

ЭКСИТОННЫЙ ПЕРЕХОД, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ЛЕГИРОВАНИЕМ

В.С.Бабиченко, М.Н.Киселев

Российский Научный центр "Курчатовский институт"

123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 декабря 1992 г.

Показано, что в полупроводнике, который устойчив относительно экситонного перехода в отсутствие легирования, возможно возникновение экситонной фазы при ненулевом легировании за счет взаимодействия экситонов с электронами.

Хорошо известно, что основное состояние полупроводника с шириной запрещенной зоны E_g , меньшей энергии связи электрона и дырки (экситона) E_c , является неустойчивым относительно перехода в состояние экситонного диэлектрика ^{1,2}. В настоящей статье будет рассмотрена двухзонная модель полупроводника с легированием при условии $E_g > E_c$. При отсутствии легирования основное состояние такого полупроводника устойчиво относительно образования экситонов. Однако, если предположить, что ширина запрещенной зоны меньше суммы энергии связи экситона и энергии связи экситона с электроном $E_g < E_c + J$ (где J – энергия связи экситона с электроном), то наличие в системе хотя бы одного свободного электрона делает энергетически выгодным рождение экситона из вакуума. При этом образуется связанное состояние этого экситона с электроном. Такое образование имеет заряд, равный заряду электрона и, если отталкивательное взаимодействие между экситонами достаточно мало, может вызвать рождение еще одного экситона, образуя с ним более сложное связанное состояние и так далее. В результате может возникнуть сложный комплекс из одного электрона и большого числа экситонов. Процесс рождения экситонов будет стабилизироваться их отталкиванием, которое обусловлено тем, что экситон, состоящий из двух ферми-частиц, не является бозе-частицей ^{3,4}. Качественные соображения, приведенные выше, справедливы при условии малости размера экситона по сравнению с радиусом связанного состояния электрона с экситоном, что имеет место при $J \ll E_c$ (отметим, что для отрицательно заряженного водородного иона H^- потенциал ионизации $J \sim 0,75$ эВ $\ll E_c$ ⁵). Выполнение условия малости J по сравнению с E_c будет предполагаться в дальнейшем.

В данной работе анализируются условия возникновения экситонного конденсата, индуцированного легированием, как в двух-, так и в трехмерных системах. Исследование подобной модели представляет интерес как для проблемы высокотемпературной сверхпроводимости ^{6–8}, так и для объяснения сверхпроводящих свойств легированных полупроводников ⁹.

Рассмотрим двухзонную модель легированного полупроводника с законом дисперсии дырок $\epsilon_h(p)$ и электронов $\epsilon_e(p)$

$$\epsilon_h(p) = -E_g/2 - p^2/(2m_h), \quad \epsilon_e(p) = E_g/2 + p^2/(2m_e). \quad (1)$$

Статистическую сумму рассматриваемой системы представим в виде функционального интеграла:

$$Z = \int \exp(iS) d^3\vec{r} D\Psi \quad (2)$$

$$S = \int dt \sum_j \int d\mathbf{x} \bar{\Psi}_j(\mathbf{x}, t) \{i\partial_t - \epsilon_j(-i\nabla) + \mu\} \Psi_j(\mathbf{x}, t) - \\ - 1/2 \int dt \sum_i \sum_j \int d\mathbf{x} d\mathbf{y} \bar{\Psi}_i(\mathbf{x}, t) \Psi_i(\mathbf{x}, t) V_{\mathbf{x}-\mathbf{y}} \bar{\Psi}_j(\mathbf{y}, t) \Psi_j(\mathbf{y}, t), \quad (3)$$

где S – действие системы, Ψ – гравитановы электронные поля, i, j – индексы зон (e и h), $V(\mathbf{r}) = e^2/(\epsilon_0 r)$ – потенциал кулоновского взаимодействия, ϵ_0 – статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, μ – химический потенциал электронов при легировании в верхнюю зону.

