

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НАНОТЕХНОЛОГИИ КОМНАТНОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Щербатский Виктор Борисович

канд.техн.наук, Региональный центр новых информационных технологий Уральского государственного технического университета (ГОУ ВПО “УГТУ-УПИ”) г. Екатеринбург,

Якушина Евгения Валерьевна

программист, Региональный центр новых информационных технологий Уральского государственного технического университета (ГОУ ВПО “УГТУ-УПИ”) г. Екатеринбург,

Кормышев Валентин Михайлович

канд.техн.наук, Региональный центр новых информационных технологий Уральского государственного технического университета (ГОУ ВПО “УГТУ-УПИ”) г. Екатеринбург.

Реферат

Разработаны физические основы нанотехнологии комнатнотемпературных сверхпроводников с применением фундаментальных свойств новой квантовой частицы – мультиэлектрона. Физические основы соответствуют современным требованиям, обобщают известные экспериментальные результаты и теории, позволяют получить комнатнотемпературный сверхпроводник с заданными свойствами.

Введение

Возможность существования сверхпроводимости при комнатной температуре и выше обосновали лауреат Нобелевской премии В.Л.Гинзбург [1] и У. Литтл [2]. Ими показано, что одной из самых важных проблем в области нанотехнологии является создание комнатнотемпературных сверхпроводников (КТСП) [3]. Нанотехнология КТСП позволяет, в принципе, конструировать искусственные слоистые сверхпроводниковые наноструктуры, нанося атомные слои не только из тех материалов, у которых параметры кристаллической решетки близки друг к другу (как требуется для полупроводниковых структур). При нанотехнологии можно использовать гораздо большее разнообразие проводников и диэлектриков, нанося их монослои с атомной точностью для создания искусственных электронного и фононного спектров, необходимых для КТСП. Именно это позволяет сделать исследования и производство сверхпроводящих материалов неким “полигоном” для отработки нанотехнологических методов для сильнокоррелированных структур. Поэтому, создание КТСП - это, в значительной мере, нанотехнологическая проблема и, на наш взгляд, одна из важнейших.

После открытия в 1986г. за рубежом высокотемпературной сверхпроводимости, созданием КТСП в России занимаются 45 организаций и фирм, но результаты у них отсутствуют, так как физический механизм этого явления неизвестен, а официальная теория сверхпроводимости БКШ (Бардина-Шриффера - Купера) не может ответить на вопрос, каким должен быть КТСП.

Нобелевский лауреат в области сверхпроводимости Э. Леггетт [4], опираясь на твердо установленные экспериментальные факты, сформулировал основные требования, которым должны соответствовать современные физические основы сверхпроводимости (СП):

- 1- использовать заряд носителя тока $-2e$;
- 2- учитывать спин носителя, равный 0 (синглетное состояние);
- 3- объяснить, почему именно в купратах (CuO_2) наблюдается высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП);
- 4- объяснить относительную независимость формирования эффекта ВТСП в смежных слоях купратов;
- 5- установить причину различия в изотопическом эффекте для химических элементов, являющихся низкотемпературными сверхпроводниками (НТСП);
- 6- объяснить эффект сверхпроводимости для d-электронов;
- 7- объяснить наблюдаемые размеры носителей тока в пределах 1..3 нм.;
- 8- выяснить причины возникновения и роль псевдощели в ВТСП, а также взаимодействие электронов в обращенном состоянии с различными спинами.

Все объяснения должны быть даны с единой точки зрения и в итоге необходимо ответить на главный вопрос, какую структуру должен иметь сверхпроводник при комнатной температуре.

Разработанные и изложенные ниже физические основы СП соответствуют вышеперечисленным требованиям.

Метод изучения ВТСП на основе искусственного интеллекта

Новые возможности в установлении природы СП предоставляют информационные технологии на основе искусственного интеллекта в виде нейронных сетей. Авторами предложено использовать аналогию между структурами электронных оболочек Периодической системы элементов и человеческого мозга. Известно, что мозг представляет собой разветвленную сеть, состоящую из нейронов. Периодические свойства элементов в системе Д.И. Менделеева и ассоциативные свойства нейронов в сети обеспечиваются, в том и другом случае, квантовыми эффектами. Моделирование структуры мозга в настоящее время хорошо изучено и доведено до уровня вычислительных программ. Например, многослойная компьютерная модель персептрона способна описать периодические нелинейные зависимости между свойствами элементов практически с любой заданной степенью точности [5]. В случае наличия в Периодической системе «генетической» информации об элементах, ответственных за СП, обученная нейронная сеть позволяет их выявить и определить необходимые свойства.

Поэтому созданию физических основ СП предшествовало изучение Периодической системы указанным методом. Прежде всего, была установлена целесообразность представления периодических свойств в виде суперматрицы 8- и 10- кратных размеров с выделением особой роли четных элементов [6]. Затем, проверили надежность метода путем определения физико-химических свойств новых химических элементов. Предсказанные нейросетью свойства для элемента № 112 (февраль 2005г.) совпали с его реальными свойствами, установленными позже экспериментально (май 2006г.) [7]. После проверки надежности, нейронная сеть (рис.1) была применена для расчета влияния на температуру сверхпроводящего перехода (T_c) электронных плотностей вероятности в виде волновых функций валентных электронов химических элементов [8].

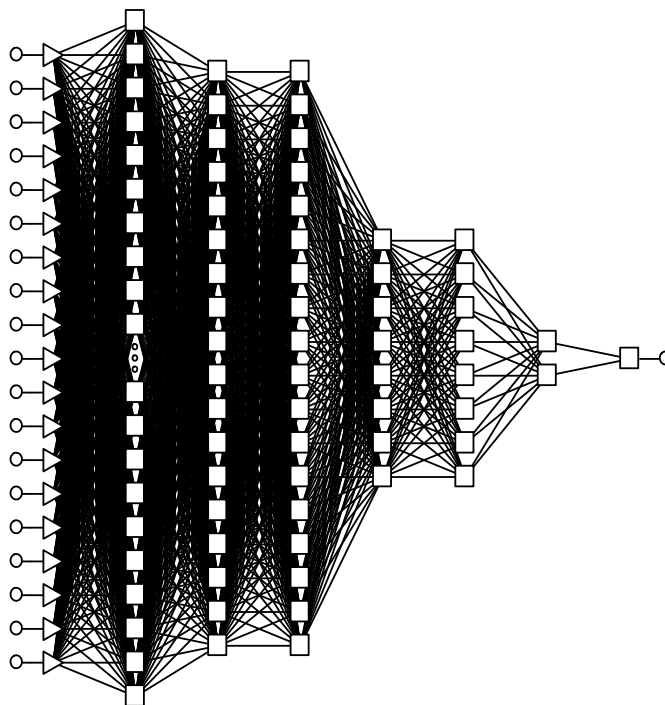
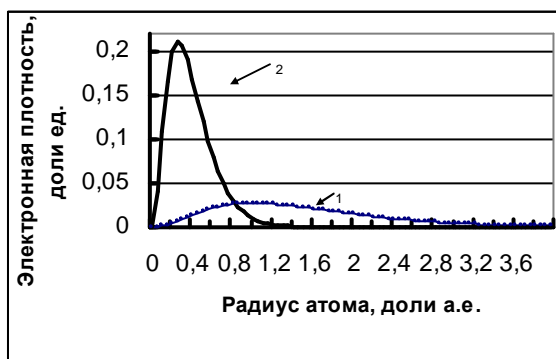


Рис.1. Искусственная Нейронная сеть, созданная для изучения ВТСП со структурой, аналогичной структуре электронных оболочек и функциями активации нейронов в виде волновых функций валентных электронов химических элементов.

Выявлена уникальность их волновых свойств, проявляющаяся в виде высокой и сосредоточенной в области малых размеров электронной плотности (рис.2). Было определено, что переход химических элементов в сверхпроводящее состояние сопровождается появлением качественно новой самостоятельной частицы, образующейся при взаимодействии двух и более валентных электронов.



а)



б)

Рис.2. Волновая функция (2)- (а) и экспериментальная карта деформационной электронной плотности (б) новой квантовой частицы – мультиэлектрона [9].(1)-(а) волновая функция атома водорода приведена для сравнения размеров.

Поскольку известные электронные образования типа “куперовская пара”, “экситон”, “полярон” и т.п. в данном случае не соответствовали найденной волновой функции, то эту частицу авторы назвали мультиэлектроном (me).

Предполагаемые причины образования мультиэлектрона

Большие возможности в изучении взаимодействия валентных электронов в твердом теле при СП предоставляет современная прецизионная рентгеновская томография [9]. Однако методика обработки экспериментальных карт деформационной электронной плотности в настоящее время не является совершенной. Как правило, ограничиваются определением координат характерных областей перетекания электронных зарядов с валентных оболочек атомов и зон повышенной электронной плотности, характерных для пар электронов ковалентной химической связи.

В настоящей работе, с целью уточнения физического механизма взаимодействия валентных электронов в кристаллах при СП, применили дополнительные методы обработки экспериментальных данных (рис.3).

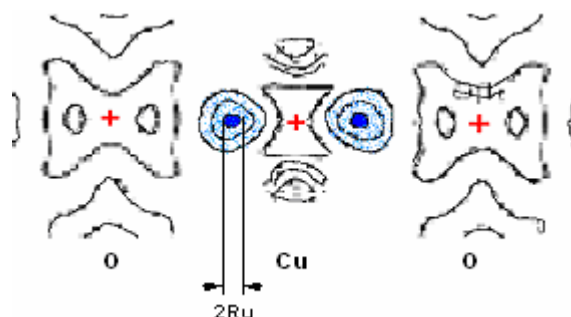


Рис. 3. Карта деформационной электронной плотности ВТСП [9] $(Nd, Ce)_2CuO_{4-\delta}$ ($T_c = 23K$): + - центры атомов, ● - мультиэлектрон, R_u – радиус обменного взаимодействия.

