ЭКСИТОНЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ И КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

Е.А.Андрюшин, А.П.Силин

В настоящей работе обзорного характера рассмотрено влияние анизотропии движения носителей на экситонные эффекты в полупроводниковых структурах.

Мы рассмотрим взаимодействие электронов и дырок в полупроводниковых слоях и нитях, окруженных диэлектриком. В этих случаях движение электронов и дырок будет ограничено полупроводником ввиду того, что энергетическая щель полупроводника существенно меньше, чем у диэлектрика, т.е. мы будем рассматривать квантовые ямы и квантовые проволоки. Однако на кулоновское взаимодействие электронов и дырок будет оказывать существенное влияние диэлектрик, поскольку его диэлектрическая проницаемость существенно меньше, чем у полупроводника

Кулоновское взаимодействие свободных электронов и дырок в полупроводниках значительно ослаблено из-за больших значений диэлектрической проницаемости $\varepsilon \sim 10 \div 100$. Поэтому водородоподобные связанные состояния — экситоны — имеют меньшую энергию связи E_0 и макроскопически большие эффективные радиусы a_0

$$E_0 = \frac{\mu e^4}{2\varepsilon^2\hbar^2} \lesssim 10\,\text{мэВ}, \quad a_0 = \frac{\varepsilon\hbar^2}{\mu e^2} \gtrsim 100\,\text{Å}, \tag{1}$$

μ — приведенная эффективная масса электрона и дырки.

В тонких пленках взаимодействие между зарядами возрастает с уменьшением толщины пленки d, так как при расстояниях между зарядами $\gtrsim d$ заметную роль начинает играть поле, создаваемое этими зарядами в окружающих пленку средах. Если диэлектрическая проницаемость окружающих пленку сред (обычно это подложка из диэлектрика и вакуум) порядка единицы, то взаимодействие оказывается значительно бóльшим, чем в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε [1]. При этом изменяется зависимость энергии взаимодействия от расстояния и связи экситона, энергия связи экситона возрастает, а его радиус падает при уменьшении толщины пленки [2].

Пусть пленка занимает область пространства $-d/2 \leqslant z \leqslant d/2$. Полупространство $z < -d/2$ (подложка) заполнено однородной средой с диэлектрической проницаемостью ε_1, а полупространство $z > d/2$ заполнено средой с диэлектрической проницаемостью ε_2. Пусть ρ — расстояние между точечными зарядами e', e'' в плоскости (x, y); $\delta = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2\varepsilon$ — параметр, который мы считаем малым

$$\delta \ll 1. \tag{2}$$

Тогда при $\rho \gg d$ энергия взаимодействия $V(\rho)$ имеет вид

$$V(\rho) = \frac{2e'e''}{\varepsilon d}\left(\ln\frac{d}{\rho\delta} - C\right), \quad d \ll \rho \ll \frac{d}{\delta}, \tag{3}$$

$$V(\rho) = \frac{e''e''}{\varepsilon\rho\delta}, \quad \frac{d}{\delta} \ll \rho, \tag{4}$$

где $C = 0.577\ldots$ — постоянная Эйлера.

В импульсном пространстве $(q^2 = q_x^2 + q_y^2)$ Фурье-образ (3), (4) имеет вид

$$V(q) = \frac{2\pi e'e''}{\varepsilon q}\frac{1}{\delta + \frac{dq}{2}}. \tag{5}$$

Мы рассматриваем случай достаточно малой толщины d, а именно

$$d \ll a_0. \tag{6}$$

В силу (6) расстояние между размерно-квантованными уровнями $\sim \hbar/\mu d^2$ значительно больше энергии взаимодействия (3)–(5). Поэтому движение носителей заряда в пленке мы считаем двумерным. Энергия взаимодействия (3)–(4) также не зависит от положения зарядов по оси z.

Аналогичные эффекты еще сильнее проявляются для тонких полупроводниковых нитей (квантовых проволок).

В полупроводниковых нитях цилиндрического сечения при расстояниях между зарядами $\gtrsim a$ заметную роль начинает играть поле, создаваемое этими зарядами в окружающей нить среде. И если диэлектрическая проницаемость этой среды ε_1 удовлетворяет условию

$$\delta = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \ll 1, \tag{7}$$

взаимодействие оказывается значительно большим, чем в однородном случае.

