

- [10] Александров Ю. М., Колобанов В. Н., Махов В. Н., Сырейщикова Т. И., Якименко М. Н. // ЖПС. 1982. Т. 36. № 6. С. 941—947.
- [11] Saile V., Skibowski M. // Phys. St. Sol. (b). 1972. V. 50. N 2. P. 661—672.
- [12] Peimann C. J., Skibowski M. // Phys. St. Sol. (b). 1971. V. 46. N 2. P. 655—665.
- [13] Blechshmidt D., Haensel R., Koch E. E., Nielsen U., Skibowski M. // Phys. St. Sol. (b). 1971. V. 44. N 2. P. 787—793.
- [14] Эланго М. А., Жураковский А. П., Кадченко В. Н., Соркин Б. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1977. Т. 41. № 7. С. 1314—1320.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
23 января 1989 г.

УДК 535.37 : 548.0

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

## СПАРИВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ОДНОГО ЗНАКА В КРИСТАЛЛАХ С ЗОНАМИ ПРОТИВОПОЛОЖНОЙ КРИВИЗНЫ

*Н. В. Старостин, Р. И. Шехмаметьев*

В [1, 2] рассмотрены процессы образования биелектрона (бихола) при оптическом возбуждении кристаллов.

Существует и другая возможность создания биелектронов (бихолов), связанная с источником носителей, специально введенным в кристалл, а не с оптическим возбуждением. Как и в [2], рассматриваются две зоны проводимости  $C_1$  и  $C_2$  с противоположными знаками кривизны. При этом дополнительно предполагается, что уровень Ферми  $E_F$  расположен в области потолка зоны  $C_2$ . В таком упорядоченном кристалле-комposite зона  $C_1$  заселена полностью (ее можно рассматривать как специфическую валентную зону с положительной кривизной), а зона  $C_2$  заселена частично. Актуальная область квадратичной дисперсии  $E(\mathbf{k})$  по  $k_1$  и  $k_2$  вырезает узкий спектр состояний в окрестности точки  $\mathbf{k}=0$ .

При определенных условиях [3] в системе существует набор дискретных уровней энергии, примыкающих к зоне  $C_2$  (см. рисунок; аналогичную схему можно построить и для бихола). В рассматриваемом случае уровни энергии (или один из них) заселены биелектронами изначально, так как каждый электрон из актуальной области квадратичной дисперсии зоны  $C_2$  образует пару с аналогичным электроном в зоне  $C_1$ ; при этом «дырка» в зоне  $C_1$  быстро «затекает» за время порядка  $10^{-13}$  с. При наличии кулоновского отталкивания такое связанное состояние пары энергетически более выгодно по сравнению с двумя свободными электронами в зонах  $C_1$  и  $C_2$ , находящихся на конечном расстоянии  $R_c$  ( $R_c \sim n_1^{-1/3}$ , где  $n_1$  — концентрация электронов в зоне  $C_1$  [4]). Возникает энергетическая щель

$$\Delta_n = e^2/\epsilon R_c - G/n^2.$$

В этой формуле первый член отвечает кулоновскому взаимодействию двух свободных электронов на расстоянии  $R_c$  в среде с диэлектрической постоянной  $\epsilon$  (непрерывный спектр состояний на рисунке). Второй член соответствует выигрышу в энергии этих электронов за счет их спаривания с учетом специфической структуры зон проводимости  $C_1$  и  $C_2$  ( $m_1 > 0$ ,  $-m_2 < 0$ ,  $m_1 > m_2$ );  $n$  — главное квантовое число;  $G = \mu' e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2$  — постоянная Ридберга для биелектрона;  $\mu' = m_1 m_2 / M$  — приведенная масса системы;  $M = m_1 - m_2$  — трансляционная масса биелектрона;  $m_1, m_2$  — эффективные массы электронов в зонах  $C_1$  и  $C_2$  соответственно.

Число реально существующих уровней энергии биэлектрона  $E_n$  при его спонтанном образовании может быть ограничено (или сведено к одному) эффектами экранировки — взаимодействием биэлектронов, их рассеянием на свободных носителях и примесях.

В отличие от экситона биэлектрон — заряженный бозон; газ этих квазичастиц может переходить в состояние заряженного Бозе-конденсата. В [5] было показано, что уже при концентрации биэлектронов  $N \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  можно реализовать заряженный Бозе-газ высокой плотности, так что возможна конденсация в фазовом пространстве на уровень  $K=0$ . Плотный Бозе-газ биэлектронов становится сверхтекучим и сверхпроводящим с температурой Бозе-конденсации, имеющей порядок величин  $T_c \sim 10^2 \div 10^3 \text{ К}$ .

Для рассматриваемого кристалла-композиата указанное выше соотношение эффективных масс носителей  $m_1 > 0$ ,  $-m_2 < 0$ ,  $m_1 > m_2$  является определяющим для существования биэлектронов (и последующей их конденсации). Именно такого типа особенности обнаруживают расчеты зонной структуры соединений  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , выполненные, например, в работах [6, 7].

Биэлектроны (бихолы) весьма устойчивы к воздействию магнитного поля [8], что может обусловить достаточно высокие значения критического поля  $H_c$ , а оптические и электрические свойства конденсата би-

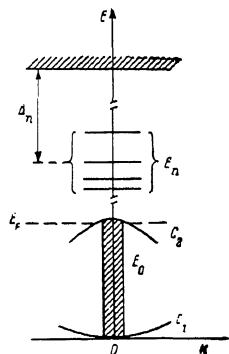


Схема энергетических уровней Бозе-конденсата биэлектронов.