Так, по координатам линий равной электронной плотности рассчитали вектор $\text{rot } F(r)$, характеризующий закрученность орбиталей электронов в области повышенной электронной плотности вероятности, возникающей из-за наложения волновых функций частиц. Определили, что ковалентная электронная пара испытывает в этой области собственное вращение по закону $F(r) = \omega \times R_u$, около общего центра с угловой скоростью ω и классическим радиусом $R_u = 6..8$ пм (см. рис.3).

Далее, используя из квантовой механики понятие приведенной массы ($m_{me} = 0,5 \cdot m_e$), установили, что связанные электроны при своем вращении образуют простейшую водородоподобную систему (мультиэлектрон) с характерным обратным энергетическим спектром в оптической области:

$$E_{me}(n) = 2Ry + E_{св}/n^2, \quad n = 1, 2, 3, 4, 5, 6,$$

где $E_{св}$ – энергия связи мультиэлектрона;

Ry – постоянная Ридберга;

n – главное квантовое число.

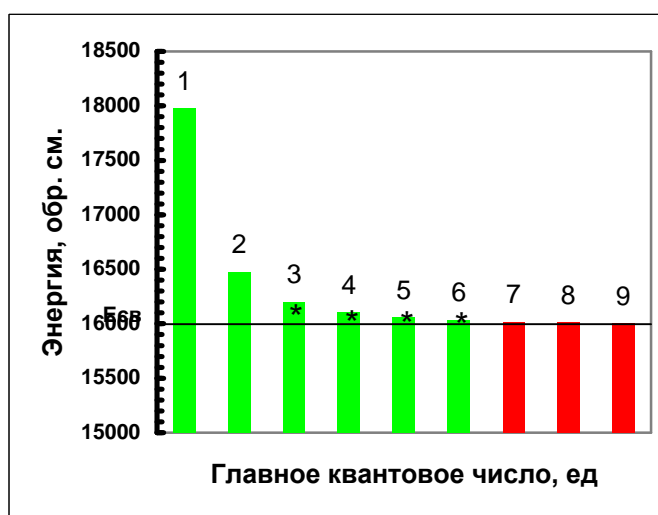


Рис.4. Энергетический спектр мультиэлектрона:

* - экспериментальные значения энергии по данным [10].

Для оценки достоверности выводов произвели сопоставление расчетов с экспериментальными данными Е.Ф. Гросса [10], установленными для аналогичной частицы (биэлектрона) с приведенной массой $0,6 \cdot m_e$ (рис.4). Получили совпадение расчетных значений энергии с экспериментальными величинами, для четырех квантовых чисел $n = 3, 4, 5, 6$ с относительной ошибкой 6,5%.

Расхождение объяснили возможностью нахождения валентных электронов в различных состояниях (s-, p-, d-, f-) при образовании мультиэлектрона.

Таким образом, полученные результаты позволили установить, что при взаимодействии валентных электронов в кристаллах их кинетическая энергия при движении может переходить в энергию взаимного вращения вокруг общей оси. Этот процесс сопровождается исчезновением момента импульса электронов относительно кристаллической решетки. Так как мультиэлектрон

имеет отрицательный заряд $2e$ и малые размеры, то при нахождении в зоне проводимости и движении в электрическом поле, он не испытывает теплового сопротивления со стороны решетки и поэтому является носителем тока при сверхпроводимости.

Особое внимание обратили на полученную с помощью нейронной сети и карт электронной плотности величину радиуса обменного взаимодействия R_u . Его среднее значение, равное **7,48 пм** оказалось в 7,1 раз меньше радиуса Бора для атома водорода (52,9 пм). На таком коротком расстоянии потенциал кулоновского отталкивания для электронов, определенный с учетом квантования их орбиталей, составляет ~ 2900 эв. Эта величина в 10^3 превышает значение энергии ковалентной связи и поэтому не может быть скомпенсирована только электромагнитным взаимодействием частиц. Для объяснения сил притяжения между валентными электронами в мультиэлектроне применили аналогию между зарядонезависимым взаимодействием электронов (e^-) в поле атома и короткодействующим мезонным обменом между нуклонами в модели атомного ядра Х. Юкавы [11].

Мезонная теория основывается на закономерности между радиусом взаимодействия частиц (R_u) и массой обменной частицы (m_x) в виде $R_u = \hbar/(c \cdot m_x)$ (рис.5). Создавая теорию, Юкава знал значение R_u , равное размеру ядра атома (10^{-13} см), что позволило ему определить массу новой частицы – π^0 – мезона и рассчитать обменный процесс в ядре. Сама частица, как теперь известно, была обнаружена значительно позднее.

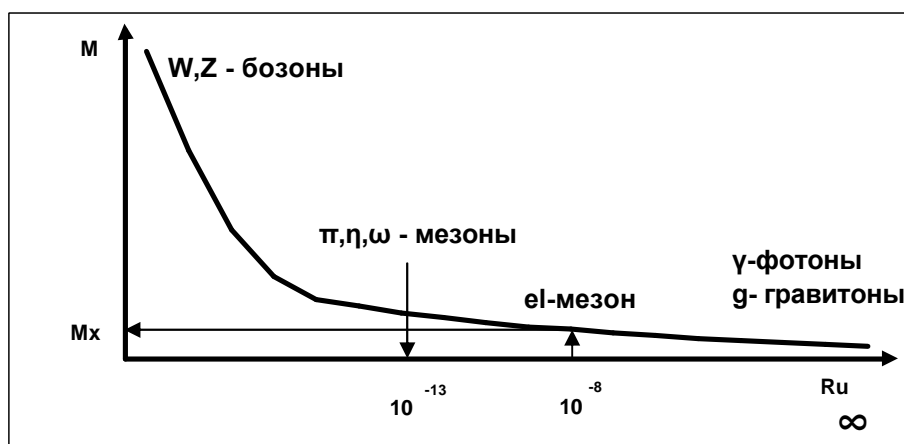


Рис.5. Изменение массы носителей обменного взаимодействия между частицами в зависимости от расстояния (см).

При разработке физических основ СП применили данный подход Юкавы для определения характеристик предполагаемой виртуальной частицы (eI-мезона), которой могут обмениваться между собой e^- в связанном состоянии. Для найденного $R_u = 7,48$ пм. рассчитали параметры eI-мезона по формулам Юкавы [11]: ($m_x = 26,329$ Кэв (5,1% от m_e -массы e^-), спин 0, заряд 0, время взаимодействия (жизни) $\tau = 2,3 \cdot 10^{-20}$ сек). Таким образом, eI-мезон занимает по массе промежуточное место между известными частицами: π^0 -мезоном и фотоном и согласно классификации частиц является псевдоголдстоуновским бозоном (глюболом) [12].

Ввиду малого времени жизни e^- -мезон, так же как и π^0 -мезон, может распадаться по каналу $e^- \rightarrow 2\gamma$. Обнаружение γ – квантов столь низкой энергии является предметом специальных экспериментов с низкофоновыми измерениями. Такие измерения были выполнены ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН в энергетическом спектре фотонов и электронов, возникающих при распаде ядра ^{125m}Te [13]. Полученные значения энергии $2\gamma \sim 22,1$ Кэв, подтвердили вероятность существования сверхлегких скалярных глоболов, которые могут быть переносчиками в поле атома юкавского взаимодействия между электронами.

Согласно современным представлениям квантовой хромодинамики (КХД) обменное взаимодействие Юкавы относится к остаточным от сильного. Сильное взаимодействие, в свою очередь, осуществляется через обмен между кварками и глюонами, несущими цветовой заряд. Считается, что электроны, являющиеся лептонами, не имеют цветового заряда и не участвуют в сильном взаимодействии. Это мнение основывается на **законе сохранения лептонного числа** в процессах взаимодействия элементарных частиц. Однако с теоретической точки зрения нет специальных оснований считать данный закон абсолютно строгим [12]. Например, в *модели объединения фундаментальных взаимодействий* Пати – Салама этот закон нарушен и для электронов лептонное число по смыслу является характеристикой четвертого (белого) цветового заряда [14]. Известно, что для цветного взаимодействия характерно явление конфайнмента, обеспечивающего удержание частиц в своеобразном “квантовом мешке”. В нашем случае, для электронов, особенности конфайнмента изображены на рис.6.

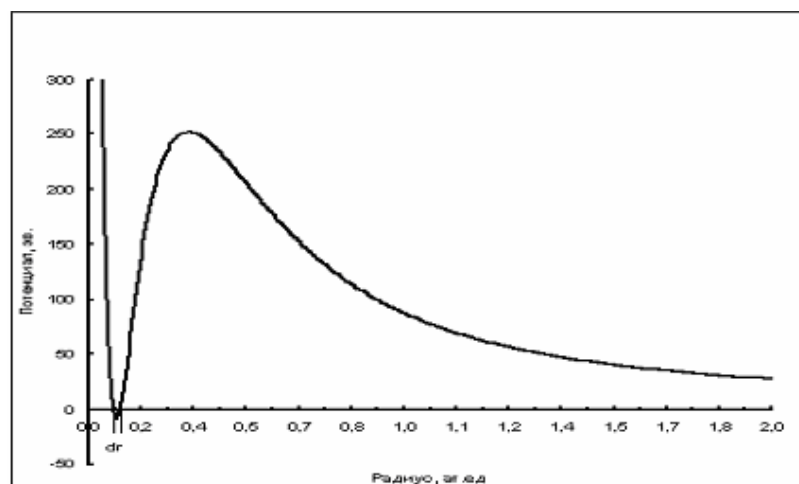


Рис.6. Электронный конфайнмент: dr – протяженность “квантового мешка”.

