

Эффект "кулоновской ямы" в спектрах поглощения и магнитопоглощения напряженных гетероструктур (In,Ga)As/GaAs

© А.В. Кавокин, С.И. Кохановский, А.И. Несвижский, М.Э. Сасин, Р.П. Сейсян, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.В. Гупалов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 5 декабря 1996 г. Принята к печати 20 февраля 1997 г.)

При $T = 1.7$ К и в магнитном поле $B \leq 7.5$ Тл выполнено оптическое и магнитооптическое исследование напряженной гетероструктуры с квантовыми ямами в системе (In,Ga)As/GaAs, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Хорошо разрешаемая осцилляционная структура спектров магнитопоглощения позволяет восстанавливать "верные диаграммы" для переходов между уровнями Ландау квантово-размерных состояний $HH1E1$ при учете энергий связи экситонов, вычисленных вариационным методом. На основании этого получены приведенные циклотронные массы носителей для квантовых ям с различным содержанием индия. Самосогласованное вариационное решение экситонной задачи в изучаемой структуре показывает, что при слабом потенциале типа II эффект кулоновской локализации дырки приводит к относительно увеличению силы осциллятора экситонного перехода $LH1E1$, притом экситонные переходы $LH1E1$ и $LH3E1$ остаются пространственно прямыми и сохраняют существенную интенсивность. Расщепление ~ 9 мэВ между этими двумя состояниями в нулевом магнитном поле находится в согласии с экспериментом. Существенная сила осциллятора экситонов с легкой дыркой наряду с дублетной структурой являются экспериментальным подтверждением преобразования невысокого барьера для легкой дырки в типе II электронным притяжением в квантовую яму с параболическим "кулоновским" профилем вблизи вершины, или же "кулоновскую яму".

1. Введение

В физике низкоразмерных гетероструктур обычно исследовались квантовые ямы и сверхрешетки типа I, где носители ограничены в одном слое. В последние годы, однако, большое внимание уделяется гетероструктурам типа II и системам, в которых осуществляется переход тип I–тип II, когда потенциальная яма становится для одного сорта носителей барьером. В последних системах спектр экситона существенно изменяется по сравнению со случаем квантовых ям типа I, что позволяет наблюдать уникальные явления. Одной из множества подобных перспективных гетеросистем является (In, Ga)As/GaAs, принадлежащая к так называемому смешанному типу в смысле пространственного разделения носителей. Благодаря механическому напряжению, вызванному несоответствием постоянных решетки барьерного слоя и слоя ямы, квантовые ямы для экситона с тяжелой дыркой имеют энергетический профиль типа I, в то время как для экситона с легкой дыркой квантовая яма преобразуется в невысокий барьер, что соответствует слабо выраженному типу II. Соответственно предполагается, что переходы из состояний легкой дырки принадлежат пространственно непрямым экситонам, связывающим дырку из "барьерного" слоя GaAs, преобразовавшегося для легких дырок в потенциальную яму, с электроном квантовой ямы из (In, Ga)As.

Вместе с тем спектральная особенность, наблюдаемая в поглощении [1], фотопроводимости [2], и электроотражении [3], которая обычно связывается с пространственно непрямым экситонным переходом $LH1E1$, не имеет существенных отличий в сравнении с другими линиями, связываемыми с пространственно прямыми экситонами

типа I. Насколько нам известно, ранее для этой системы не предпринималось попыток теоретически описать экситонные состояния вблизи точки перехода тип I–тип II, принимая во внимание "составной" энергетический профиль для дырки, возникающий из потенциала квантовой ямы и кулоновского потенциала. В результате остается открытым вопрос — является ли наблюдаемый в спектрах экситон пространственно прямым или непрямым.

Цель данной работы состоит в исследовании энергетического профиля и экситонных состояний в гетероструктурах с квантовыми ямами (In,Ga)As/GaAs по спектрам поглощения и осциллирующего магнитопоглощения. Сравнение экспериментальных данных с расчетными энергиями и силами осциллятора различных экситонных состояний вблизи перехода тип I–тип II позволяет нам предположить модель превращения состояний $LH1E1$ и $LH3E1$ в гетероструктуре типа II в пространственно не прямое и прямое надбарьерное экситонные состояния соответственно.

2. Образцы и техника эксперимента

Гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В качестве подложки использовались пластины GaAs с ориентацией поверхности (100). Структуры состояли из 20 изолированных квантово-размерных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, разделенных барьерами из GaAs ($x = 0.15, 0.2$; ширина ямы $L_z = 80$ Å; толщины барьеров $L_b = 400, 800$ Å).

Оптические измерения выполнялись при температуре $T = 1.7$ К в откачиваемом гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом, который позволял получать по-

ля до 7.5 Тл. Образцы были погружены в жидкий гелий в свободном виде. Спектры получены в геометрии Фарадея при левоциркулярной и правоциркулярной поляризациях света с помощью светосильного дифракционного монохроматора.

3. Теория

Величины энергий связи различных состояний экситона (R_B) в квантовой яме в присутствии внешнего магнитного поля (B) могут быть получены вариационным решением соответствующего уравнения Шредингера [4]:

$$R_B = \frac{3}{16} \frac{\hbar^2 a_{\perp}^2}{\mu_{\perp} L^4} + \frac{\hbar^2}{2\mu_{\perp} a_{\perp}^2} + \frac{4}{a_{\perp}^2} \int \rho d\rho e^{-2\rho/a_{\perp}} V(\rho) - \hbar\omega_c^e \left(l_e + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_c^h \left(l_h + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где

$$V(\rho) = -\frac{e^2}{\varkappa} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dz_e dz_h \frac{U_e^2(z_e) U_h^2(z_h)}{\sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}}. \quad (1a)$$

Здесь L — магнитная длина, a_{\perp} — боровский радиус экситона в плоскости квантовой ямы, μ_{\perp} — приведенная масса экситона в плоскости ямы, \varkappa — диэлектрическая проницаемость, $U_{e(h)}(z_{e(h)})$ — волновая функция электрона (дырки) в нормальном к плоскости квантовой ямы направлении, $\omega_c^{e(h)}$ — электронная (дырочная) циклотронная частота, ρ — координата электрон-дырочного относительного движения в плоскости квантовой ямы. Здесь a_{\perp} является вариационным параметром, который находится минимизацией $R_B(a_{\perp})$. Массы тяжелой и легкой дырок в плоскости слоя даются хорошо известными параметрами Латтинжера для GaAs и InAs. Использовалось сферическое приближение и предположение о линейности зависимости параметров от x . Энергии связи, полученные из (1), показаны на рис. 1.

Помимо экситона в размерно-ограниченных структурах существует еще одно последствие кулоновского взаимодействия при оптическом переходе, состоящее в электростатическом влиянии носителей заряда на форму потенциала для носителей заряда противоположного знака в тех случаях, когда движение первых пространственно ограничено. Эффект состоит в искривлении исходного потенциала и образовании в общем случае ямы с дном в центре квантово-размерной структуры. В гетероструктурах типа I такая яма возникает и для электронной, и для дырочной зон. Однако она редко принимается во внимание, так как глубина такой "кулоновской ямы" не превышает 1 ÷ 2 десятков мЭВ.

В общем случае для дырочной зоны кулоновскую яму можно описать следующим потенциалом:

$$V_h(z_h) = -\frac{e^2}{\varkappa} \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho \int_{-\infty}^{\infty} dz_e \frac{f^2(\rho) U_e^2(z_e)}{\sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}}. \quad (2)$$

Здесь $f(\rho)$ — волновая функция двумерного электрон-дырочного относительного движения, являющаяся в нашей задаче пробной функцией. Ее удобно выбрать в виде $f(\rho) = \sqrt{2/\pi} a_{\perp}^{-1} \exp(-\rho/a_{\perp})$. В случае электронного потенциала $V_e(z_e)$ в (2) требуется вместо $U_e(z_e)$ подставить $U_h(z_h)$ и интегрирование выполнять по z_h . В наиболее общем случае, выполняя самосогласованный вариационный расчет энергетических уровней, мы учтем электростатические эффекты кулоновского поля автоматически. Аналитические выражения для эффектов кулоновской ямы в рамках теории возмущений были получены впервые в [5], однако аналитическое решение потребовало приближения бесконечных барьеров. В этом приближении спектр собственных состояний, возникающий в бесконечной кулоновской яме, идентичен спектру одномерного гармонического осциллятора и представляет собой эквидистантные осцилляторные уровни с осцилляторным квантовым числом $n = 0, 1, \dots$

В общем случае исходный и кулоновский потенциалы складываются. При существенном преобладании энергии размерного квантования энергия состояния в яме комбинируется с энергией осцилляторного состояния, и состояние оказывается вне параболической области кулоновского потенциала. В результате можно ожидать лишь незначительное общее смещение энергий уровней. Однако в тех случаях, когда высота барьера и глубина ямы выравниваются друг с другом и далее яма становится барьером, $V_{h,e}(z_{h,e})$ оказывается больше исходного потенциала, и тогда роль кулоновской ямы становится доминирующей, предопределяя как энергетический спектр состояний, так и силу осциллятора переходов.

