 г.