Данная зависимость описывает потенциальную яму с барьером. Обращает внимание чрезвычайно узкая ширина “квантового мешка” ($dr=0,29$ пм), по сравнению с размерами атома и высокий потенциальный барьер (~ 250 эВ), по сравнению с энергией связи. Эти особенности объясняются малой массой

электронов и обменных частиц и большими расстояниями. Это приводит к тому, что явление конфайнмента наблюдается только на электронных орбиталях вблизи атомов, где имеется возможность компенсации кулоновского барьера положительным зарядом ядра. Для свободных электронов, при их сближении, конфайнмент не наблюдается.

Фундаментальность электронного конфайнмента проявляется при взаимодействии электронов низких энергий (< 200 эВ) с веществом:

- в опытах Девиссона-Джермера по рассеиванию электронов;
- в механизме электронных резонансов (АИС) на электронных оболочках атомов, ионов и молекул;
- при спаривании электронов при образовании фермион-бозонных структур электронных оболочек атомов химических элементов;
- при образовании анионов, прилипанию электронов и эффекте Казимира;
- при возникновении лавинных процессов в полупроводниках и т.д.

Х. Юкава также неоднократно подчеркивал, что его обменное взаимодействие носит универсальный характер. Например, применяют потенциал Юкавы для расчета химической связи [15]. Электромагнитное взаимодействие также является частным случаем потенциала Юкавы при $m_\chi=0$. Приведем ряд известных физических эффектов и экспериментальных фактов, которые косвенно подтверждают, что возможно указанное взаимодействие между e^- :

-фотоэффект в He_4 , когда в начальный момент наблюдается вылет из атома связанной пары e^- , фиксируемой как me [16];

-эффект Рамзауэра, при котором наблюдается электронная “сверхпроводимость” в благородных газах [17]. Здесь возникновение и распад me происходит в поле нейтрального атома, в результате чего закон рассеивания e^- такой же, как и в случае резонансного рассеивания пучков тяжелых заряженных частиц – протонов, обменивающихся π -мезонами [18];

-наличие в кристалле BiI_3 биэлектрона Гросса, энергетический спектр которого является спектром me [10];

-зафиксированные локальные “пики” электронной концентрации (горячие точки особенностей ван Хова), возникающие на поверхности Ферми при СП и соответствующие месту расположения me в кристалле [19];

-обнаруженная избыточная электронная плотность в средней точке между двумя соседними атомами Si в направлении (111) в его кристаллической решетке и равная электронной плотности me . Избыток плотности вызван обменным взаимодействием двух валентных e^- с помощью третьей частицы при образовании ими ковалентной связи [20];

-наличие запрещенного рентгеновского отражения (222) в кристалле алмаза, указывающего на повышенную концентрацию e^- (0,4 электрона, что совпадает с

её приведенным значением для m_e), участвующих в ковалентной связи между соседними атомами [20].

Участие мультиэлектрона в химической ковалентной связи и транспорте тока при сверхпроводимости позволило установить аналогию в его расположении в кристаллах НТСП и ВТСП (рис. 7) и разработать общую модель для физических основ СП.

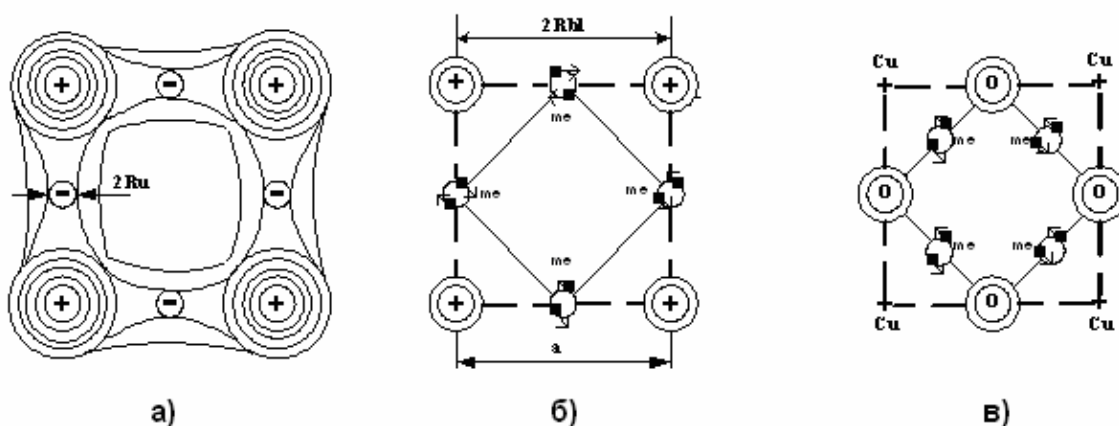


Рис 7. Аналогия в расположении мультиэлектрона в НТСП и ВТСП:
 а) определение радиуса Юкавы на основе рентгенограммы электронной плотности в решетке алмаза по данным [21];
 б) электронная подрешетка из m_e в простых НТСП;
 в) электронная подрешетка из m_e на примере купратов в ВТСП.

Установленное с помощью метода Юкавы значение R_u , было использовано в математической модели, являющейся составной частью физических основ СП.

Математическая модель ВТСП на основе мультиэлектрона

Физическая постановка и математическая формулировка задачи расчета СП выполнены упрощенными и идеализированными. Однако идеализация и упрощения являются общепринятыми и апробированными на практике, что позволяет с достаточной точностью выполнять необходимые инженерные расчеты T_c при разработке нанотехнологии.

Физическая постановка задачи. Приняли, что носителем заряда при СП является m_e , образующий простейшую водородоподобную систему из связанных e^- . Связанное состояние возникает при существенном сближении валентных e^- отдельных атомов как в случае образования ковалентной связи, так и при их движении на поверхности Ферми в ячейке кристалла (рис.8). Сближение происходит при охлаждении, когда расстояние между атомами уменьшается. Электроны рассмотрели с противоположно направленными спинами, когда, согласно принципу Паули, между ними возможно возникновение связанного состояния с общим спином равным нулю. Взаимодействие двух e^- осуществляется в результирующем поле сил,

определяемом одновременно потенциалами Юкавы и Кулона. Силы Кулона для e^- , имеющих одинаковый по знаку заряд, являются отталкивающими силами.

Приняли, что при образовании me кинетическая энергия составляющих e^- переходит во вращательную энергию вокруг их общей оси и компенсируется потенциальной энергией притяжения. Следовательно, по отношению к кристаллической решетке me имеет момент и спин, равные нулю, отрицательный заряд $2e^-$ и малые размеры. Если me не участвует в ковалентной связи и находится в зоне проводимости, то в электрическом поле он становится носителем тока, который при своем движении не испытывает рассеивания на решетке.

Таким образом, me представляет собой квантовую частицу в виде своеобразного “электронного иона”, который находится в состоянии электростатического равновесия с окружающими его электронами и атомами.

Требуется определить размеры me , его энергию связи (диссоциации), определяющую Tc и условия образования.

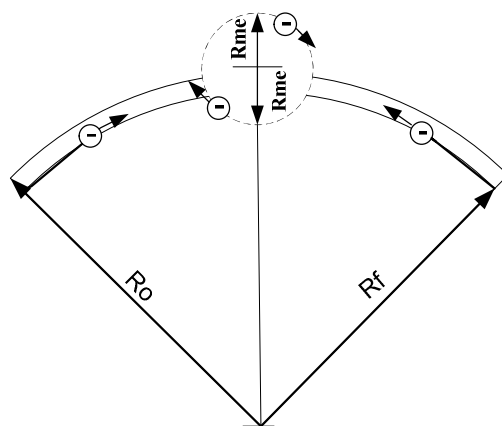


Рис.8. Образование мультиэлектрона вблизи поверхности Ферми (обозначения в тексте).

Математическая формулировка задачи. Условия образования и свойства мультиэлектрона описали следующими основными зависимостями

$$E_{\text{пост}} + E_{\text{кул}} + E_U + E_{\text{вращ}} + E_{\text{колеб}} + E_{\text{возмущ}} = E = -E_{\text{св}} ; \quad (1)$$

$$-Cu \frac{1}{Rme} \exp\left(-\frac{Rme}{Ru}\right) + \frac{2n^2 r_b}{Rme^2} + \frac{1}{Rme} = -E_{\text{св}} ; \quad (2)$$

$$-\frac{1}{Ro} + \frac{Rf}{Ro^2} = -E_{\text{св}} ; \quad (3)$$

$$\frac{k_b Tc K_u}{2Ry\alpha} = |-E_{\text{св}}| ; \quad Ro \leq r_b^* = \frac{e^2}{2E_u \epsilon^2} ; \quad (4)$$

$$\frac{dR}{da} = \frac{Rbl - Ro}{RblK_{mp} Tc^2 + RmeKme_{mp} Tc} = \exp(C_1 + C_2 \text{Ln}((RblK_{mp} Tc^2 + RmeK(me)_{mp} Tc)^{-1})) \quad (5)$$

и вспомогательными уравнениями:

$$-\frac{1}{Rbl} + \frac{Rf}{Rbl^2} = -E_{cb}(T_{пл}), \quad r_b = \frac{\epsilon \hbar^2}{m_{me} e^2}, \quad m_{me} = \frac{m_e m_e}{m_e + m_e}, \quad Rf = \frac{1}{\left(\sqrt[3]{3\pi^2 n_e}\right)}, \quad n_e = \frac{z N_a \rho}{M}, \quad (6)$$

$$K_{mp} = \frac{\gamma}{3B} \left(\frac{12\pi^4 N_a k_b}{5} \left(\frac{Tc}{\theta_D} \right)^3 + \frac{\pi^2 N_a k_b Tc}{T_f} \right), \quad \gamma = \frac{\pi^2 N_a k_b^2 z}{2E_f}. \quad (7)$$

Принятые обозначения: $E = -E_{cb}, E_{пост}, E_{колеб}, E_{кул}, E_u, E_{вращ}, E_{возмущ}, E_{и}$ – энергия связи, поступательная, колебательная, Кулона, Юкавы, вращательная и возмущения, ионизации соответственно; C_u -константа Юкавы; Rme – классический радиус m_e ; n – главное квантовое число m_e ; r_b, r_b^* – радиусы Бора для m_e и ионизации; Ro – радиус электростатического равновесия m_e в ячейке кристалла; Rf – радиус поверхности Ферми; Rbl – половина расстояния между ближайшими соседями; k_b – постоянная Больцмана; K_q – координационное число; α – постоянная Маделунга; Ry – постоянная Ридберга; a – постоянная решетки; $K_{тр}$ – коэффициент термического расширения решетки; $K_{me,тр}$ – коэффициент термического расширения m_e ; C_1, C_2 – коэффициенты адаптации модели; $T_{пл}$ – температура плавления кристалла; ϵ – диэлектрическая проницаемость; \hbar – постоянная Планка; e – заряд электрона; m_{me} – приведенная масса m_e ; m_e – масса электрона; n_e – электронная концентрация; z – валентность; N_a – число Авогадро; ρ – плотность; M – атомная масса; γ – коэффициент Грюнайзена; B – объемный модуль упругости; θ_D – температура Дебая; T_f, E_f – температура и энергия Ферми.