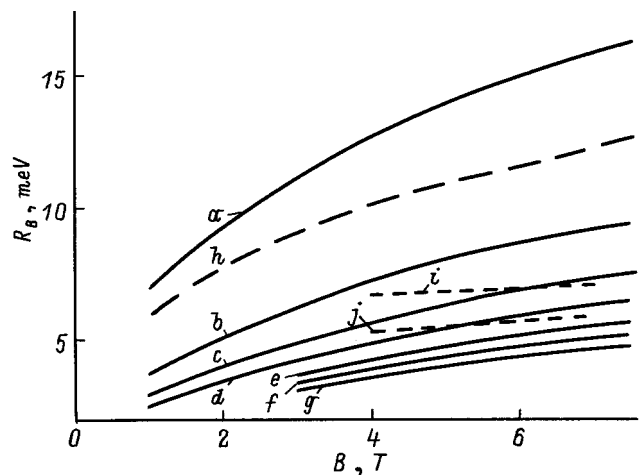


Рис. 1. Энергии связи диамагнитных экситонов (R_B) в гетероструктурах $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами ($L_z = 80 \text{ \AA}$) в зависимости от магнитного поля B , для переходов между различными подзонами Ландау с квантовыми числами l на различных уровнях размерного квантования. $HH1L1$, $l_c = 0$ (a), 1 (b), 2 (c), 3 (d), 4 (e), 5 (f), 6 (g); $HH2E2$, $l_c = 0$ (h); $LH(n)E1$, $n = 0$ (i), 2 (j). l_c соответствует номеру электронного уровня Ландау, на которой осуществляется переход, n — номеру "осцилляторного" уровня "кулоновской ямы".

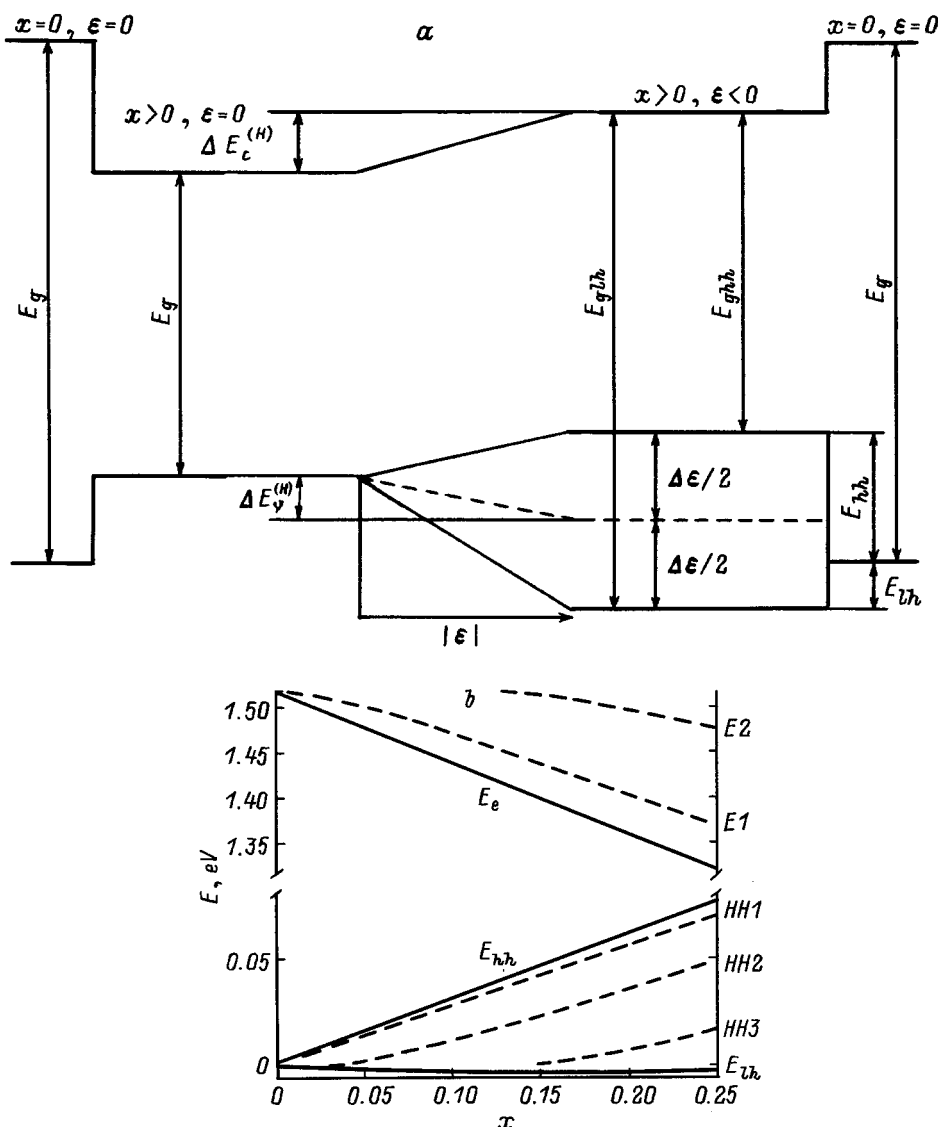


Рис. 2. Энергии уровней размерного квантования в напряженных слоях $In_xGa_{1-x}As/GaAs$. *a*: энергетическая схема, поясняющая образование барьеров и ям в зависимости от состава (x) и напряжений (ϵ). *b*: тонкие сплошные линии — изменение положения краев зоны проводимости и валентной зоны при увеличении x ; штриховые — изменения с x энергий квантово-размерных состояний электрона (E_1, E_2) и тяжелой дырки ($HH1, HH2, HH3$) для $L_z = 80 \text{ \AA}$; толстая сплошная линия (нижняя кривая) — $E_{lh}(x)$.

Именно такую ситуацию мы неизбежно будем наблюдать в окрестностях перехода тип I–тип II.

Очевидно, что в нашем случае квантово-размерных слоев в гетеросистеме $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ увеличение x будет приводить к пропорциональному уменьшению ширины запрещенной зоны $E_g(InGaAs)$. Однако одновременно возникает увеличивающаяся с x деформация $\epsilon = -\Delta a/a$, где a — постоянная решетки свободного твердого раствора с содержанием индия x , а Δa — разность периодов решетки твердого раствора и базового слоя $GaAs$. Учет конкретных констант деформационного потенциала и упругих констант (мы считали их линейно зависящими от x) приводит к выводу о том, что диагональная компонента тензора деформаций ("гидростатическая" компонента деформации) обуславливает

обратный процесс выравнивания запрещенного зазора, и окончательный результат оказывается зависящим уже от осевой компоненты, которая расщепляет валентную зону, сдвигая тяжелые дырки в глубь запрещенной зоны. Что же касается легких дырок, для них вершина зоны оказывается вытесненной из ямы практически для всех составов твердых растворов с $0 \leq x \leq 0.25$ (рис. 2). Отметим, что вытеснение легкой дырки из ямы подтверждается рядом прямых экспериментов (см., например, [2]). Варьирование параметров материалов в пределах известных значений слабо влияет на этот результат. Существеннее оказывается соотношение разрывов зон проводимости и валентной $Q = \Delta E_c/\Delta E_v$, которое, вообще говоря, тоже зависит от x . Так, для положения вершины валентной зоны легких дырок можно записать

$$E_{lh}(x) = \Delta E_v^0(x) + \Delta E_v^{(H)}(x) - \Delta_\varepsilon(x)/2 - (9/16)\Delta_\varepsilon^2(x)/\Delta_0(x), \quad (3)$$