Проинтегрируем (2) по всем полям Ψ_h и по полям Ψ_e , меняющимся на масштабах, меньших среднего расстояния между электронами легирования. Вводя коллективные переменные, описывающие движение экситона как целого и медленно меняющиеся на экситонных масштабах, получим эффективное действие для системы электронов легирования, взаимодействующих с экситонами, рожденными из вакуума этим же взаимодействием. Подробное описание процедуры получения эффективного действия дано в работе авторов ¹⁰.

$$S = S_0 + S_{ex} + S_{el} + S_{el-ex}$$

$$S_0 = \sum_p \bar{a}(p)[\epsilon - p^2/(2m_e) + \mu]a(p) + \sum_k B^*(k)[\omega - \lambda(\mathbf{k})]B(k) \\ S_{el} = -\frac{1}{2} \sum_{qp} V_q^{eff} \bar{a}(p_1)\bar{a}(p_2)a(p_2-q)a(p_1+q) \\ S_{ex} = -\frac{f}{2} \sum_{qp} B^*(p_1)B^*(p_2)B(p_2-q)B(p_1+q) \\ S_{el-ex} = -\sum_{qp} \gamma(q)\bar{a}(p_1+q)a(p_1)B^*(p_2-q)B(p_2). \quad (4)$$

Поля a описывают электронную подсистему, B – экситонную подсистему; $\lambda(\mathbf{k}) = E_g - E_c[1 - A(p_F a_B)^d] + \mathbf{k}^2/(2M)$ – закон дисперсии экситонов в случае $\lambda_0 = E_g - E_c > 0$, $a_B = h^2 \epsilon_0 / (me^2)$ – боровский радиус электрона, p_F – импульс Ферми. В выражении для $\lambda(\mathbf{k})$ учтено, что при плотностях легирования $p_F a_B \ll 1$ энергия связи экситона линейно убывает с ростом электронной плотности, при этом константа $A \sim 1$, d – размерность системы. $M = m_e + m_h$ – масса экситона, V_q^{eff} – эффективный потенциал кулоновского взаимодействия электронов легирования, $\gamma(q)$ – потенциал взаимодействия электронов с экситонами, являющимся притяжением

$$\gamma(q) \sim - \int \frac{d^d k}{(2\pi)^d} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{d})(\mathbf{k} - \mathbf{q}, \mathbf{d}) V(\mathbf{k}) V(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \frac{e^2}{\mathbf{k}^2/(2m^*) + E_c - E_c^1} \quad (5)$$

$m^* = \frac{m_e M}{m_e + M}$, $|\mathbf{d}| \sim e a_B$ – матричный элемент дипольного момента перехода из основного в первое возбужденное состояние экситона. Так как $\gamma(q)$ при $qa_B < 1$ слабо зависит от импульса, в дальнейшем зависимостью γ от q будем пренебречь. Амплитуда рассеяния f экситонов друг на друге определяется отталкиванием экситонов на малых расстояниях и имеет вид ^{3,4}

$$f = 2(2\pi)^{-2d} \int d\mathbf{k} dp [\Psi_0^3(\mathbf{p}) V_{\mathbf{k}} \Psi_0(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - \Psi_0^2(\mathbf{p}) V_{\mathbf{k}} \Psi_0^2(\mathbf{p} + \mathbf{k})] \sim E_c a_B^d \quad (6)$$

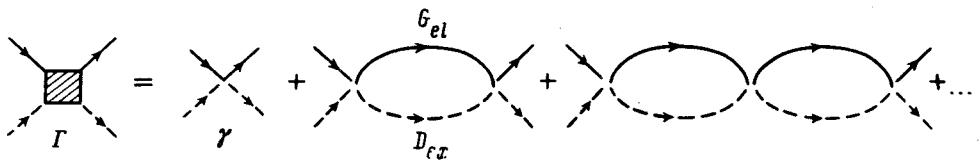


Рис.1

Ψ_0 – волновая функция основного состояния водородоподобного атома.