Особенности модели, базы исходных данных и решения

В рассмотренной физической постановке определяющим является компенсация кинетического момента e^- и электростатическое взаимодействие m_e , поэтому расчеты производили в упрощенном варианте, приняв в (1) $E_{пост} = E_{колеб} = E_{возмущ} = 0$ и при $n=1$. Уравнение (2) описывает конфайнмент (удержание) короткодействующими силами Юкавы электронов в m_e в зависимости от расстояния. Оно содержит дополнительный член, учитывающий квантование орбит по правилу Бора для атома водорода. Зависимость (3) отражает классическую ионную связь [20], возникающую из-за компромисса между кулоновской силой притяжения и силой отталкивания центрального поля, действующего на расстоянии Rf . Радиусы Rme и Ro являются равновесными, определяющими размеры и местоположение в решетке m_e для искомой $-E_{cb}$ и, согласно, (4) Tc . Условие $Ro \leq r_b^*$ определяет нахождение m_e в зоне проводимости. При $Ro = Rbl$ уравнение (3) переходит в зависимость (6) для ковалентной связи с энергией $-E_{cb}(T_{пл})$. Таким образом, ковалентная связь представляется как частный случай ионной связи с участием m_e . По известным для кристалла $-E_{cb}(T_{пл})$ и Rbl , находится соотношение K_q/α для m_e .

Эмпирическая зависимость (5) в относительной форме связывает параметры me с размерами кристаллической решетки при её термическом расширении.

Знаменатель (5) представляет линейную суперпозицию изменения размеров решетки и me . Коэффициенты C_1 и C_2 служат для адаптации модели к реальным условиям. Остальные уравнения соответствуют классическим представлениям свободного электронного газа Ферми и теории теплоемкости решетки по Дебаю. В итоге система трех основных уравнений (2), (3) и (5) содержит три неизвестных R_{me} , R_0 и T_c и, следовательно, имеет решение.

Использованная в расчетах база данных, содержала только общеизвестные и доступные сведения о физико-химических свойствах элементов и НТСП, приведенных в справочниках и учебных пособиях [22,23,24]. Численные значения были взяты “как есть”, без какой-либо подгонки под модель. Характеристики ВТСП соответствовали значениям, приведенным в [23, 25].

Численное значение константы Юкавы приняли такое же, как и для сильного взаимодействия нуклонов, с поправкой на расстояние из-за эффекта поляризации вакуума. $C_u=41,1$ показывает, во сколько раз силы Юкавы превышают силы Кулона на расстоянии конфайнмента электронов [17].

Решение системы уравнений производили численным методом с помощью компьютерной программы, составленной с использованием нейрорешателей ExNP, SNN 4.0F и процедур Excel.

Адаптация математической модели и проверка адекватности

Адаптацию провели путем определения C_1 и C_2 методом статистической обработки известных экспериментальных данных по НТСП и ВТСП, представленных в виде обобщающей зависимости (5). Результаты обработки приведены на рис. 9.

В итоге получены значения для $C_1= 0,507138219$ (с ошибкой 7,3%) и $C_2= 0,994150391$ (с ошибкой 0,5%). Показатель надежности адаптации в виде коэффициента корреляции для (5) составил $r = 0,9987$. Общая стандартная ошибка не превысила 23,2%, относительная - 17,7%. Поэтому был сделан вывод о достаточной степени адекватности разработанной математической модели СП и её пригодности для практического применения.

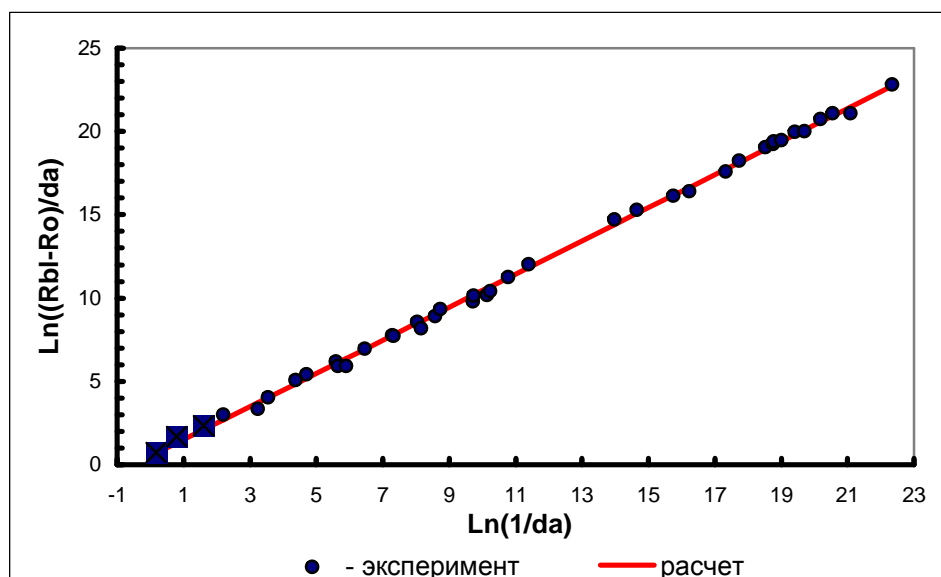


Рис.9. Обобщающая НТСП и ВТСП зависимость для адаптации и проверки адекватности математической модели m_e (квадратные точки - ВТСП, расположение точек соответствует ряду: $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ - $SrNdCuO_2$ - $Bi_2Sr_2LaCuO_6$ - La - Se - Bi - Pb - Ba - Cs - Hg - P - Tc - Nb - Te - In - Ga - Sn - Tl - Ge - Sb - Si - V - Ta - Ce - Th - Y - Al - Zn - Cd - Re - Os - Ru - As - Mo - Zr - Ti - Ir - Hf - Be - W).

Свойства мультиэлектрона и сравнение их с известными теориями сверхпроводимости

Основные параметры и энергетические характеристики мультиэлектрона приведены в таблице 1 и на рис.10. Максимальная величина энергии связи (глубина “потенциальной ямы”) для m_e достигает $\sim 8,8$ эв. Этой энергии достаточно для образования известных ковалентных связей в химических элементах и соединениях. В свободном состоянии m_e её значение ($E_{св} \sim 10^{-4}$ эв) мало и частица может находиться за пределами «потенциальной ямы» на значительном расстоянии в результате туннельного эффекта (рис. 11) (по аналогии с дейтроном). Для $T_c=300K$ расстояние, на котором имеет место туннельный эффект, равно 1,8 нм, а при $T_c=10K$ – 9,6 нм. При исследованиях ВТСП эти расстояния фиксируются как размеры частицы. Туннельный эффект ответственен за коллективные процессы в кристалле, возникающие при СП.

Изотопический эффект для m_e получается естественным образом, так как массовое число M входит в расчетные выражения (6). Это позволяет обобщить экспериментальные данные по изотопическому эффекту и объяснить причину различной чувствительности влияния M на T_c . Результаты такого обобщения показаны на рис.12. Они имеют коэффициент корреляции $r=0,948$ и стандартную ошибку 2,1%. Наглядно видно, что причиной неодинаковой чувствительности элементов к изотопическому эффекту является различное расположение в них m_e относительно поверхности Ферми, которое зависит от разности (R_o-R_f) (см.рис.8). В свою очередь, эта разность определяется индивидуальными для каждого элемента соотношением (K_v/α) и валентностью z .

Основные свойства мультиэлектрона

№ п/п	Параметр	Обозначение	Размерность	Значение
1	Приведенная масса	m_{me}	Ед. массы e	0,5
2	Заряд	e_{me}	Ед. заряда e	- 2
3	Спин	S	\hbar	0
4	Константа Юкавы	C_u	-	41,1
5	Радиус Юкавы	R_u	Ат.ед	0,141353
6	Масса обменной частицы	m_x	эв	26 329 ^{*)}
7	Радиус мультиэлектрона классический	R_{me}	Ат.ед.	0,13256609 ^{**)}
8	Энергия связи	$E_{св}$	эв	0,000294421 ^{**)}

*) - 0,051 от m_e ;