где $\Delta E_v^0(x)$ — доля изменения ширины запрещенной зоны в зависимости от x , приходящаяся на валентную зону, без учета деформации; $\Delta E_v^{(H)}$ — доля гидростатического изменения ширины запрещенной зоны, приходящаяся на валентную зону; $\Delta_\varepsilon(x)$ — деформационное расщепление валентной зоны и $\Delta_0(x)$ — энергия спин-орбитального расщепления для данного состава. Согласно [6], при $T = 2\text{ K}$ $E_g(x) [\text{эВ}] = 1.5192 - 1.5837x + 0.475x^2$, для ненапряженного состояния примем $Q = 0.85/0.15$ [7]; гидростатическую составляющую, пропорциональную деформации, в результате сравнения с экспериментом в [8] предлагается распределять в отношении $Q_\varepsilon^{(H)} = 0.89/0.11$. Более последовательным было бы считать эту величину соответствующей отношению парциальных гидростатических констант деформационного потенциала: $Q_\varepsilon^{(H)}(x) = a_c(x)/a_v(x)$ и зависит от x . Для данного состава величина a_v может быть оценена в линейном приближении по x как $a_v(x) [\text{эВ}] = 1.16 - 0.16x$ [7]. Однако парциальные параметры трудно измеряемы и не слишком надежны. Таким образом, второй член в (3) мы запишем как (см. [9])

$$\Delta E_v^{(H)}(x) = a^*(x)[2 - \lambda(x)]\varepsilon(x), \quad (4)$$

где для плоскости (100) $\lambda(x) = 2c_{12}(x)/c_{11}(x)$. Учитывая закон Вегарда, получим $\varepsilon(x) = -x/(13.9 + x)$, а коэффициент $a^*(x)$ запишем двояко: 1) по [8] как $0.11a(x)$, где $a(x) [\text{эВ}] = -8.68 + 2.77x$, или 2) как $a_v(x)$, приведшееся выше. Константы упругой жесткости примем равными $c_{12}(x) = 11.26 - 2.93x$ и $c_{11}(x) = 5.71 - 1.18x$ [6]. Деформационное расщепление определим как [9]

$$\Delta_\varepsilon(x) = 2|b(x)|(1 + \lambda(x))|\varepsilon(x)|, \quad (5)$$

где $b(x) [\text{эВ}] = -1.7 - 0.1x$ [8]. Учитывая помимо того $\Delta_0(x) [\text{эВ}] = 0.341 - 0.09x + 0.40575x^2$ [6], получим результат, изображенный на рис. 3. Согласно расчету, при составах, соответствующих $x = 0.05 \div 0.20$, для легких дырок величина V_{lh} составляет 5 ± 2 мэВ, спадая до нуля при $x = 0$ и 0.25 ± 0.03 . Необходимо также учесть перенормировку высоты барьера за счет неравенства эффективных масс дырки в материалах ямы и барьера. Эта перенормировка возникает благодаря отличному от нуля волновому вектору дырки в плоскости ямы, что в свою очередь является следствием кулоновского притяжения электрона и дырки в экситоне. Этот эффект подробно рассмотрен одним из авторов настоящей работы в [10]. Воспользовавшись ее результатами, мы оцениваем для наших материалов понижение высоты потенциального барьера для тяжелой дырки в (3 ± 1) мэВ и усиление потенциала типа II для легкой дырки в (2 ± 1) мэВ в квантовой яме шириной 80 \AA . Таким образом, окончательно

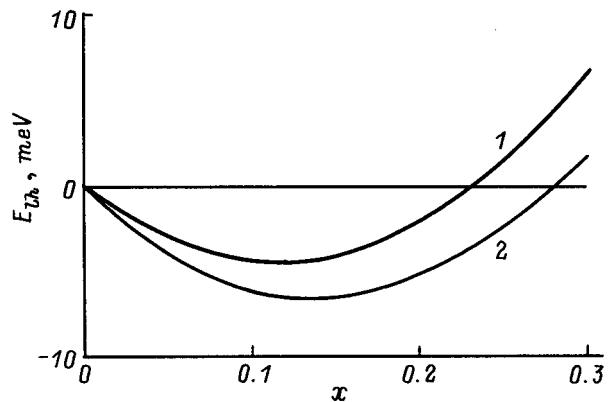


Рис. 3. Изменение положения вершины валентной зоны легких дырок E_{lh} в зависимости от x . 1, 2 — два варианта расчета гидростатической компоненты деформационного сдвига вершины валентной зоны $E_v^H(x)$, пояснения в тексте.

имеем $E_{lh} = 7 \pm 3$ мэВ. В то же время численный расчет по (2) дает глубину кулоновской ямы для легкой дырки $V_{lh}^{(0)} = -(15 \div 20)$ мэВ. Следовательно, мы имеем дело с явным преобладанием притягивающей кулоновской ямы для легкой дырки над отталкивающим барьером и можно предположить, что ее роль в рассматриваемом случае окажется существенной.

Для практического применения представлений о кулоновской яме мы должны учесть ограниченную высоту барьеров, приводящую к тому, что потенциал (2) является не параболическим, как в [5], а колоколообразным и плавно переходит в плоский на расстояниях, существенно отдаленных от центра ямы. В общем виде задача оказывается аналитически трудно разрешимой, и представляется интересным поиск такого аппроксимирующего потенциала, который был бы максимально близок к реальному (2) и допускал бы строгую (вариационную) подгонку на интересующих нас уровнях энергий. В качестве такой функции мы выбрали хорошо известную (см. [11]) гиперболическую тригонометрическую функцию $\text{ch}^{-2} z$, отвечающую предельным случаям перехода в плоскость при больших z и в параболу при $z \rightarrow 0$. Таким образом, мы будем аппроксимировать потенциал (2) функцией

$$V_h(z_h) = -\frac{V_0}{\text{ch}^2 \alpha z_h}, \quad (6)$$

где V_0 и α — подгоночные параметры, выбираемые из условия соответствия между потенциалами (2) и (6). Волновые функции электрона и тяжелой дырки в нашем случае зависят главным образом от квантово-размерных явлений и могут быть найдены как волновые функции одиночной частицы в прямоугольной яме, возмущенной кулоновским потенциалом (см. [4]). С другой стороны, волновая функция легкой дырки в квантовой яме типа II с незначительным разрывом зон определяется кулоновским потенциалом (2).

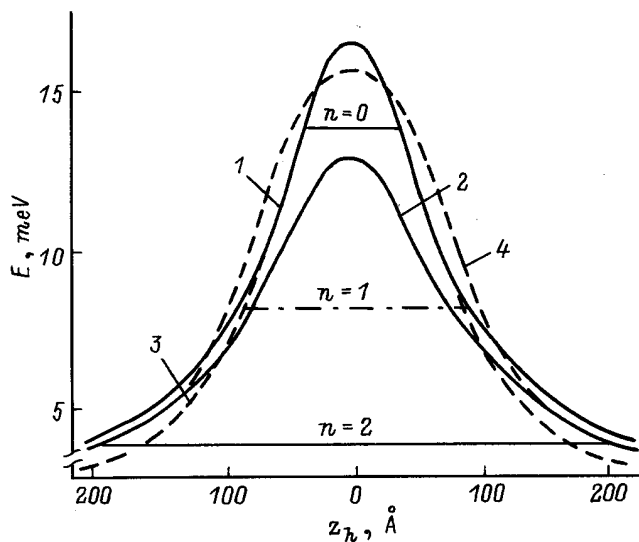


Рис. 4. Реальная форма "кулоновской ямы" в системе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантово-размерным слоем толщиной $L_z = 80 \text{ \AA}$ (1, 2) и ее аппроксимации (3, 4) для двух значений подгоночного параметра a_{\perp} . 1, 3 — $a_{\perp} = 100 \text{ \AA}$, при этом $V_0 = 16.7 \text{ мэВ}$ и хорошо определяется первый осцилляторный уровень $n = 0$, $E_1 = 14 \text{ мэВ}$; 2, 4 — $a_{\perp} = 130 \text{ \AA}$, при этом $V_0 = 13.5 \text{ мэВ}$ и хорошо определяется третий уровень $n = 2$, $E_3 = 3 \text{ мэВ}$.