Пусть ось нити совпадает с осью z. Тогда энергия взаимодействия зарядов, расположенных внутри нити в точках $z = 0$, $\rho = 0$ $(\rho = \sqrt{x^2 + y^2})$ и z, ρ при z, удовлетворяющих условиям

$$|z| \gg a, \qquad \frac{1}{\delta}\left(\frac{a}{z}\right)^2 \ln\frac{|z|}{a} \gtrsim 1 \tag{8}$$

(a — радиус нити), имеет вид

$$V(z) = \frac{e'e''\omega}{\varepsilon a\sqrt{2}}\left[1 - \frac{|z|\sqrt{2}}{a\omega}\right],$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{\delta}\ln\frac{1}{\delta}}, \tag{9}$$

а при меньших z, удовлетворяющих условию

$$\frac{1}{\delta}\left(\frac{a}{z}\right)^2 \ln\frac{|z|}{a} \ll 1, \tag{10}$$

определяется выражением

$$V(z) = \frac{e'e''}{\varepsilon_1 |z|}. \tag{11}$$

При $a \ll a_0$ (1) расстояние между двумерно квантованными уровнями $\sim \hbar/\mu a^2$ значительно больше энергии взаимодействия (9), (11). Поэтому движение зарядов, поперечное относительно оси нити, не меняется при учете взаимодействия и задача об относительном движении зарядов становится одномерной.

Аналогичные эффекты наблюдаются в полупроводниковых нитях более сложной формы: в [4,5] рассматривалась полупроводниковая нить в форме клина, бесконечная вдоль оси z.

Угол при вершине клина обозначим $\alpha = \pi N_0$, $N_0 \gg 1$. Часть клина при его вершине с $\rho \leqslant R$ ($\rho = \sqrt{x^2+y^2}$) заполнена полупроводником I с диэлектрической проницаемостью ε, а вторая часть клина с $\rho > R$ заполнена полупроводником II с диэлектрической проницаемостью ε'. Составной клин окружен диэлектриком (вакуумом) с диэлектрической проницаемостью ε_1.

Мы предполагаем, что

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} = \delta \ll 1, \qquad \frac{|\varepsilon - \varepsilon'|}{\varepsilon} \ll 1. \tag{12}$$

Кроме того, будем считать, что минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны полупроводника I (например, GaAs) находятся в энергетической щели полупроводника II (например, $Al_xGa_{1-x}As$) и диэлектрика, т.е. полупроводник I является квантовой ямой (точнее говоря, квантовой проволокой) для носителей тока. Будем также предполагать, что глубина квантовой ямы велика по сравнению со всеми рассматриваемыми энергиями.

Энергию взаимодействия зарядов e' и e'', находящихся на расстоянии z друг от друга вдоль оси клина и на расстоянии $\rho \leqslant R$ от оси клина, легко получить в двух предельных случаях. Для толстого клина, когда

$$\gamma = \frac{2}{\pi}\delta N_0 \ll 1, \tag{13}$$

имеем

$$V(\rho, z) = \frac{2e'e''N_0}{\pi\varepsilon\rho}\ln\frac{8\rho}{|z|} \tag{14}$$

при

$$\frac{\rho}{N_0} \ll |z| \ll \rho, \tag{15}$$

$$V(\rho, z) = \frac{2e'e''N_0}{\varepsilon|z|} \tag{16}$$

при

$$|z| \gg \rho. \tag{17}$$

Для толстого клина, когда

$$\gamma \gg 1, \tag{18}$$

имеем

$$V(\rho, z) \doteq \frac{2e'e''N_0}{\pi\varepsilon\rho}\left(\ln\frac{2\rho}{\gamma|z|} - C\right) \tag{19}$$

при

$$\frac{\rho}{N_0} \ll |z| \ll \frac{\rho}{\gamma}, \tag{20}$$

$$V(\rho, z) = \frac{e'e''}{\varepsilon_1|z|} \tag{21}$$

при

$$|z| \gg \frac{\rho}{\gamma}. \tag{22}$$

Следует заметить, что функциональный вид энергии взаимодействия как для полупроводникового слоя, так и для полупроводниковых нитей на промежуточных расстояниях (3), (9), (14), (19) соответствует взаимодействию изображений зарядов. При взаимодействии зарядов в пленке (3) — это взаимодействие нитей изображений $V \sim \ln(1/\rho)$. Для зарядов в цилиндрической нити (9) — это взаимодействие плоскостей изображений $V \sim |z|$. Для зарядов в клине (14), (19) — это взаимодействие колец изображений $V \sim 1/|z|$. Кроме того, размерное квантование приводит к тому, что в этих случаях носители будут находиться в толстой части клина и можно положить $\rho \simeq R$. При больших расстояниях (4), (11), (16), (21) функциональный вид аналогичен трехмерному — энергия обратно пропорциональна расстоянию между зарядами, но наличие диэлектрика увеличивает взаимодействие в $1/\delta$ раз (3), (9), (19) (взаимодействие через диэлектрик) или (16) увеличивает взаимодействие в $2N_0$ раз (число изображений).