***) - средние величины для НТСП.

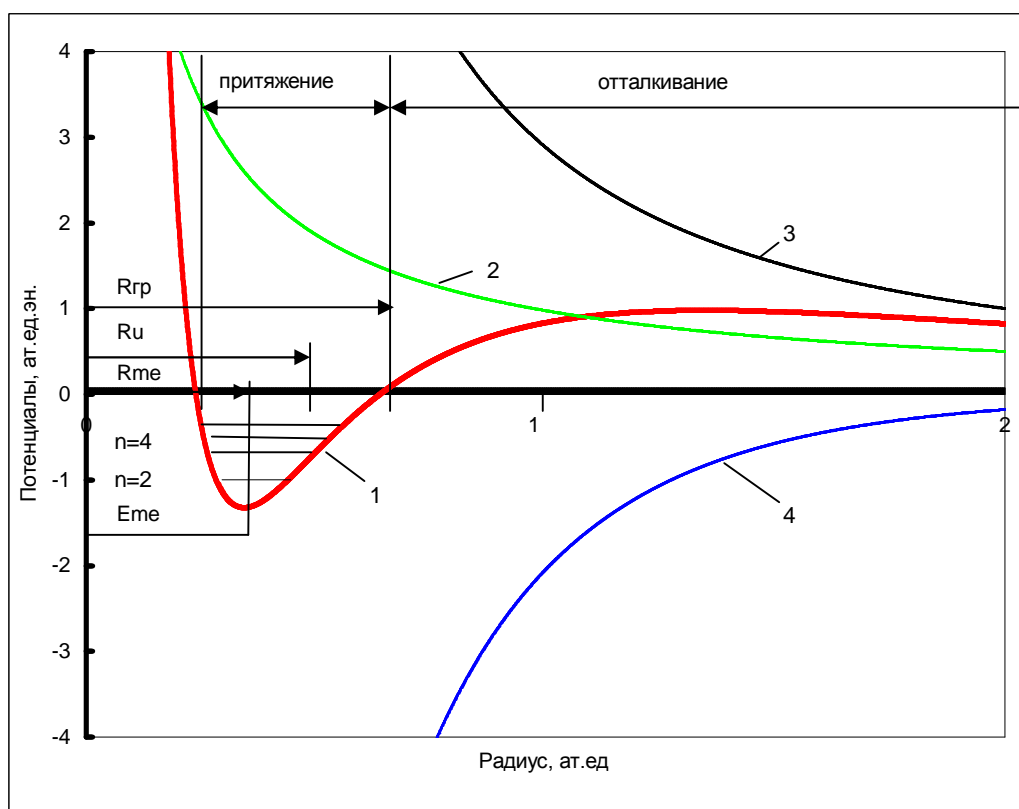


Рис.10. Энергетические зависимости для мультиэлектрона:
 1 – энергия m_e , 2- энергия Кулона, 3- добавка к закону Кулона, учитывающая квантование орбитали m_e ,
 4- энергия Юкавы, R_{rp} – граница притяжения и отталкивания ($E_{св}$ условно показана не в масштабе).

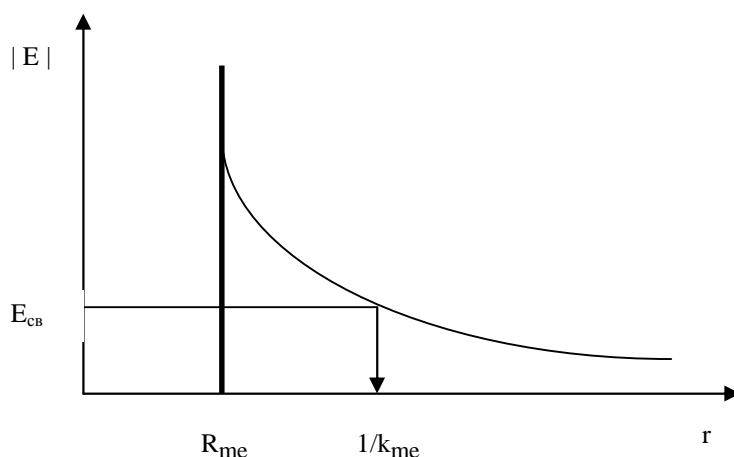


Рис.11. Зависимость между энергией (E) и расстоянием (r) для определения волнового вектора мультиэлектрона: R_{me} , k_{me} – радиус и волновой вектор me , соответственно; $1/k_{me}$ – расстояние, на котором происходит проникновение me сквозь потенциальный барьер путем туннельного эффекта.

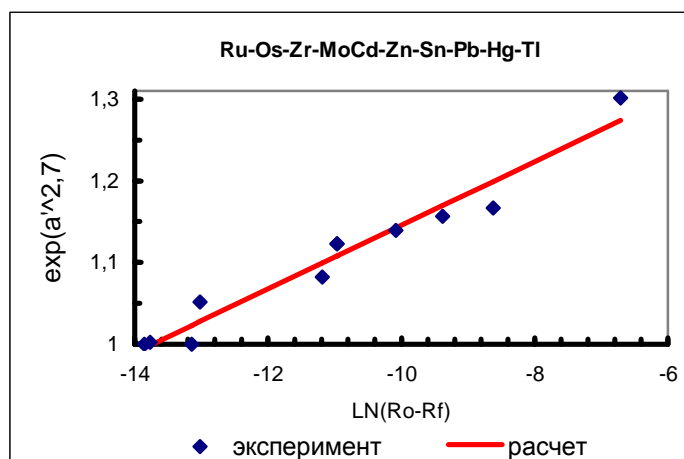


Рис.12. Изотопический эффект мультиэлектрона (параметр a' соответствует зависимости $M^{a'}Tc=const$, расположение экспериментальных точек соответствует ряду элементов, указанному сверху).

Влияние электронной концентрации на Tc показано на рис.13. Экстремальный характер зависимости определяется соотношением (Rf/Ro^2) , входящим в (3). При увеличении электронной концентрации $Rf \downarrow$, а $Ro \uparrow$. В итоге имеет место оптимальная закономерность для Tc , наблюдаемая на практике [25].

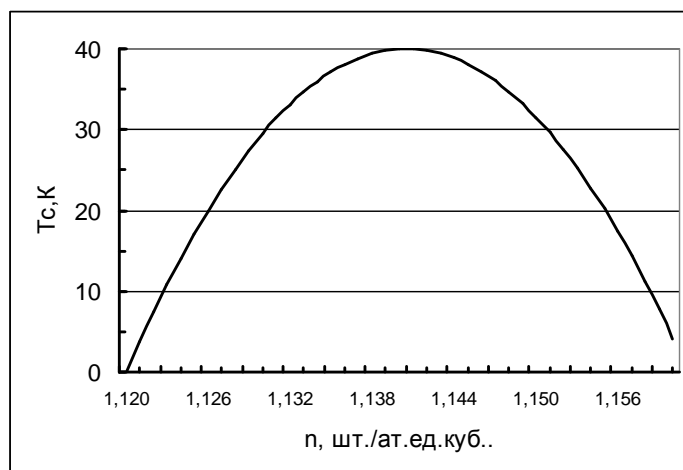


Рис.13. Расчетная зависимость T_c от электронной концентрации (n) для ВТСП $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) с $T_c=40$ К.

Аналогичным путем можно проследить зависимости для магнитного поля или других возмущающих воздействий, задав необходимое $E_{\text{возмущ}} \neq 0$.

Потенциал Юкавы не накладывает ограничений на количество взаимодействующих электронов и их тип (s- или d-электроны). Эти особенности можно учесть, заменив (2) уравнением Шредингера для распределения электронной плотности вероятности в ме.

Сравнение параметров ме с характеристиками общепринятых теорий СП позволило установить их взаимосвязь. Например, теория БКШ [24] для расчета размера энергетической щели СП применяет выражение:

$$\Delta = 1,76k_b T_c.$$

Сравнение данной формулы с (4) показывает, что эмпирическая характерная величина 1,76 – это не что иное, как соотношение (K_q/α) для ме. Усреднение всех известных НТСП и ВТСП дает $(K_q/\alpha)=1,9$. Следовательно, модель ме позволяет определять эмпирическую константу в БКШ расчетным путем и, тем самым, уточняет известную теорию.

Конечный радиус корреляции параметра порядка $\xi(T)$ в теории Гинзбурга-Ландау [27] – является аналогом $1/k_{\text{ме}}$ для ме.

В теории БЭК (Бозе-Эйнштейна) [26] - радиус капли электронного конденсата R_k аналогичен $R_{\text{ме}}$.

Таким образом, модель ме уточняет и обобщает известные теории СП.

Эффект обратнотемпературной сверхпроводимости (ОТСП)

Уникальным свойством ме является то, что он имеет отрицательный коэффициент термического расширения $K_{\text{ме,тр}}$, который является следствием конфайнмента e^- , описываемого (2). Закономерность изменения $K_{\text{ме,тр}}$ показана на рис.14. Она объясняет процессы сжатия и расширения решетки, практически наблюдаемые в НТСП и ВТСП как температурные аномалии [24] и учитывает это явление в расчетах T_c .

Если $T < T_c$, то $K_{\text{ме,тр}}$ по абсолютной величине больше $K_{\text{тр}}$ и решетка сжимается, обеспечивая НТСП и ВТСП. В случае $T_c < T < T^*$, преобладает термическое расширение, при котором не выполняется условие $R_0 \leq r_b^*$ и ме,

хотя и существует, но не сверхпроводит, так как находится в запрещенной зоне. В итоге образуется псевдощель Δ^* , наблюдаемая экспериментально [26].