На рис. 4 мы приводим для сравнения "истинную" форму кулоновской ямы, полученную численным расчетом по (2), и ее аппроксимацию по (6). Видно, что трудно подобрать параметры задачи таким образом, чтобы хорошее соответствие наблюдалось во всем интервале энергий. Так что, решая задачу самосогласованно, мы подбирали наилучшие параметры применительно к тому интервалу энергий, который нас интересует. Особенно сложно получать "хороший" результат для сгущающихся к $n \rightarrow \infty$ осцилляторных уровней с большими осцилляторными квантовыми числами n . Это принуждало нас подгонку параметров осуществлять самосогласованно для каждого уровня по отдельности. Волновые функции частиц в потенциале (6) хорошо известны [11]:

$$\psi_n = (1 - \xi^2)^{q/2} F\left(-n, 2q + n + 1, q + 1, \frac{1 - \xi}{2}\right), \quad (7)$$

где

$$F(\alpha, \beta, \gamma, \delta) = 1 + \frac{\alpha\beta\delta}{\gamma} \frac{1}{1!} + \frac{\alpha(\alpha+1)\beta(\beta+1)\delta^2}{\gamma(\gamma+1)} \frac{1}{2!} + \dots,$$

$\xi = \tan \alpha z_h$, $q = (-2m_h E_h / \hbar^2 \alpha^2)^{1/2}$, E_h — энергия дырки, m_h — масса дырки в направлении z .

В рассматриваемом случае, когда $\alpha = -n$, выражения для ψ_n могут быть легко найдены:

$$\psi_0 = (1 - \xi^2)^{q/2},$$

$$\psi_1 = (1 - \xi^2)^{q/2} \xi,$$

$$\psi_2 = (1 - \xi^2)^{q/2} \left[1 - \frac{(2\xi + 3)(1 - \xi^2)}{2(\xi + 1)}\right] \quad (8)$$

и т.д. Необходимо обратить внимание, что функции ψ_n должны быть нормированы условием

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz_h \psi_n^2(z_h) = 1. \quad (9)$$

В присутствии потенциала квантовой ямы типа I или типа II волновые функции ψ_n возмущены. Вначале примем во внимание только смешивание между дырочными состояниями ψ_0 и ψ_2 , учитывая, что гладкий потенциал квантовой ямы обеспечивает смешивание состояний одной четности, поэтому дырочные состояния ψ_1, ψ_3 не должны приниматься во внимание. Прямоугольный потенциал квантовой ямы для легкой дырки значительно слабее, чем $V_h(z_h)$ для легкой дырки и, следовательно, может рассматриваться как возмущение. Подобный подход развит в [12] для описания эффекта Штарка в смешанной, тип I-тип II, квантовой яме. Возмущенные волновые функции могут быть записаны следующим образом:

$$\bar{\psi}_0 = A(\psi_0 + C\psi_2), \quad (10a)$$

$$\bar{\psi}_2 = B(\psi_2 - C\psi_0), \quad (10б)$$

где

$$C = \frac{V_b}{(E_0 - E_2)} \int_{-L_z/2}^{L_z/2} \psi_0(z_h) \psi_2(z_h) dz_h,$$

A, B — нормировочные константы, E_0, E_2 — собственные энергии соответствующих невозмущенных состояний,

$$E_n = -\frac{\hbar^2 \alpha^2}{8m_{h\parallel}} \left[-(1 - 2n) + \sqrt{1 + \frac{8m_{h\parallel} V_0}{\alpha^2 \hbar^2}} \right], \quad (11)$$

V_b — исходная глубина (высота) квантовой ямы (барьера), которая предполагается отрицательной для типа I и положительной для типа II (в нашем случае $V_b \equiv E_{ih}$).

Замена $U_{hh}(z_h)$ в потенциале (1a) на волновые функции (10a), (10б) позволяет вычислить энергии связи для двух нижних состояний экситона с легкой дыркой в гетероструктурах типа II. Далее производится самосогласование этих расчетов. Вначале мы берем боровский радиус экситона в плоскости ямы a_{\perp} равным боровскому радиусу двумерного экситона. Это позволит вычислить потенциал (2) и волновые функции $\bar{\psi}_0, \bar{\psi}_2$ в первом приближении. Затем мы находим уточненное значение a_{\perp} как вариационное решение задачи об экситоне в квантовой яме, искаженной кулоновским потенциалом (2)

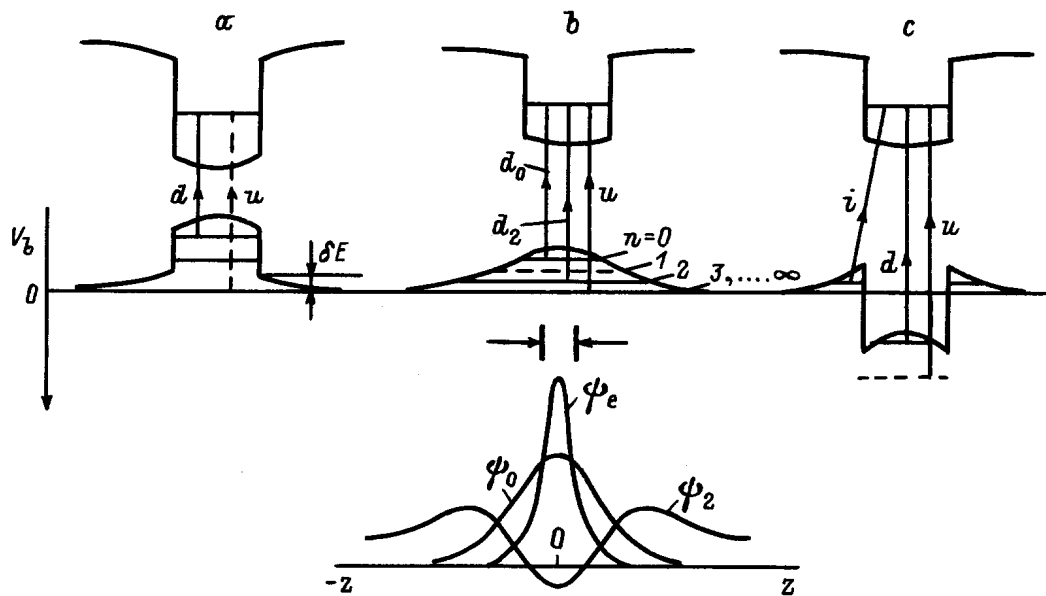


Рис. 5. Энергетические профили квантовых ям типа I (a), типа II (c) и промежуточной структуры с "плоской" валентной зоной (b) — схематически. d , u , i — прямой, надбарьерный и пространственно не прямой переходы соответственно. Внизу — вид осцилляторных волновых функций ψ_0 и ψ_2 , а также волновой функции электрона ψ_e , над которой для масштаба по z показан размер, соответствующий исследуемым квантовым ямам $L_z = 80 \text{ \AA}$.

с полученными волновыми функциями $\bar{\psi}_0$ и $\bar{\psi}_2$ (более подробно см. [4,12]). Далее мы вычисляем более точные $\bar{\psi}_0$ и $\bar{\psi}_2$ с новым a_{\perp} , и так далее до удовлетворительной точности.

Этот подход позволяет объяснить трансформацию спектров экситона при переходе тип I—тип II. По этой причине мы будем называть экситонные состояния в гетероструктуре типа II подобно соответствующим состояниям в структуре типа I. Например, два нижних разрешенных экситонных перехода с легкой дыркой назовем $LH1E1$ и $LH3E1$, имея в виду подобие волновых функций осцилляторных состояний $n = 0$ и 2 уровням легкой дырки $LH1$ и $LH3$ в квантовой яме соответственно.