Уравнение Шредингера многочастичной задачи имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e}\sum_{i=1}^{N}\nabla_i^2\psi - \frac{\hbar^2}{2m_h}\sum_{j=1}^{N}\nabla_j\psi + \frac{1}{2}\sum_{\substack{i_1,i_2=1\\ i_1\neq i_2}}^{N} V_{i_1,i_2}\psi +$$

$$+\frac{1}{2}\sum_{\substack{j_1,j_2=1\\ j_1\neq j_2}}^{N} V_{j_1 j_2}\psi + \sum_{i,j=1}^{N} V_{ij}\psi = E_N\psi. \tag{23}$$

Мы рассматриваем модель, в которой электронный спектр является квадратичным и изотропным. Здесь $m_{e,h}$ — эффективные массы электронов и дырок, которые в дальнейшем для простоты полагаются равными

$m_e = m_h = 2\mu$; N — число электронно-дырочных пар; i и j — индексы, нумерующие соответственно электроны и дырки; $\nabla_{i,j}$ — двумерный или одномерный градиент по координатам соответствующей частицы; ψ есть полная волновая функция системы, зависящая от координат всех частиц; V_{mn} — соответствующее кулоновское взаимодействие между частицами m, n.

Если мы ограничимся случаем промежуточных расстояний (3), (9), (14), (19), то, используя в качестве единиц расстояния и энергии a_x и $E_x = \hbar^2/2\mu a_x$, получим безразмерное уравнение Шредингера

$$-\sum_{i=1}^{N} \nabla^2_{\boldsymbol{\xi}_i}\psi - \sum_{j=1}^{N} \nabla^2_{\boldsymbol{\xi}_j}\psi - \frac{1}{2}\sum_{\substack{i_1,i_2=1\\ i_1\neq i_2}}^{N} \tilde{V}_{i_1 i_2}\psi - \frac{1}{2}\sum_{\substack{j_1,j_2=1\\ j_1\neq j_2}} \tilde{V}_{j_1 j_2}\psi + \sum_{i,j=1}^{N} V_{ij}\psi = \gamma_N\psi, \tag{24}$$

$$E_N = -E_x(N\Lambda - \gamma_N). \tag{25}$$

Здесь $\boldsymbol{\xi}_{m,n}$ — безразмерные радиус-векторы частиц (двумерный или одномерный); ξ_{mn} — безразмерные относительные расстояния между ними; $\Lambda \gg 1$; a_x будут определены ниже для каждого случая. Уравнение (24) не содержит параметров задачи, и основной вклад в энергию связи любых электронно-дырочных систем есть большая величина Λ [6,7]. Так, например, для сравнения энергий связи экситона и электронно-дырочной жидкости надо проводить вычисления в следующем порядке по параметрам Λ. Следует заметить, что этот вывод справедлив, только если среднее расстояние между частицами в электронно-дырочной системе удовлетворяет условиям (3), (8), (15), (20).

В результате получим для полупроводникового слоя (3) [8]

$$a_x = \frac{1}{2}\sqrt{a_0 d}, \quad \Lambda = \ln\frac{4d}{\delta^2 a_0} - 2C, \quad \tilde{V}_{ij} = \ln\xi_{ij}, \tag{26}$$

для полупроводниковой нити цилиндрического сечения (8), (9) [3]

$$a_x = \left(\frac{a^2 a_0}{2}\right)^{1/3}, \quad \Lambda = \frac{\omega}{2^{1/6}}\left(\frac{a}{a_0}\right)^{1/3}, \quad \tilde{V}_{ij} = \xi_{ij}, \tag{27}$$

для толстого клина (14), (15) [4]

$$a_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi a_0 R}{N_0}\right)^{1/2}, \quad \Lambda = \ln\frac{8R}{a_x}, \quad \tilde{V}_{ij} = \ln\xi_{ij}, \tag{28}$$