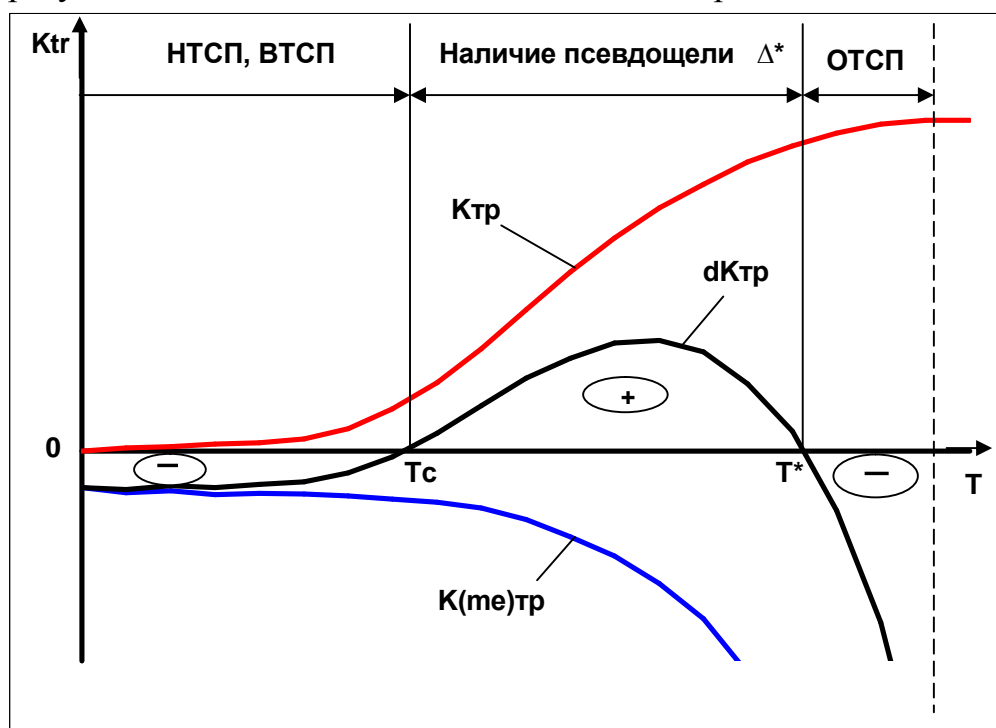


Рис.14. Расчетный эффект обратнотемпературной сверхпроводимости (ОТСП) ($dK_{тр}$ -изменение суммарного коэффициента термического расширения кристалла; T^* -температура образования псевдощели; \pm - зоны термического расширения и сжатия).

При $T > T^*$ снова происходит сжатие и становится возможен эффект ОТСП, при котором сверхпроводимость возникает при нагреве кристалла. Однако, при дальнейшем росте температуры, если тепловое возмущение превысит $-E_{св}$, то me распадается. В случае участия me в ковалентной связи может происходить фазовое изменение или разрушение структуры решетки (плавление кристалла). Из рис.14 видно, что температурный диапазон ОТСП относительно узок и относится к нестабильной области существования решетки. Это приводит к трудностям практического обнаружения прогнозируемого эффекта ОТСП, из-за размытости указанных температурных границ переходов и свойств кристалла.

Слоевой характер расположения электронных подрешеток в VTСП (см.рис.7в) вызывает относительную независимость образования me в слоях купратов. Так, в реальных кристаллах всегда имеются те или иные слоистые неоднородности, что приводит к разности $-E_{св}$ для me в слоях и возникновению многощелевых СП. Поэтому КТСП следует ожидать в таких кристаллах, где имеется наибольшая вероятность образования электронной подрешетки из me . В купратах такую вероятность предоставляют, в первую очередь, атомы кислорода (O) (см.рис.7.в). T_c в них определяется комплексом физико-химических свойств O: $T_{пл}=54,8K$, M , ρ , z , V , $\theta_D, (K_q/\alpha)$. Модель me указывает, что эти свойства влияют на T_c взаимнокомпенсирующим образом, поэтому простая замена O для получения эффекта КТСП, например, на галогены не приносит необходимого

результата. Для ответа на вопрос, каким должен быть КТСП, необходимо рассмотреть комплексный механизм СП на основе те.

Мультиэлектронный механизм сверхпроводимости

Акад. В.Л. Гинзбург подчеркивал, что в реальности одновременно присутствуют разные механизмы СП: электронный, фононный, экситонный [27]. Модель те позволяет рассмотреть совместное влияние на T_c электронного и фононного механизма на основе зависимости (5), которую представили в виде функции $T_c=f(da)$ и привели на рис.15.

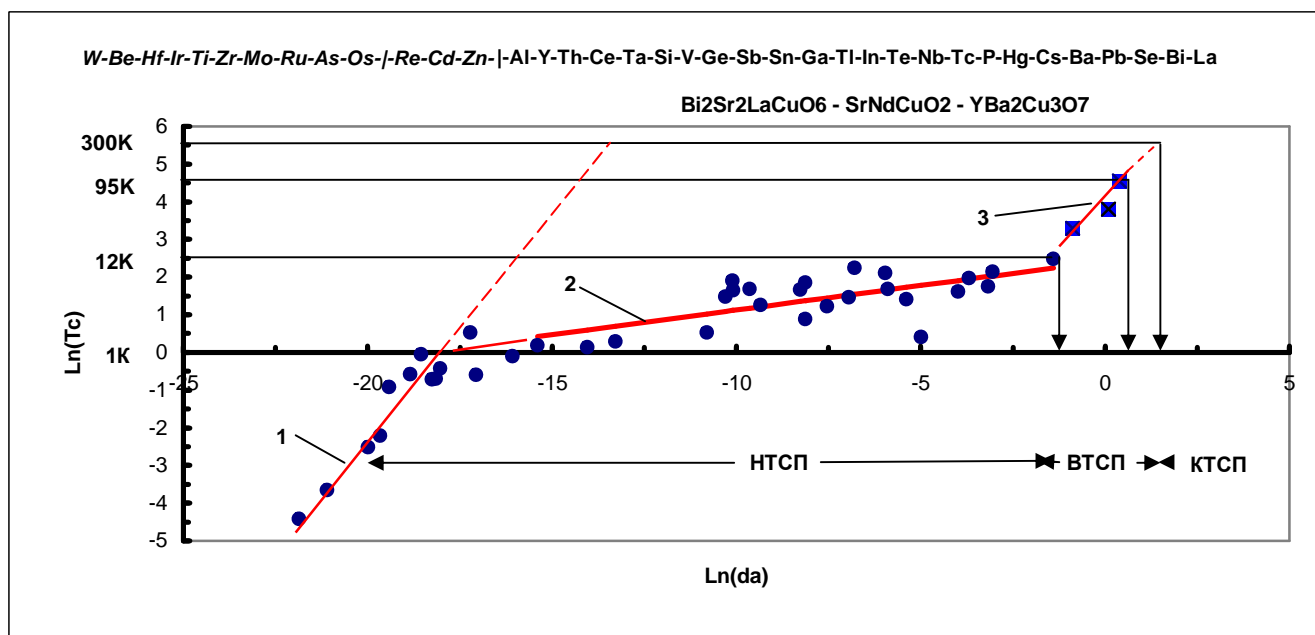


Рис15. Влияние термического расширения решетки на T_c :

- 1- преобладание электронного механизма;
- 2- преобладание фононного механизма в НТСП;
- 3 - компенсация фононного возмущения в ВТСП (купраты)

(расположение экспериментальных точек соответствует порядку названий химических элементов и соединений: W..Os–элементы с отрицательным расширением; Re..Zn– элементы переходной группы; Al..La –элементы с положительным расширением).

При низких ($T_c=0,01..1K$) температурах фононные колебания в решетке практически отсутствуют и преобладает электронный (мультиэлектронный) механизм СП. Процесс характеризуется степенью эффективности в виде коэффициента, отражающего угол наклона обобщающей зависимости (1) (см.рис.10) к оси абсцисс и равного 0,82. При $T_c=1..12K$ преобладающим становится фононный механизм СП, согласно наклона зависимости (2), его эффективность понижается до 0,12, т.е. почти в 7 раз. В купратах, при $T_c=40K$ и выше, зависимость (3) снова имеет высокую крутизну, характерную для электронного механизма СП с эффективностью 0,88. Последнее становится возможным потому, что в электронных подрешетках с те имеет место сильное подавление тепловых колебаний “химическим” сжатием кристалла.

С помощью модели те установлено, какой размер решетки и коэффициент термического расширения должен иметь КТСП. Значения этих параметров приведены на рис.16.

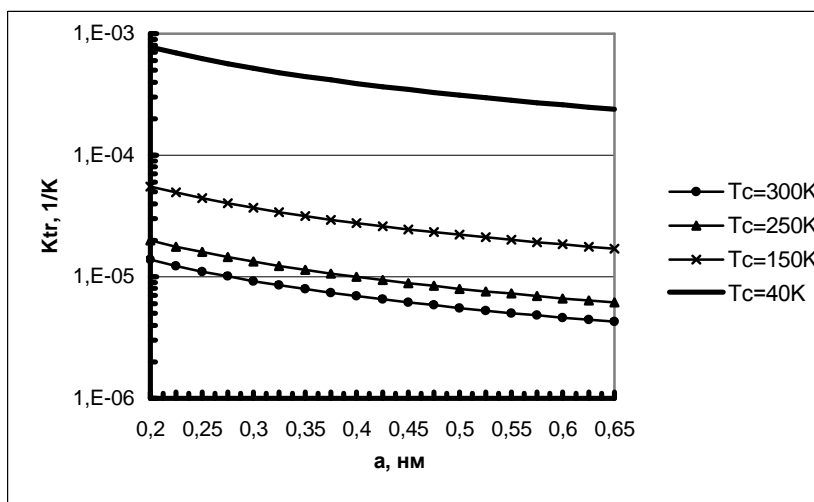


Рис16. Необходимые расчетные значения коэффициента теплового расширения и размеров кристаллической решетки для заданной T_c .

В реальности, одновременно с термическим расширением происходит изменение удельной электронной концентрации в объеме решетки. С помощью модели те возможно учесть и это явление (см.рис.13).

Экспериментальная основа нанотехнологии комнатотемпературных сверхпроводников

В настоящее время сверхпроводник, работающий при комнатных температурах, может быть изготовлен как в объемном, так и в пленочном виде.

Хорватский исследователь Дэниел Дюрек [28,29] синтезировал объемный сверхпроводник на основе химического соединения $Ag_5Pb_2O_6$, который имеет сверхпроводимость в диапазоне температур 215..525 К (рис.17). На технологию изготовления этого сверхпроводника в 2001г получен немецкий патент [30].