Возможные оптические переходы в гетероструктурах с квантовыми ямами типа I и типа II показаны на рис. 5. В гетероструктурах типа I доминируют прямые переходы между квантовыми состояниями дырок и электронов. Потенциал кулоновского взаимодействия вызывает небольшое длинноволновое смещение линий. Это смещение δE можно приблизительно оценить по "хвосту" потенциала, остающемуся при наложении прямоугольного исходного на "кулоновский". Величина смещения δE , таким образом, тем больше, чем меньше ширина ямы L_z , но не превышает V_0 (см. рис. 5, a). Учет δE в квантовых ямах типа I актуален главным образом при попытках установить точное соответствие между теоретическими и экспериментальными энергетическими спектрами квантово-размерных состояний. Прямые переходы осуществляются и в промежуточном случае, когда одна из зон, например, валентная, исходно—плоская (рис. 5, b). Однако переходы в этом случае осуществляются из

осцилляторных уровней кулоновской ямы, притом существуют правила отбора, запрещающие из соображений четности переходы на первый уровень электрона из осцилляторных уровней дырки с нечетным номером $n = 1, 3 \dots$. Уровни с большим n в колоколообразной яме сгущаются при выходе на плоскость, образуется квазиконтинуум, включающий, например, $n = 3 \dots \infty$, и истинный континуум, из которого возможны надбарьерные переходы. Для случая (In,Ga)As/GaAs состояния легкой дырки без учета кулоновской ямы вне квантовой ямы, т.е. в барьерном слое GaAs, оказываются выше по энергии. Однако учет кулоновской ямы приводит к некоторой пространственной локализации легкой дырки в пределах квантово-размерного слоя, и оптические переходы вновь оказываются прямыми, а сила осциллятора некоторых переходов может оказаться и больше, чем в соответствующем типе I. Возникающие пространственно прямые переходы экситона могут играть основную роль в спектрах поглощения гетероструктур слабого типа II. Соответствующие экситонные состояния описываются вышеприведенными формулами. С другой стороны, в структуре сильного типа II любая асимметричная потенциальная флуктуация может привести к появлению пространственно не прямых экситонов (i на рис. 5). Вариационное решение подобной задачи приведено в [12]. Так же можно описать и надбарьерные резонансные состояния (см. [13]), которые в принципе присутствуют в квантовых ямах обоих типов.

Вясним теперь, каковы энергии и силы осциллятора двух самых низких разрешенных переходов экситона с легкой дыркой. Используя ранее представленный метод, можно показать, что расщепление между состояниями

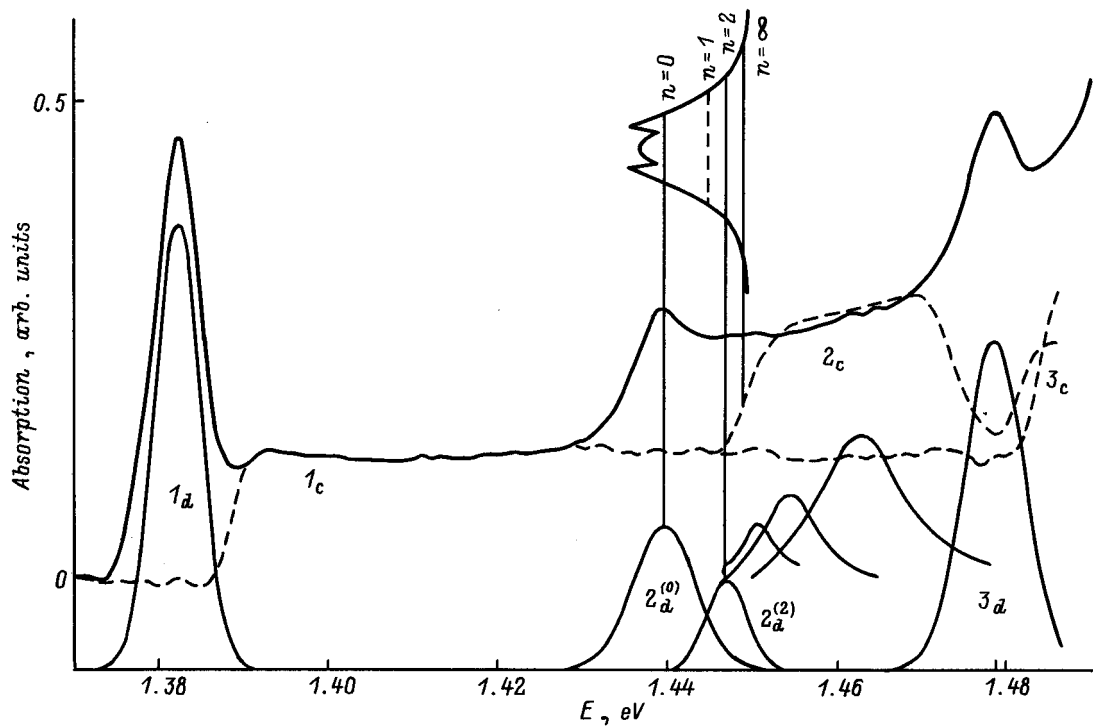


Рис. 6. Экспериментальный спектр поглощения $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ (сплошная толстая линия) и его декомпозиция. $T = 1.7\text{ K}$, $L_z = 80\text{ \AA}$. $1_d, 2_d^{(0)}, 2_d^{(2)}, 3_d$ — гауссовы контуры, соответствующие (по порядку) дискретным экситонным максимумам HH1E1 , LH1E1 ($n = 0$), LH3E1 ($n = 2$), HH2E2 . $1_c, 2_c$ и 3_c — континуумы состояний HH1E1 , LH1E1 и HH2E2 соответственно. На вставке — предполагаемый контур "кулоновской ямы", совмещенный с линиями спектра переходов легкой дырки.

LH1 и LH3 определяется выражением

$$\Delta = E_2 - E_0 + V_b \int_{-L_z/2}^{L_z/2} dz [\bar{\psi}_2^2(z) - \bar{\psi}_0^2(z)]. \quad (12)$$

Сила осциллятора экситона, пропорциональная продольно-поперечному расщеплению ω_{LT} , теперь может быть легко найдена с использованием [4]

$$\omega_{LT} = \omega_{LT}^{\text{bulk}} \frac{2a_B^3}{L_z a_{\perp}^2} \left[\int dz U_e(z_e) U_h(z_h) \right]^2, \quad (13)$$

где $\omega_{LT}^{\text{bulk}}$ и a_B — продольно-поперечное расщепление и боровский радиус в объемном арсениде галлия соответственно. При этом вместо $U_h(z_h)$ подставляется $\bar{\psi}_0$ или $\bar{\psi}_2$ для экситона LH1E1 или LH3E1 соответственно.

Предложенный метод позволяет найти аналитический вид волновых функций основного и возбужденного дырочных состояний в сложном потенциале вблизи перехода тип I–тип II. Самосогласованное вариационное решение экситонной задачи полностью описывает кулоновский эффект в системе при использовании только одного вариационного параметра. Следует отметить два основных достоинства нашего метода расчета экситонных состояний по сравнению с широко применяемым методом Берруа–Бастарда [14]. Первое, мы получаем возможность пользоваться аналитическим выражением

для дырочной волновой функции, причем наличие двух подгоночных и вариационного параметров делают этот расчет достаточно точным. Второе, наш метод позволяет рассчитывать параметры не только основного, но и возбужденных экситонных состояний, что необходимо для магнитооптических исследований систем с переходом тип I–тип II.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 6 представлен типичный спектр поглощения исследуемых гетероструктур. Его можно рассматривать как состоящий из трех основных экситонных максимумов и по крайней мере двух плато, которые соответствуют континуумам поглощения в квантово-размерных гетероструктурах типа I. Учтем, что первый в порядке возрастания энергии пик обычно интерпретируется как экситонный резонанс HH1E1 , связанный с переходом между первыми уровнями размерного квантования тяжелой дырки и электрона. Второй, как уже отмечалось, связывается с пространственно непрямым переходом LH1E1 на экситоне, образованном первым электронным состоянием квантовой ямы и состоянием легкой дырки в барьере, а третий соответствует экситонному переходу между вторыми уровнями размерного квантования тяжелой дырки и электрона в яме (HH2E2). На этом

же рисунке приводится результат разложения спектра поглощения на составляющие. Разложение осуществлялось подгонкой гауссова контура к длинноволновой стороне соответствующего максимума поглощения с учетом того, что второй и третий пики приподняты на высоту континуумов поглощения от предыдущего состояния. В результате мы получаем возможность сравнения сил осциллятора различных экситонных состояний, так же как и приведенной плотности состояний в континуумах.