Для справедливости вывода действия (4) необходимо предположить малость плотности экситонной системы $n_{ex}a_B^d \ll 1$. Будем считать, что величина притяжения между электронами и экситонами достаточна для образования связанного состояния даже при $d = 3$. В этом случае вершина электрон-экситонного взаимодействия γ сильно перенормируется, и полная вершина определяется последовательностью диаграмм лестничного типа (рис.1). В результате суммирования этих диаграмм, получим:

$$\Gamma(P) = \frac{\gamma}{1 - \gamma \Pi_{el-ex}(P)}, \quad (7)$$

Π_{el-ex} выражается через электронную G_{el} и экситонную D_{ex} функции Грина следующим образом:

$$\Pi_{el-ex}(P) = i \int \frac{d^{d+1}k}{(2\pi)^{d+1}} G_{el}(k) D_{ex}(P - k). \quad (8)$$

Отметим, что интеграл (8) является расходящимся на больших импульсах и интегрирование должно быть обрезано на импульсах $k \sim 1/a_B$, так как радиус действия потенциала γ порядка величины a_B .

Вообще говоря, вершина экситон-экситонного взаимодействия f также перенормируется и должна быть заменена полной амплитудой рассеяния экситона на экситоне F . Амплитуда F при условии малой плотности экситонов $n_{ex}a_B^d \ll 1$ определяется суммой лестничных диаграмм. Заметим, что перенормировка экситон-экситонной вершины существенна лишь при $d = 2$.

В результате перенормировок в эффективном действии для электрон-экситонной системы (4) вершину электрон-экситонного взаимодействия γ необходимо заменить на Γ , а вершину экситон-экситонного взаимодействия f на F .

Рассмотрим классическое уравнение движения для экситонных полей B , определяющее перевальную траекторию для этих полей:

$$(i\partial_t - \lambda(0) + \frac{\nabla^2}{2M} - \Sigma)B(\mathbf{r}, t) - F|B(\mathbf{r}, t)|^2B(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (9)$$

Σ в этом уравнении представляется диаграммой рис.2. Отличное от нуля статическое и однородное решение уравнения (9), определяющее равновесную плотность экситонов, существует при условии

$$\lambda(0) + \Sigma < 0, \quad (10)$$

равновесная плотность экситонов n_0 при этом выражается равенством:

$$n_0 = -\frac{\lambda(0) + \Sigma}{F}. \quad (11)$$

Рассмотрим случай $d = 2$. Вычисляя $\Pi_{el-ex}(P)$, получим

$$\Pi_{el-ex} = -\frac{m^*}{2\pi} \ln [E_c / \max\{p_0^2/(2m^*), \lambda_0\}], \quad (12)$$

где $p_0 = \max\{p_F, (\mu_{ex}M)^{1/2}\}$; μ_{ex} – химический потенциал экситонов при условии существования конденсата, $\mu_{ex} = n_0 F$. Выражение для перенормированной электрон-экситонной вершины имеет вид:

$$\Gamma(P) = -\frac{2\pi}{m^* \ln [\max\{p_0^2/(2m^*), \lambda_0\}/J]}, \quad (13)$$

где $J = E_c \exp \left\{ -\frac{2\pi}{m^* |\gamma|} \right\} \ll E_c$ – энергия связи электрона с экситоном. Перенормированная амплитуда рассеяния экситона на экситоне F , определяемая суммой лестничных диаграмм, в случае $d = 2$ может быть записана в виде ¹¹:

$$F = \frac{f}{1 + f \frac{M}{4\pi} \ln [E_c / \mu_{ex}]} \approx \frac{4\pi}{M \ln [E_c / \mu_{ex}].} \quad (14)$$

Выражение для Σ (рис.2) имеет наиболее простой вид при $p_0 > p_F$, что, как будет показано в дальнейшем, выполняется в области максимальной плотности конденсата:

$$\Sigma = \Gamma n_{el} \quad (15)$$

n_{el} – плотность электронов легирования. Выражение для Σ при $p_0 \sim p_F$ имеет более громоздкий вид, но качественной картины не меняет.