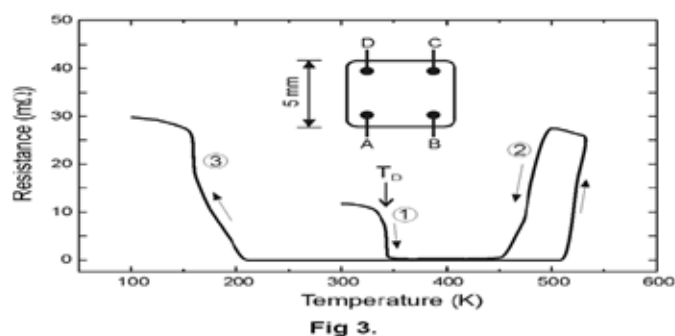


Рис.17. Экспериментальное подтверждение комнатотемпературной сверхпроводимости (342 К = 69 С, Danijel Djurek. et al.).

Л.Н. Григоров с сотрудниками (США (Калифорния)), успешно реализовал пленочную технологию получения комнатотемпературных сверхпроводников на основе полимеров (патенты US: 5,777,292 (1998г.); 6,552,883 (2003г.); 6,804,105 (2004г.)). Организованная на этой основе американцем Марком Голдесом фирма “Ультракондуктор” (Room Temperature Superconductors, Inc.) в настоящее время демонстрирует пленочные комнатотемпературные сверхпроводники и продает лицензии на их опытное производство. Сайт фирмы: (<http://ultraconductors.com>); Рекламный видеоролик: (<http://video.google.com/videoplay?docid=982633462340432202>).

В России изложенные в настоящей работе физические основы комнатотемпературных сверхпроводников применил В.Л. Дерунов (ЗАО “ВЗПП Микрон”)[31], создав экспериментальные образцы с заданной вольт-амперной характеристикой (лавинные ВАХ) на основе нанотехнологии. Выполненные им магнитные измерения коэффициента диамагнитной восприимчивости ($-6 \cdot 10^{-2}$) подтвердили достигнутый положительный результат.

Таким образом, созданный мультиэлектронный механизм СП нашел практическое подтверждение.

Достигнутые положительные экспериментальные результаты показали целесообразность применения комнатотемпературной сверхпроводимости прежде всего в электронных приборах. Поэтому ниже рассмотрены такие возможности использования КТСР.

3. Возможности применения мультиэлектронного механизма сверхпроводимости в сильноточной электронике.

Совершенствование конструкции электронных приборов за рубежом в настоящее время привело к созданию транзисторов III поколения (IRF 2804S), способных коммутировать токи до 160 А, при напряжении 30-40 В. Такие транзисторы уже нашли применение в автомобильной промышленности.

Главная особенность технологии современного мощного МДП-транзистора – это короткий канал, обеспечивающий низкое сопротивление открытого транзистора в ключевом режиме. Кроме того, малое сопротивление в открытом режиме обеспечивается параллельным соединением отдельных структур стока (многоканальность) и соответственно вертикальным их расположением (вертикальность). В мощных МДП-транзисторах объединяют истоки, стоком, как правило, является подложка.

Однако возможности конструктивного совершенствования транзисторов при использовании обычных носителей тока практически исчерпаны. Так, сокращение длины канала приводит к снижению пробивного напряжения между стоком и затвором. Введение дополнительной дрейфовой n-области позволяет сохранить значение пробивного напряжения транзистора, но приводит к возрастанию сопротивления, так как n-область является высокоомной.

Потери мощности в электронном ключе на МДП-транзисторе определяются прежде всего потерями в открытом состоянии: $P=I_{ср}^2 r_{ср}$. Значение

выходного тока I_C задается внешней нагрузкой, поэтому для снижения потерь P необходимо обеспечить минимальное значение $r_{СИ}$.

Для мощного МДП-транзистора можно выделить следующие составляющие сопротивления в открытом состоянии:

$$r_{СИ} = r_{кан} + r_{др} + r_{И} + r_C + r_{лок} + r_{n+} + r_{мет},$$

где $r_{кан}$ - сопротивление канала;

$r_{др}$ - сопротивление высокоомной стоковой области;

$r_{И}$ - сопротивление истока;

r_C - сопротивление стока;

$r_{лок}$ - сопротивление, вносимое неравномерным распределением тока стока по структуре;

r_{n+} - сопротивление низкоомной области стока;

$r_{мет}$ - сопротивление металлизации истока и корпуса транзистора.

Наибольший удельный вес имеют сопротивления $r_{кан}$ и $r_{др}$. При увеличении напряжения затвор-исток $U_{ЗИ}$ растет заряд затвора и несколько уменьшается сопротивление канала $r_{кан}$, а следовательно, и полное сопротивление транзистора $r_{СИ}$. Однако другие составляющие этого сопротивления не изменяются. Следовательно, при использовании традиционных носителей тока – электронов и дырок имеются принципиальные ограничения на снижение потерь P в транзисторе.

Новые возможности уменьшения потерь возникают в случае применения мультиэлектронных носителей тока в лавинном сверхпроводящем режиме работы транзистора. Так как свойства мультиэлектрона отличны от свойств дырок и электронов, то приведем основные положения, которыми необходимо руководствоваться при разработке технологии изготовления мультиэлектронного транзистора.

1. Необходимо свести к минимально возможному значению концентрацию обычных электронов и дырок в канале, так как последние, взаимодействуя с решеткой кристалла, дают основной вклад в сопротивление ($r_{кан} + r_{др}$).

Реально ток транзистора в лавинном сверхпроводящем режиме $I_{ЛП}$ представляет сумму тока дырок, электронов и тока мультиэлектронов;

$$I_{ЛП} = I_{e,h} + I_{ме}.$$

Если дырки и электроны отсутствуют, то составляющая $I_{e,h} = 0$ и ток через транзистор обеспечивается только мультиэлектронами. В результате выходное дифференциальное сопротивление транзистора $R_d = 0$. Если дырки и электроны присутствуют, но их концентрация меньше концентрации мультиэлектронов, то транзистор имеет выходную S - образную вольтамперную характеристику (ВАХ) с характерным участком отрицательного сопротивления: $R_d < 0$.

Следовательно, в лавинном сверхпроводящем режиме необходимо обеспечивать минимальную концентрацию электронов и дырок. Вклад i_{me} в ток пробоя (I_{me}) можно оценить, сняв экспериментально ВАХ.

Далее производится расчет по формулам:

$$I_{me} = U_{лп} / R_{лп} - R_{лп} / R_d * U$$

Или

$$I_{me} = I_{\Sigma} / (1 + 1/M)$$

Здесь $U_{лп}$, $R_{лп}$ - напряжение и сопротивление в режиме лавинного пробоя по справочным данным для выбранного перехода;

U , R_d - текущие напряжение и дифф. сопротивление;

I_{Σ} - суммарный (измеряемый) ток через p-n переход;

M - коэффициент лавинного умножения, зависит от $U_{лп}$ и U , рассчитывается по формуле Миллера для выбранного германиевого или кремниевого перехода:

$$M = 1 / (1 - (U/U_{лп})^n), \quad n = 2..6, \text{ в зависимости от типа перехода.}$$

Для реализации этого положения следует применять изовалентное легирование канала (Ge, Sn). Есть данные, что гетероструктура Ge-Si обеспечивает увеличение подвижности носителей не менее 25%.

2. Управлять лавинным пробоем и переводом транзистора в сверхпроводящее состояние следует путем изменения напряжения на электрически изолированном управляющем электроде (затворе).

Обычно лавинный режим достигается путем подачи повышенного напряжения, вызывающего пробой, между истоком и стоком. В этом случае для создания высокой напряженности электрического поля используется обратновключенный стоковый p-n переход, имеющий высокое сопротивление. Однако при использовании в транзисторе безпереходных структур, (что целесообразно для снижения $r_{кан}$) получить необходимую напряженность электрического поля таким способом становится невозможно, так как эти структуры имеют малое сопротивление.

В случае управления лавинным пробоем через затвор, канал мультиэлектронного транзистора может быть изготовлен в виде аналога v – базы полевого тиристора (высокоомной области n-типа, которая из-за малой концентрации доноров по своим характеристикам близка к собственной проводимости полупроводника [Si]). Рассчитанные зонные диаграммы для различных пленочных технологий канала представлены на рис.18.

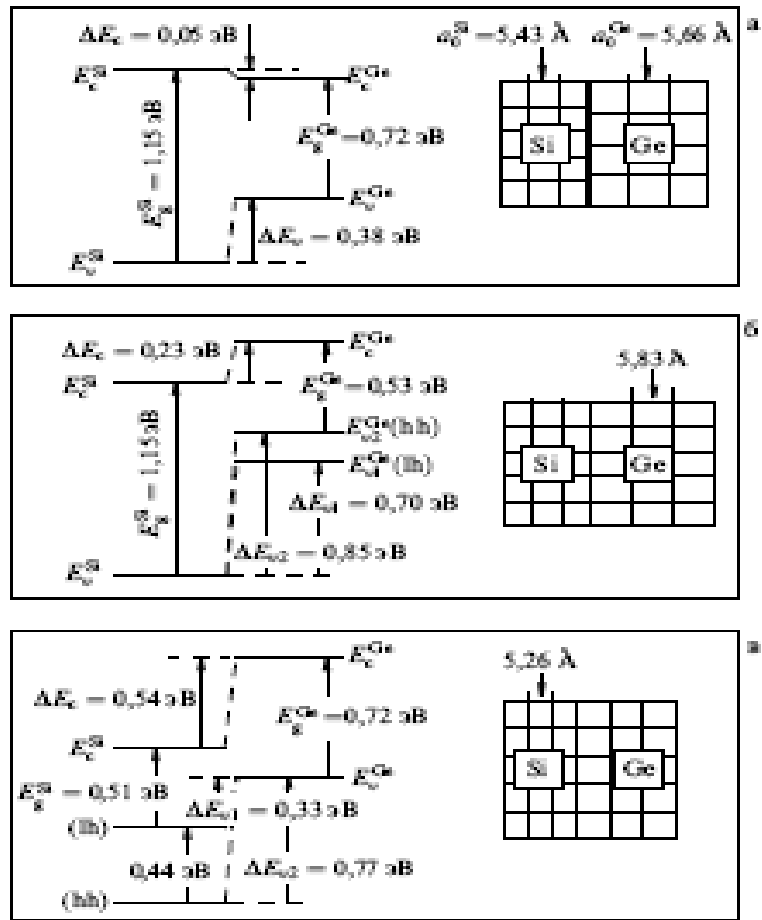


Рис.18. Зонные диаграммы при изовалентном легировании Ge/Si пленок:

- а)– без упругих деформаций; б) – на подложке Ge(001);
- в) – на подложке Ge (001).