Коэффициент межзонного поглощения света в квантовых ямах типа I без учета экситонных эффектов хорошо известен [15]. Мы его запишем для удобства сравнений в следующем виде:

$$\alpha(\omega) = (A/\eta) f_{cv}^0 I_{eh}^2 N_{2D}(\omega) \sim (A/\eta) (E_p/\hbar\omega) a_p \mu_{\perp} I_{eh}^2 \Theta(\hbar\omega - E_{ij}). \quad (14)$$

Здесь $A = 2\pi^2 e^2 \hbar / m_0 c$, η — коэффициент преломления, $f_{cv}^0 = 2|P_{cv}|^2 / m_0 \hbar \omega$ — сила осциллятора межзонных трехмерных переходов, $|P_{cv}|$ — модуль матричного элемента дипольных межзонных переходов, I_{eh}^2 — квадрат интеграла перекрытия дырочных и электронных волновых функций, а $N_{2D}(\omega) = (\mu_{\perp} / \pi \hbar^2) \Theta(\hbar\omega - E_{ij})$ — межзонная комбинированная плотность состояний, где μ_{\perp} — приведенная эффективная масса электрона и дырки в плоскости слоев, $E_p = (2m/\hbar^2) |P_{cv}|^2$, $\Theta(\omega)$ — функция Хевисайда, а E_{ij} — энергия края поглощения для пары подзон i и j ; коэффициент a_p зависит от поляризации света и магнитных квантовых чисел состояний i и j ($M = \pm 1/2; \pm 3/2$ для легкой и тяжелой дырок соответственно). В случае межзонного поглощения в гетеропереходах типа II для одного из состояний (начального или конечного) нам придется учитывать трехмерную плотность состояний. В нашем случае таковой окажется плотность состояний легкой дырки N_{lh} , и мы можем записать

$$N_{lh}(E) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{m_{lh}^{\perp} \sqrt{m_{lh}^{\parallel}} D^2 L}{\hbar^3} \sqrt{E}, \quad (15)$$

где D и L — размеры образца параллельно и по нормали к слоям соответственно. Интеграл перекрытия I_{ij} для каждого состояния в квантово-размерной гетероструктуре типа II обладает малостью вида L_z/L , которая исчезает, однако, при вычислении коэффициента поглощения из-за интегрирования по \vec{k}_{\parallel} . Для того чтобы вычислить I_{ij} , представим дырочную волновую функцию в виде линейной комбинации четной и нечетной компонент и примем во внимание, что в зависимости от четности i -й электронной функции в I_{ij} будет вносить вклад лишь одна из этих компонент. Для определенности рассмотрим переход на 1-й электронный уровень с четной волновой функцией и, таким образом, будем искать четное дырочное состояние с энергией E над барьером высоты V и ширины L_z . Нетрудно показать, что волновая функция

такого надбарьерного состояния выражается как

$$U_{lh}(z) = \frac{1}{\sqrt{L}(1+r^2)} \times \begin{cases} \exp[ik_2(z + L_z/2)] + r \exp[-ik_2(z + L_z/2)], & z < -L_z/2, \\ \exp[-ik_2(z - L_z/2)] + r \exp[ik_2(z - L_z/2)], & z > L_z/2, \\ A \cos k_1 z, & -L_z/2 < z < L_z/2, \end{cases} \quad (16)$$

где

$$r = \frac{1 + i(k_1/k_2) \tan(k_1 L_z/2)}{1 - i(k_1/k_2) \tan(k_1 L_z/2)}, \quad A = \frac{1+r}{\cos(k_1 L_z/2)},$$

$$k_1 = \sqrt{\frac{2m_{lh}^{\parallel}(E-V)}{\hbar^2}}, \quad k_2 = \sqrt{\frac{2m_{lh}^{\parallel}E}{\hbar^2}}.$$

Вычислив таким образом величины интегралов перекрытия, мы можем найти относительный вклад переходов легкой и тяжелой дырок в гетероструктурах типа II в поглощение спектрального континуума:

$$\frac{\alpha_{LH1E1}^{(\infty)}}{\alpha_{HH1E1}^{(\infty)}} = \frac{\sqrt{2}}{3\pi} \frac{E_{hh}^{\infty}}{E_{lh}^{\infty}} \frac{m_{lh}^{\perp}(m_e + m_{hh}^{\perp})}{m_{hh}^{\perp}(m_e + m_{lh}^{\perp})} \times \frac{\sqrt{m_{lh}^{\parallel} L}}{\hbar} \frac{I_{LH1E1}^2(\omega)}{I_{HH1E1}^2} \sqrt{\hbar\omega - E_{lh}^{\infty}}, \quad (17)$$

где E_{hh}^{∞} и E_{lh}^{∞} — длинноволновые границы континуумов для переходов $HH1E1$ и $LH1E1$ соответственно; L сокращается при подстановке I_{LH1E1}^2 в явном виде. Результаты расчета по (17) соответствуют не плато, как для двумерной системы типа I с квантовыми ямами, а представляют собой зависимость с максимумом, находящимся выше E_{lh}^{∞} на 12 мэВ. Максимум соответствует максимальному значению интеграла перекрытия, которое достигается при энергии, отвечающей квазистационарному надбарьерному состоянию легкой дырки, такому что $U_{lh}(\pm L_z/2) = 0$. Вид континуума удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, если предположить наличие квазиконтинуума, а также истинного континуума, модифицированного зоммерфельдовским фактором, и несколько большую силу осциллятора экситона $HH2E2$, чем это следовало бы исходя из предположения о плоской форме континуума $LH1E1$ (последнее могло бы быть справедливым только для гетероструктуры типа I, что исключается расчетами п. 3). Кроме того, при сопоставлении с экспериментальными данными на рис. 6 мы приблизительно учли неоднородное уширение, считая его имеющим тот же порядок величины, что и полуширина экситонного состояния для переходов $LH1E1$.

Вид коэффициента экситонного поглощения в квантовых ямах гетероструктур типа I хорошо известен. Для

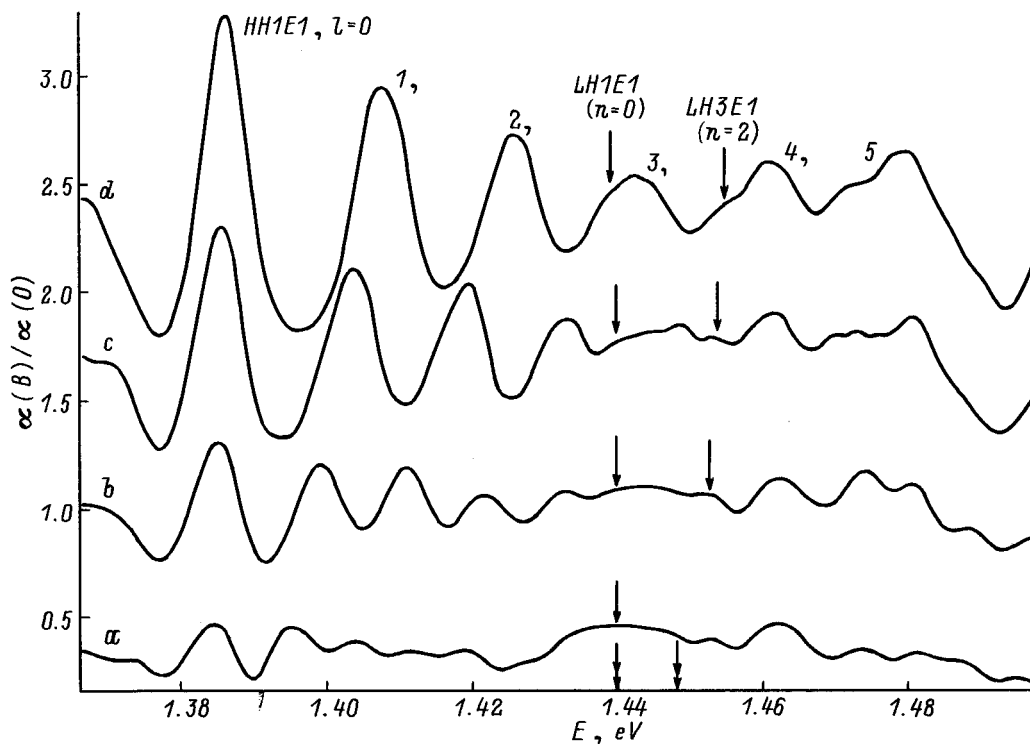


Рис. 7. Вид спектра магнитопоглощения в единицах $\alpha(B)/\alpha(0)$ образца 1-166 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$. $T = 1.7 \text{ K}$. $B, \text{Тл}$: $a - 3.0$, $b - 4.5$, $c - 6.0$, $d - 7.5$. Стрелки указывают положение экситонных максимумов $LH1E1$ и $LH3E1$. Двойные стрелки — то же при $B = 0$.