электронов (бихолов) могут иметь особенности в определенном энергетическом интервале, связанные с наличием нескольких уровней энергии биэлектрона (бихола). В связи с этим обращают на себя внимание сообщения [9, 10] о наблюдении тонкой структуры сверхпроводящего перехода в монокристаллических образцах  $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_7$ . При исследовании теплоемкости было установлено, что сверхпроводящий переход расщепляется на два перехода, отстоящие друг от друга на малую величину порядка 3—4 К.

В заключение отметим, что недавно было обнаружено сверхпроводящее соединение с  $T_c = 22 \text{ К}$  на основе висмута ( $\text{Ba-M-Vi-O}$ ), не содержащее медь [11]. Такая система может рассматриваться как своеобразный мостик между сверхпроводящими соединениями, содержащими медь, и полупроводниковым кристаллом  $\text{ViI}_3$ , в котором впервые были наблюдаемы биэлектронные явления [1, 2].

Авторы благодарят В. И. Переля за полезное обсуждение работы.

#### Список литературы

- [1] Гросс Е. Ф., Перель В. И., Шехмамиев Р. И. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 5. С. 320—325.
- [2] Гросс Е. Ф., Старостин Н. В., Шехмамиев Р. И. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 11. С. 3393—3397.
- [3] Старостин Н. В., Шехмамиев Р. И. // Вестник ЛГУ, сер. 4. 1988. В. 4. № 25. С. 65—66.
- [4] Старостин Н. В., Шепилов М. П. // УФЖ. 1980. Т. 25. № 10. С. 1707—1711.
- [5] Коварский В. А., Голуб А. А. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 2. С. 617—619.
- [6] Kosowski R. V., Hsu W. Y., Herman F. // Sol. St. Comm. 1987. V. 63. N 12. P. 1077—1080.
- [7] Bullet D. W., Dowson W. G. // J. Phys. C. 1987. V. 20. N 31. P. L853—L860.
- [8] Röseler J., Shekhmametev R. I., Neugebauer J. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 145. P. 579—584.
- [9] Inderhees S. E., Salamon M. B., Goldenfeld N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N. 12. P. 1178—1180.

- [10] Ishikawa M., Nakazawa Y., Takabatake T. et al. // Sol. St. Comm. 1988. V. 66. N 2. P. 201—209.  
 [11] Mattheiss L. F., Gyorgy E. M., Johnson D. W. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 7. P. 3745—3750.

Ленинградский  
государственный университет  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
9 декабря 1988 г.  
В окончательной редакции  
21 февраля 1989 г.

УДК 539.143.44

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ОРИЕНТАЦИИ ВНУТРЕННЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ ЯКР В МЕТАЛЛОКСИДНОЙ КЕРАМИКЕ $\text{La}_2\text{CuO}_4$

Н. Е. Айнбиндер

Открытие высокотемпературных сверхпроводников [1] типа  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  стимулировало широкомасштабные исследования этих керамических соединений. Одним из наиболее эффективных физических методов оказались методы радиоспектроскопии и особенно метод ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) [2-9]. Изучение спектров ЯКР ядер  $^{139}\text{La}$  показало, что как в исходном соединении  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , так и в легированном Sr (а также Ba, Ca) веществах при достаточно малых значениях  $x$  и не слишком высоких температурах проявляются антиферромагнитные свойства, характеризуемые внутренним магнитным полем  $\sim 1000$  Э, исчезающим либо с повышением температуры ( $>250$  К), либо с увеличением  $x$ , начиная с некоторого значения ( $\sim 0.2$ ), при котором проявляются сверхпроводящие свойства. Взаимосвязь магнитных и сверхпроводящих свойств соединений является предметом интенсивного изучения.

В работах [5-7] на основе данных ЯКР проведена оценка величины и ориентации внутреннего магнитного поля  $\mathbf{H}$ . Однако, поскольку она проводилась с использованием тех или иных приближений, полученные результаты оказались неточными и противоречивыми. Целью настоящей работы является более точное определение величины и ориентации  $\mathbf{H}$  путем использования уравнений, описывающих эффект Зеемана в ЯКР при отклонении симметрии градиента электрического поля (ГЭП) от аксиальной.

Теория эффекта Зеемана в ЯКР, когда на спин-систему квадрупольных ядер со спином  $J > 3/2$  накладывается внешнее магнитное поле, в результате чего происходит расщепление дважды вырожденных уровней энергии квадрупольного взаимодействия, хорошо известна [10, 11]. При этом, поскольку ориентация внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  известна, основной целью исследований является определение асимметрии ГЭП и ориентации осей ГЭП (в монокристаллах). В случае наличия внутренних магнитных полей целью изучения зееман-эффекта в ЯКР становится определение величины и ориентации  $\mathbf{H}$ , а также параметра асимметрии ГЭП  $\eta$  по тем расщеплениям энергетических уровней  $\Delta \nu_i$ , которые могут быть легко определены из наблюдаемого спектра ЯКР в поле  $\mathbf{H}$ .

Для ситуации в купрате лантана  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , характеризуемой слабой асимметрией ГЭП ( $\eta \leq 0.1$ ) и слабым внутренним полем ( $\gamma H \ll eQq_{zz}$  — константа квадрупольного взаимодействия), получена система уравнений, описывающих поведение расщеплений  $\Delta \nu_i$  от величин  $\eta$

$$\nu_1 = (\gamma/2\pi) H_1, \quad \nu_2 = (\gamma/2\pi) H_1,$$