для тонкого клина (19), (20) [4]

$$a_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi a_0 R}{N_0}\right), \quad \Lambda = \ln\frac{2R}{\gamma a_x} - C, \quad \tilde{V}_{ij} = \ln\xi_{ij}. \tag{29}$$

Решение уравнения (24) для экситона $N = 1$ проделано для всех потенциалов (26)–(29). Для полупроводниковой пленки (26) наилучшее значение для энергии основного состояния

$$\gamma_{00} = 1.050 \tag{30}$$

получено в работе [9]. Пользуясь квазиклассическим методом, можно получить следующие приближенные выражения для γ_{nm} (n — главное, m — орбитальное квантовое число) [9]:

$$\gamma_{n0} \simeq 2\ln\left[2\sqrt{\pi}\left(n+\frac{1}{2}\right)\right],$$

$$\gamma_{00} \simeq 1.144, \quad \gamma_{10} = 3.342, \quad \gamma_{20} \simeq 4.364, \tag{31}$$

при $n \gg m \neq 0$

$$\gamma_{nm} = \gamma_{n0} + 2\ln\left(1+\frac{\sqrt{m^2-1/4}}{2(n+1/2)}\right) - \sqrt{2\left(m^2-\frac{1}{4}\right)}\frac{2-\ln[2(m^2-1/4)]}{\pi(n+1/2)\gamma_{n0}}. \tag{32}$$

Полученные результаты применимы при выполнении условий

$$a_0\delta^2 \ll d \ll a_0. \tag{33}$$

Решение уравнения (24) для экситона в полупроводниковой цилиндрической нити (27) имеет вид [3]

$$\psi_n(\xi) = \mathrm{Ai}(\xi + a'_n), \qquad \gamma_n = -a'_n. \tag{34}$$

Здесь $\mathrm{Ai}(x)$ — функция Эйри, a'_n — корни уравнения $\mathrm{Ai}'(a') = 0$

$$a'_1 = -1.019, \quad a'_2 = -3.248, \quad a'_3 = -4.820, \quad a'_4 = -6.183, \ldots, \tag{35}$$

$$a'_n = -\left(\frac{3}{2}\beta_n\right)^{3/2}, \quad \beta_n = \left(n-\frac{3}{4}\right)\pi - \frac{0.124}{4n-3} + \frac{0.078}{(4n-3)^2} - \frac{0.389}{(4n-3)^3} + \ldots. \tag{36}$$

Полученные результаты справедливы при выполнении условий

$$a_0\omega^3 \ll a \ll a_0.$$

Для полупроводникового клина решение уравнения (24) для экситона с пробной функцией $\psi_0(\xi) = B/\operatorname{ch} b\xi$ дает [4]

$$\gamma_0 = \frac{1}{2} - C - \frac{1}{2}\ln\frac{24}{\pi^2} \simeq -0.521, \tag{37}$$

что справедливо для толстого клина ($\gamma \ll 1$) при

$$\frac{a_0}{N_0} \ll R \ll \frac{a_0 N_0^{1/3}}{\ln(RN_0/a_0)} \tag{38}$$

и для тонкого клина ($\gamma \gg 1$) при

$$\delta^2 N a_0 \ll R \ll \frac{a_0 N_0^{1/3}}{\ln(R/\delta\gamma a_0)}. \tag{39}$$

При сравнении рассчитанной выше энергии связи экситона с экспериментальными значениями необходимо также учитывать энергию взаимодействия заряда, находящегося в пленке (нити) с наведенными на границах пленки (нити) зарядами (эффект самодействия) [10]. Самодействие, как и размерное квантование, дает вклад в перенормировку энергетической щели полупроводника. Этот вклад имеет тот же порядок, что и энергия связи экситона, — он существенно меньше энергии размерного квантования.

Энергия самодействия (взаимодействие с собственными изображениями) носителя тока с координатами $\varphi = 0$, ρ в полупроводниковом клине с логарифмической точностью равна [4]

$$W(\rho) = E_x \frac{R}{\rho} \begin{cases} \ln N_0, & \gamma \ll 1, \\ \ln 1/\delta, & \gamma \gg 1. \end{cases} \tag{40}$$

Таким образом, учет поляризации модифицирует вид квантовой ямы. Поправка к основному уровню энергии при $N_0 \gg 1$ равна

$$\Delta E = E_x \begin{cases} \ln N_0, & \gamma \ll 1, \\ \ln 1/\delta, & \gamma \gg 1. \end{cases} \tag{41}$$

Оценим теперь энергию конденсированного состояния экситонов — электронно-дырочной жидкости.