$HH1E1$, $HH2E2$ и $LH1E1$ (в случае соответствия типу I) его можно записать как

$$\alpha_{\text{exp}}(\omega) \sim (A/\eta)(P_{cv}^2/\hbar\omega)a_p(1/a_{\perp}^2)I_{eh}^2\delta(\omega). \quad (18)$$

Здесь $\delta(\omega)$ — функция, описывающая форму дискретной линии. В приближении двумерной структуры из (18) следует

$$\alpha_{\text{exp}}(\omega) \sim (A/\eta)(E_p/\hbar\omega)a_p\mu_{\perp}^2\mu_{\parallel}I_{eh}^2L_z^{-1} \times \exp\left[-\frac{(\hbar\omega - E_{NM})^2}{H^2}\right]. \quad (19)$$

Выражение (19) позволяет сопоставить интегральные коэффициенты поглощения переходов в основные экситонные состояния на различных уровнях размерного квантования с квантовыми числами N и M . Здесь мы принимаем гауссову форму для дискретных экситонных линий с полушириной H , имея в виду основополагающий вклад неоднородного уширения в формирование этих линий. Интегральный коэффициент поглощения будет определяться как $K = \sqrt{\pi}H\alpha^{\text{max}}$ или же прямым численным интегрированием (α^{max} — амплитуда коэффициента поглощения).

Для переходов из состояний кулоновской ямы $LH1E1$ можно использовать соотношение (13) с волновыми функциями $\bar{\psi}_0$. Расчет дает для $V = 10 \text{ мэВ}$ $\omega_{LT}^{LH1E1}/\omega_{LT}^{\text{bulk}} = 1.8$, что можно преобразовать, используя

оценку для перехода $HH1E1$ квантовой ямы типа I с $L_z = 80 \text{ \AA}$ $\omega_{LT}^{HH1E1}/\omega_{LT}^{\text{bulk}} = (2a_B^3/a_{\perp}^2L_z)I_{HH1E1}^2 \approx 5.6$, в $\omega_{LT}^{LH1E1}/\omega_{LT}^{HH1E1} \approx 0.32$. Аналогично $\omega_{LT}^{LH3E1}/\omega_{LT}^{\text{bulk}} = 0.9$, что дает $\omega_{LT}^{LH3E1}/\omega_{LT}^{HH1E1} \approx 0.16$.

Разложение на спектральные составляющие, приведенное на рис. 6 в соответствии с высказанными выше принципиальными соображениями о природе линий, можно считать вполне удовлетворительно согласующимся с экспериментом, так как оно дает лишь незначительный остаток при вычитании теоретического набора спектральных особенностей из экспериментального спектра. Участок между $LH1E1$ и континуумом без учета кулоновского взаимодействия, по-видимому, может быть заполнен квазиконтинуумом экситонных переходов, построенных на более высоких, четных осцилляторных состояниях легкой дырки ($n \geq 2$) из кулоновской ямы. Некоторый произвол может быть допущен при учете "наползания" на высокоэнергетические состояния относительно "мощного" края поглощения квазиобъемного барьерного слоя GaAs. Отметим также, что слабые отклонения от гауссова поведения $HH1E1$ могут быть объяснены возможным сбоем на ± 3 монослая в L_z .

Магнитное поле выше $2 \div 3 \text{ Тл}$ вызывает осцилляции в спектрах поглощения. На рис. 7 приведены спектры пропускания одного из исследовавшихся образцов, полученные в поле B , деленные на пропускание при выключенном магнитном поле. Регистрируется значительное количество максимумов поглощения, иногда более 20 пиков.

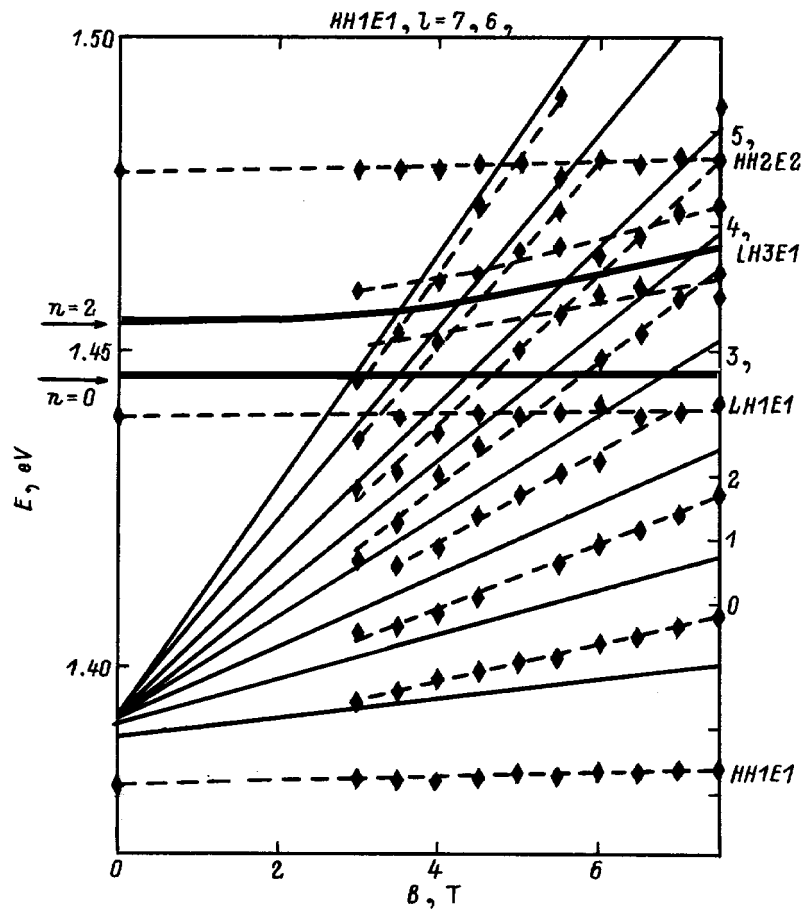


Рис. 8. Всерная диаграмма образца 1-166 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ в правоциркулярной поляризации. Штриховые линии проведены через экспериментальные точки. Сплошные линии — расчетные энергии переходов между уровнями Ландау, а также “осцилляторными” уровнями легкой дырки и нулевым уровнем Ландау электрона (толстые), полученные прибавлением к экспериментальным положениям максимумов энергии связи диамагнитных экситонов R_B (см. рис. 1). Цифры справа указывают на номер уровня Ландау электрона для переходов между квантово-размерными уровнями HH1E1 . Предполагаемые положения переходов с осцилляторных состояний $n = 0, 2$ при $B = 0$ показаны стрелками на оси энергий.

Само по себе наблюдение большого количества глубоких осцилляций магнитопоглощения свидетельствует о достаточно высоком качестве квантово-размерных слоев, несмотря на относительно большую полуширину линий. Можно думать соответственно, что собственная полуширина линий экситонного поглощения тяжелой дырки Γ_{hh}^0 относительно мала, в то время как наблюдаемая полуширина определяется главным образом неоднородным уширением $\delta\Gamma$, не влияющим существенно на качество магнитооптического спектра при $\delta\Gamma \ll \hbar\Omega$, где Ω — сумма циклотронных частот электрона и дырки. “Всерная диаграмма”, представленная на рис. 8, совершенно типична для изучаемых структур, и состоит из почти не зависящих от поля линий и линий, воздействие поля на которые существенно.