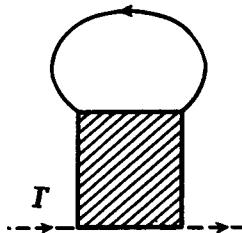


Рис.2

Анализ неравенства (10) показывает, что равновесная плотность экситонов n_0 существует при $\epsilon_F < \epsilon_F^{max} \sim J$ только для $\lambda_0 < J$, при этом максимальное значение плотности экситонов n_0 оказывается порядка $n_0 \sim m^* J \ln\{E_c/J\}$. В этом случае $\mu_{ex} \sim m^* J/M$, а $p_0 \sim (m^* J)^{1/2}$.

Заметим, что при $\epsilon_F \ll J$ система является неустойчивой относительно образования связанных состояний электронов и экситонов и не может быть рассмотрена в виде двух однородных взаимодействующих подсистем.

В случае $d = 3$ перенормированная вершина электрон-экситонного взаимодействия имеет вид:

$$\Gamma(P) = -\frac{2\pi^2}{(2m^*)^{3/2} [\sqrt{\max\{p_0^2/(2m^*), \lambda_0\}} - \sqrt{J}]}, \quad (16)$$

где $J = \frac{4}{\pi^2} \left[1 - \frac{\pi^2 a_B}{m^* |\gamma|} \right]^2 E_c \ll E_c$ – энергия связи электрона и экситона, причем связанное состояние существует, если $m^* |\gamma| / (\pi^2 a_B) > 1$. Для устойчивости системы необходимо, чтобы знаменатель выражения (16) был положителен.

Неравенство (10), являющееся условием существования экситонного конденсата, выполняется в области плотностей легирования, при которых $\epsilon_F^{\min} < \epsilon_F < \epsilon_F^{\max} \ll E_c$, $\epsilon_F^{\min} = \max\{J, \lambda_0\}$. В этом случае равновесная плотность экситонов, получаемая из решения уравнения (11), оказывается порядка $n_0 \sim (m^*/M)^{1/3} \epsilon_F/f$.

Отметим, что большая величина амплитуды рассеяния Γ , обеспечивающая возможность существования экситонной фазы, может быть обусловлена рассеянием как на резонансном $J \ll E_c$, так и на мелком квазирезонансном уровне. Полученные плотности экситонной фазы как в случае $d = 2$, так и в случае $d = 3$ удовлетворяют условию $n_0 a_B^d \ll 1$.

В области существования экситонного конденсата электрон-экситонная система представляет собой электронную жидкость, сильно взаимодействующую с экситонной подсистемой, что оказывает существенное влияние на свойства электронной ферми-жидкости в нормальном состоянии и создает возможность нефононной сверхпроводимости этой жидкости. Дальнейший анализ свойств (в том числе и сверхпроводящих) такой системы требует отдельного рассмотрения.

Авторы пользуются возможностью поблагодарить К.А.Кикоина, А.Н.Козлова и Л.А.Максимова за полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичной поддержке в рамках проекта №90344 "Куперон" Государственной программы по Высокотемпературной Сверхпроводимости.

1. Л.В.Келдыш, Ю.З.Копаев, ФТТ **6**, 2791 (1964).
2. А.Н.Козлов, Л.А.Максимов, ЖЭТФ **48**, 1184 (1965).
3. Л.В.Келдыш, А.Н.Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
4. Л.В.Келдыш, Когерентные состояния экситонов. В сб.: Проблемы теоретической физики. М.: Наука, 1972.
5. Г.Бете, Э.Солпите, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: ГИФМЛИ, 1960 (H.Bethe, E.Salpeter. Quantum mechanics of one and two electron atoms. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1957).
6. А.А.Горбацевич, Ю.В.Копаев, Письма в ЖЭТФ **51**, 327 (1990).
7. К.В.Есетов, Phys. Rev. B **43**, 5538 (1991).
8. A.E.Ruckenstein A.E. and C.M.Varma, Physica C **185-189**, 134 (1991).
9. J.M.Baranowski, Z.Liliental-Weber, W.F.Yan, and E.R.Weber, Phys. Rev. Lett. **66**, 3079 (1991).
10. V.S.Babichenko and M.N.Kiselev, J. of the Moscow Phys. Soc. **2**, 1992.
11. В.Н.Попов, Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. М.: Атомиздат, 1976.