Для случая полупроводниковой пленки, окруженной диэлектриком, если безразмерное среднее расстояние между частицами

$$r_s = (\pi n a_x^2)^{-1/2} \tag{42}$$

(n — поверхностная плотность носителей в пленке) удовлетворяет условиям

$$\left(\frac{d}{a_0}\right)^{1/2} \ll r_s \ll \left(\frac{d}{a_0}\right)^{1/2} \frac{1}{\delta}, \tag{43}$$

для энергии и кулоновского взаимодействия можно использовать формулы (25) и (26) [6]. При этом кинетическая энергия определяется выражением

$$E_{\text{кин}} = 2E_x / r_s^2, \tag{44}$$

а обменная энергия равна

$$E_{\text{обм}} = -E_x[\Lambda + 2C - 1 - \ln 2r_s^2]. \tag{45}$$

Обменная энергия содержит ту же величину $\Lambda \gg 1$, что и энергия экситона, и в силу (25) является основной частью энергии взаимодействия. Третье слагаемое в полной энергии — корреляционная энергия. Она мала по сравнению с обменной в области $r_s \sim 1$, так как в этом случае кулоновское взаимодействие (5) эффективно экранируется, основной вклад в $E_{\text{корр}}$ набирается на импульсах

$$q \sim a_x^{-1} \gg \frac{\delta}{d}, \quad |E_{\text{корр}}| \sim E_x \ll |E_{\text{обм}}|.$$

В работе [6] для вычисления корреляционной энергии использовался метод Нозьера–Найнса. Электронно-дырочная жидкость оказалась энергетически более выгодным состоянием, чем экситонный газ, причем разница энергий связи составляет

$$\left|E^M_{\min}\right| - E_{\mathrm{exc}} \simeq 0.50 E_x. \tag{46}$$

Для системы электронов и дырок в изотропном случае при малых плотностях в качестве нулевого приближения, по-видимому, более обоснован выбор свободного газа коррелированных электронно-дырочных пар (экситонов [11–13]. В этом случае мы также можем получить зависимость энергии основного состояния от плотности $E(n)$. Минимум энергии по плотности будет соответствовать электронно-дырочной жидкости, в которой спектр одночастичных возбуждений может иметь диэлектрический характер. Мы предполагаем, что равновесная плотность диэлектрической электронно-дырочной жидкости такова, что среднее расстояние удовлетворяет условию (43).

Полная энергия имеет минимум при $r_s = 6.7$ и

$$\left|E^D_{\min}\right| - E_{\mathrm{exc}} \simeq 0.03 E_x. \tag{47}$$

Оценки (46), (47) сделаны для пленок GaAs: $\varepsilon = 12.35$, $a_0 = 146$ Å, взяты: $d = 30$ Å, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 3$. При этом $E_x = 39.6$ МэВ, $a_x = 33$ Å, $E_{\mathrm{exc}} = 49.2$ МэВ, $\left|E^M_{\min}\right| = 67.5$ мэВ, $\left|E^D_{\min}\right| = 50.4$ мэВ.

Следует отметить, что недостаточная точность расчета как металлической, так и диэлектрической электронно-дырочной жидкости не позволяет сделать окончательного вывода насчет их относительной стабильности. По всей видимости, более точные утверждения о характере фазовой диаграммы для электронно-дырочной жидкости и о переходе металл-диэлектрик можно сделать, проведя расчеты энергетической щели в спектре элементарных возбуждений, аналогичные выполненным для трехмерной электронно-дырочной жидкости в работе [14].

Электронно-дырочная жидкость в тонких полупроводниковых нитях цилиндрической формы, окруженных диэлектриком, рассматривались в работе [7].