В таблице 2 рассмотрены возможные практические варианты технологий сверхпроводящего канала мультиэлектронного транзистора, учитывающие указанные положения.

Таблица 2

Технология КТСП транзистора

№ п/п	Этапы технологии КТСП	Рекомендации мультиэлектронной теории сверхпроводимости	Существующая технология полимерных сверхпроводников (Патенты US 5,777,292 6,804,105)	Технология мультиэлектронного транзистора
1	2	3	4	5
1	Выбор материала КТСП	Материалы с преобладанием ковалентной связи	> 76,8 % ковалентной связи: полипропилен, полиуретан, вискоза	Применение [Si], [Ge]
2	Создание сверхпроводящих носителей тока и необходимой структуры решетки	Формирование подрешетки из Мультиэлектронов с заданными размерами и величиной КЛТР	Образование свободных электронов, создание из них суперполяронов, упорядочивание структуры сверхпроводящих каналов	Электронная решетка типа алмаза в [Si], [Ge]
3	Обеспечение необходимой электронной концентрации носителей	Создание электронной концентрации для формирования свободных мультиэлектронов	Обогащение материала суперполяронами до $10^8 \cdot 10^9 \text{ см}^3$ путем электростатической обработки напряжением 5..10 КВ	Изовалентное легирование [Sn], [Ge], [C]
4	Создание слоевой структуры КТСП	Реализация эффекта обратнотемпературной сверхпроводимости путем применения слоев с различным КЛТР	Формирование Напылением слоевой пленочной структуры с различными КЛТР для подложки и полимера	Эпитаксиальная технология сверхпроводящего канала транзистора
5	Стабилизация сверхпроводящих носителей	Лазерная и электромагнитная обработка с термозакалкой	Лазерная, магнитная, ультрафиолетовая обработка	Лазерная и электромагнитная обработка с термозакалкой
6	Технологический контроль	Измерение постоянной решетки с точностью 10^{-7}	Не предусмотрено	Прецизионная томография

Технологические требования к изготовлению КТСП и ВТСП

Комнатно- и высокотемпературные сверхпроводники в виде оболочек с изоляцией необходимо изготавливать по нанотехнологии из соединений с преобладанием ковалентной связи. Эти соединения необходимо подвергать лазерной и электромагнитной обработке с термозакалкой для устойчивого образования и стабилизации мультиэлектронных носителей тока [32-35].

Основным требованием к средствам диагностики технологического процесса является контроль размеров кристаллической решетки КТСП и ВТСП с точностью не менее 10^{-7} (семь знаков после запятой).

ВЫВОДЫ

1. С помощью обобщения экспериментальных данных искусственной нейронной сетью и новой методики обработки карт электронной плотности разработаны физические основы мультиэлектронного механизма сверхпроводимости.
2. Установлены основные свойства новой квантовой частицы - мультиэлектрона. Создана его математическая модель, позволяющая расчетным методом находить основные параметры процесса и свойства сверхпроводника при комнатной температуре. Получено экспериментальное подтверждение мультиэлектронной сверхпроводимости на ЗАО "ВЗПП Микрон".
3. Практическое значение разработанных физических основ сверхпроводимости заключается в том, что эти основы позволяют определить основные операции нанотехнологии комнатнотемпературных и высокотемпературных сверхпроводников, а также дать рекомендации по их изготовлению с образованием мультиэлектронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.Л. Гинзбург* КОМНАТНОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ. ИХ СОЗДАНИЕ – АКТУАЛЬНАЯ ЗАДАЧА ФИЗИКИ И ЭНЕРГЕТИКИ. Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, 20 июня 2006.
2. *Литтл У.* Сверхпроводимость при комнатной температуре//УФН, 1965, т.86, вып.2. с.315-326.
3. *В. Гинзбург:* Нанотехнологии и сверхпроводимость <http://www.poisknews.ru/2008/02/23/>.
4. *A.J. Leggett*, Natur Physics, 2006, 2, 134.
5. *Хорошавин Л.Б., Щербатский В.Б.* Исследование взаимосвязи между свойствами химических элементов на основе Периодического закона// Объединенный научный журнал, 2005, № 5, с.71-81.

6. Хорошавин Л.Б., Щербатский В.Б., Якушина Е.В. Исследование свойств сверхпроводников на основе нейросетевых компьютерных программ// Объединенный научный журнал.- 2006. №24. с.62-69. Сайт: [http:// refractories1.narod.ru](http://refractories1.narod.ru).
7. Хорошавин Л.Б., Щербатский В.Б., Якушина Е.В. Совпадение расчетных и экспериментальных данных по свойствам элемента № 112// Объединенный научный журнал.- 2005. №3. с.65. Сайт: [http:// refractories1.narod.ru](http://refractories1.narod.ru).
8. Хорошавин Л.Б., Щербатский В.Б., Якушина Е.В. Мультиэлектрон – основа сверхпроводимости // Объединенный научный журнал.- 2007. №2. с.68-76 . Сайт: [http:// refractories1.narod.ru](http://refractories1.narod.ru).
9. Симонов В.И. Прецизионные рентгеноструктурные исследования монокристаллов ВТСП//УФН, 1995, т.165, вып.2, с.222-223.
10. Гросс Е.Ф. Магнито-оптические свойства биэлектрона в кристалле BiJ_3 // Письма в ЖЭТФ, 1971,Т.13, с.503-506.
11. Н. Yukawa. On the interaction of elementary particle. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan.* 1935. V. 17. P. 48.
12. Яворский Б.М. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов/ Б.М.Яворский, А.А. Детлаф, А.К.Лебедев. – 8-е изд.,перераб. и испр.- М.:ООО”Издательство Оникс”:ООО”издательство “Мир и образование”, 2006.-1056 с.: ил.
13. Дербин А.В., Егоров А.И., Митропольский И.А., Муратова В.Н., Бахланов С.В., Тухконен Л.Н. Поиск невидимого аксиона, излучаемого при М1 переходе $^{125\text{m}}\text{Te}$ //Письма в ЖЭТФ, 1997, т.65, в.8, с.576-580.
http://nrd.pnpi.spb.ru/Lbm_page/LBM_first_page.html
14. Pati J.C., A. Salam. Lepton number as fourth “color”// *Physycal Review D*, vol 10, num 1, 1974, p.275-289.
15. Якубов А. Р. Юкавский потенциал и энергия химических связей //Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения. 2002. № 6, с.35.
16. Сантilli Р. М. Основы адронной химии. P.O.BOX 1577, Palm Harbor, FL34682,USA, www.magnegas.com.
17. Карякин Н.И., Быстров К.Н., Киреев П.С., Краткий справочник по физике. Изд. Второе, стереотип.,М.:“Высшая школа”, 1963.- 560с.: ил.
18. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. – 752 с.
19. Кулеева Н.А., Кучинский Э.З. Сверхпроводимость в псевдощелевом состоянии в модели “горячих точек”: уравнения Горькова//ФТТ,2004, т.46.вып.9.с.1557-1565.
20. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела, М., 1978,- 792 с.: ил.
21. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.:изд-во «Мир»,1979, Т.1,2 с.357-362.
22. Эмсли Дж. Элементы: Пер. с англ.-М.: Мир,1993.-256 с.
23. Паринов И.А. Микроструктура и свойства высокотемпературных сверхпроводников. Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 2004.-Т1,2 -416 с.

24. *Гуревич А.Г.* Физика твердого тела: Учеб. пособие для вузов/ФТИ им.А.Ф. Иоффе РАН.- Спб.: Невский Диалект; БХВ-Петербург,2004.- 320 с.
25. *Alexandrov A.S.,Mott N.F.*//Rep. Prog. Phys., 1994. v.57.p.1197.
26. *H. Ogasawara, M. Matsukawa, K. Noto, H Kimura.* Proc. Intern. Cryogenic Material Conf., Hawaii, Oct., 1994, p. 315.
27. *Гинзбург В.Л.* Сверхпроводимость: позавчера, вчера, сегодня, завтра // журнал «Успехи физических наук»,2001, №10,том 171, стр.1059-1068.
28. *D. Djurek, Z. MeduniÊ, M. Paljevic, and A. Tonejc,* Phys. Status Solidi A **201**, 544 (2004).
29. *D. Djurek, Z. MeduniÊ, M. Paljevic, and A. Tonejc,* cond-mat/0403027, 2004.
30. *D. Djurek, Z. MeduniÊ, M. Paljevic, and A. Tonejc*
Die folgenden Angaben sind den vom Anmelder eingereichten Unterlagen entnommen
№ DE 100 07 915 A1
31. *Дерунов В.Л.* Высокотемпературные сверхпроводники и металлы в особых условиях. Актуальные проблемы физики твёрдого тела» (ФТТ-2005) г. Минск., 2005.
<http://derunov.narod.ru/Experiment.htm>
32. *Хорошавин Л.Б., Щербатский В.Б., Якушина Е.В.* От систем химических элементов до нанотехнологии материалов и изделий. // Объединенный научный журнал.- 2005. №32. с.67-76. Сайт: [http:// refractories1.narod.ru](http://refractories1.narod.ru).
33. *Гусев А.И.* Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.:Физматлит.-2005,-416 с.
34. *Суздалев И.П.* Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов.//-М.:КомКнига,-2006.-529 с.
35. *Кобаяси Н.* Введение в нанотехнологию . М.: Бином. Лаборатория знаний, 2005. – 134 с.