Если среднее безразмерное расстояние между частицами

$$\varepsilon_s = 1/n a_x \tag{48}$$

(n — одномерная плотность носителей в нити) удовлетворяет условиям

$$\frac{a}{a_x} \ll r_s \ll \frac{a\omega}{a_x}, \tag{49}$$

то для энергии и кулоновского потенциала можно использовать формулы (25), (27). При этом кинетическая энергия определяется выражением

$$E_{\text{кин}} = E_x \frac{\pi^2}{4 r_s^2}, \tag{50}$$

а обменная энергия имеет вид

$$E_{\text{обм}} = -E_x \left\{\Lambda - f(\xi)\right\},$$

$$f(\xi) = \frac{1}{\pi}\left[\frac{1}{\sqrt{\xi}}\ln(1+\xi) + 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{\sqrt{\xi}}\right],$$

$$\xi = \frac{2\pi^2 a^2 \omega^2}{r_s^2 a_x^2}, \tag{51}$$

причем при выполнении условий (19) $\xi \gg 1$ и $f(\xi) \ll 1$.

Корреляционная энергия рассчитывалась в приближении хаотических фаз с учетом поправки Хаббарда [14].

Энергия электронно-дырочной жидкости была рассчитана как функция параметра

$$\gamma = \frac{a}{a_0}\omega^3 \gg 1. \tag{52}$$

Оказалось, что в диапазоне $10 \leqslant \gamma \leqslant 10\,000$ электронно-дырочная жидкость более энергетически выгодна, чем газ экситонов, причем уменьшение толщины нити более выгодно для электронно-дырочной жидкости, чем для экситона.

Оценки, проведенные в [14], показывают, что при $\gamma > 18$ в цилиндрических нитях не происходит образования диэлектрической экситонно-дырочной жидкости.

Подобные оценки для полупроводниковых нитей другой формы были проделаны в работе [5]. Было показано, что анизотропия электронного спектра в квантовых ямах и квантовых проволоках сдвигает основные состояния электронно-дырочной системы в сторону большей плотности.

Указанный вывод интересно связать с недавним открытием нового типа люминесценции в так называемом пористом кремнии [15–18]. Обнаруженные линии люминесценции соответствуют энергиям фотонов, превышающим ширину E_g непрямой щели в объемном Si. Как показано в [19], это явление, по-видимому, обусловлено изменением электронного спектра за счет квантовых размерных эффектов. При диаметре нитей $\lesssim 30$ Å пористый кремний становится прямым полупроводником. Анизотропия снимает действующее в объемном кристалле правило запрета. Указанные обстоятельства могут облегчить наблюдение экситонных и многочастичных эффектов в анизотропных системах, о которых говорилось выше.

Список литературы

[1] Рытова Н.С. // Вестник МГУ. Сер. физика, астрономия. 1967. Т. 3. № 2. С. 90–93.
[2] Чаплик А.В., Энтин М.В. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 6. С. 2496–2507.
[3] Бабиченко В.С., Келдыш Л.В., Силин А.П. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1238–1240.
[4] Андрюшин Е.А., Силин А.П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3253–3258.
[5] Андрюшин Е.А., Силин А.П. // ФТП (в печати).
[6] Андрюшин Е.А., Келдыш Л.В., Санина В.А., Силин А.П. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 5. С. 1509–1517.
[7] Бисти В.Е., Силин А.П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 737–743.
[8] Келдыш Л.В. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 6. С. 716–717.
[9] Андрюшин Е.А., Силин А.П. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 9. С. 2676–2680.
[10] Fomin V.M., Pokatilov E.P. // Phys. Stat. Sol. (b). 1986. V. 136. N 1. P. 187–193.
[11] Келдыш Л.В., Козлов А.Н. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. № 3. С. 978–987.
[12] Келдыш Л.В., Силин А.П. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1975. № 8. С. 33–38.
[13] Силин А.П. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 1. С. 134–140.
[14] Бисти В.Е., Силин А.П. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 6. С. 1850–1855.

[15] Canham L.T. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 8. P. 1046–1048.
[16] Cullis A.G., Canham L.T. // Nature. 1991. V. 353. N 3. P. 335–338.
[17] Koshida N., Koyama H. // Jap. J. Appl. Phys. 1991. V. 30. N 6. P. 1221–1223.
[18] Аверкиев Н.С., Аснин В.М., Марков И.И., Силов А.Ю., Степанов В.И., Мокроусов Н.Е., Чурилов А.Б. // Письма в ЖЭТФ (в печати).
[19] Копаев Ю.В., Молотков С.Н., Назин С.С. // Письма в ЖЭТФ (в печати).

Физический институт
им.П.Н.Лебедева РАН
Москва

Поступило в Редакцию
8 октября 1992 г.
В окончательной редакции
4 марта 1993 г.