Такое поведение максимумов магнитопоглощения характерно для межзонной магнитооптики квантовых ям и уже наблюдалось в системе $\text{GaAs}/(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ [16]. Оно характерно для тех случаев, когда критерий сильного поля $\beta = \hbar\Omega/2R^* \gg 1$ (где R^* — энергия связи экситона

при $B = 0$) не соблюдается для основного экситонного состояния и для наблюдения осцилляций требуется участие возбужденных состояний экситона. Отметим, однако, что возбужденные состояния не обязательно должны быть отчетливо наблюдаемы при $B = 0$, но времена жизни экситона в этих состояниях должны быть достаточно большими для того, чтобы они проявлялись в магнитном поле. Соответствующее неоднородное уширение $\delta\Gamma_{n \geq 2}$ легко может замаскировать линии поглощения возбужденных состояний при $B = 0$, однако оно несущественно при наблюдении осцилляций, если $\delta\Gamma_{n \geq 2} < \hbar\Omega$.

Уровни энергии тяжелой дырки и электрона вычислялись как функции ширины квантовой ямы L_z и содержания индия x с учетом влияния деформаций на энергетическую структуру, а энергии связи экситонных состояний HH1E1 , HH2E2 и LH1E1 еще и как функции N и магнитного поля.

Из всерной диаграммы, показанной на рис. 8, можно увидеть, что “динамика” уровней Ландау экситонных состояний HH1E1 и HH2E2 существенно нарушается,

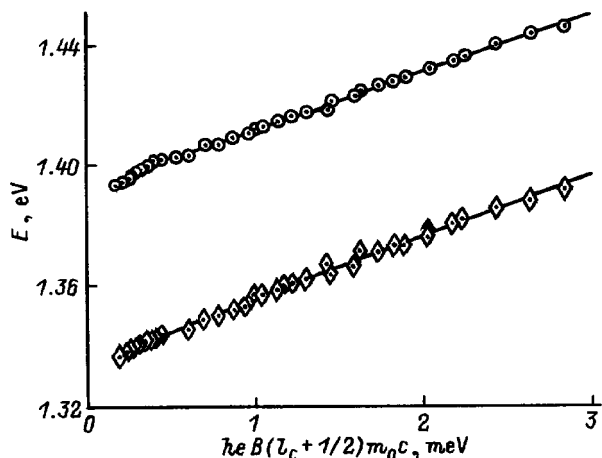


Рис. 9. Положения максимумов магнитопоглощения, скорректированные на энергии связи диамагнитных экситонов, в зависимости от циклотронной энергии свободного экситона и числа Ландау ($l_c + 1/2$) для образцов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 1-166 ($x = 0.15$) (вверху) и 1-159 ($x = 0.2$) (внизу).

если не учитывать энергию связи экситона R_B . Так, экстраполяция положения спектральных линий к оси $B = 0$ дает существенное расхождение между энергиями основного и возбужденных состояний. Это расхождение полностью исчезает, если мы принимаем во внимание R_B . В этом случае (см. сплошные кривые на рис. 8) все линии для переходов между подзонами Ландау, включая первую подзону Ландау с $l = 0$, с незначительными отклонениями сходятся к одному значению энергии при $B = 0$.

Верная диаграмма $E^{\text{max}}(B)$, скорректированная таким образом, позволяет оценить приведенную эффективную массу μ электрона и дырки в плоскости квантовой ямы по наклону восстановленной прямой для переходов между подзонами Ландау $\Delta E/\Delta B$. Эти оценки дают $\mu^{-1}m_0 = 20.2$ и 18.18 для $x = 0.2$ и 0.15 соответственно (рис. 9). Взяв соответствующие массы тяжелой дырки в объемном материале, мы можем оценить электронные массы в первом приближении. Они оказались $m_e = 0.056$ и $0.059m_0$ соответственно. Эти оценки не противоречат результатам, полученным вычислениями по известным зависимостям $m^*(x)$ для объемного материала (например, $m^*(x) = 0.0660 - 0.0537x + 0.0116x^2$ [17]). Отметим, что зависимости рис. 9 при больших энергиях обнаруживают некоторую непараболичность электронного спектра $E_c(k)$, сказывающуюся в тенденции к сублинейному наклону зависимостей $E_l^{\text{max}}(B)$.

Вернемся к анализу веерных диаграмм, обращая внимание на структуру магнитопоглощения переходов легкой дырки $LH1E1$ (см. рис. 8). К сожалению, магнитоосцилляции экситона с легкой дыркой трудно различимы на фоне семейства относительно сильных линий, принадлежащих $HH1E1$. Тем не менее в полях $B > 3$ Тл методом исключения можно различить слабые переходы, возгорающиеся в магнитном поле. Их можно отнести к экситонным переходам из "осцилляторных" состояний легкой дырки. Смещение в сторону высоких энергий

на величину энергии (см. расчетные данные на рис. 1) и экстраполяция к $B = 0$ дают положение максимума поглощения, находящегося выше основного состояния $LH1E1$ на 9 мэВ (см. стрелки на рис. 7, 8). Его можно интерпретировать как второе четное осцилляторное состояние в кулоновской яме ($n = 2$). При этом величина 9 мэВ находится в хорошем соответствии с расчетным зазором между уровнями $n = 0$ и 2 , полученными по формуле (9), — 8 мэВ. Анализ веерной диаграммы позволяет считать вероятным обнаружение еще и третьего ($n = 4$) осцилляторного состояния.

На рис. 10 показаны зависимости силы осциллятора экситонов $LH1E1$ и $LH3E1$ ($n = 0$ и 2) от высоты барьера V_b вблизи точки перехода тип I–тип II для квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ шириной 80 \AA , вычисленные по (10). Сила осциллятора состояния $LH1E1$ ($n = 0$) заметно уменьшается с увеличением V_b , т.е. с трансформацией зонной структуры типа I в структуру типа II. Одновременно наблюдается увеличение силы осциллятора состояния $LH3E1$ ($n = 2$). (Расчеты сил осциллятора выполнены нами для случая включенного магнитного поля из соображений удобства вычислений, которые можно выполнять в таком случае в рамках теории возмущений. В противном случае пришлось бы пользоваться громоздкими численными расчетами). Существенно то, что вблизи перехода тип I–тип II силы осциллятора состояний $LH1E1$, $LH3E1$ достаточно велики. Положения связанных с этими резонансами спектральных линий показаны на вставке к рис. 6, их интенсивность сравнима с интенсивностью линий, соответствующих экситонным переходам в квантовой яме типа II; она учитывается площадью, ограниченной дискретными линиями $LH1E1$ и $LH3E1$ на рис. 6. Вид соответствующих волновых функций ψ_0 и ψ_2 в квантовой яме типа II приводился на рис. 5, b.

Обобщая результаты спектральных исследований и вычислений, можно увидеть следующую тенденцию. С движением к структуре более сильного типа II состояние

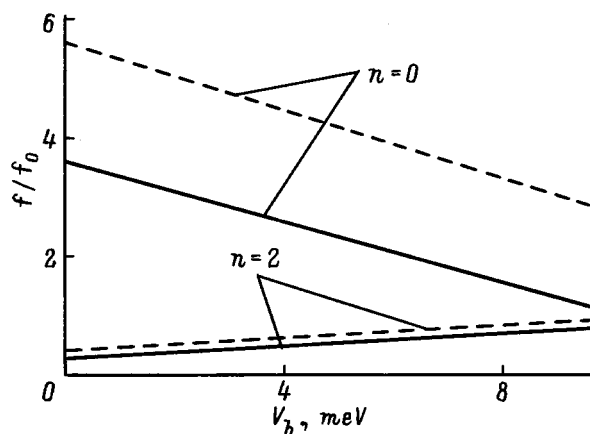


Рис. 10. Зависимость силы осциллятора f/f_0 переходов из кулоновской ямы от высоты барьера V_b для состояний $LH1E1$ ($n = 0$) и $LH3E1$ ($n = 2$) при $B = 4$ Тл (сплошные линии) и 7 Тл (штриховые).

$LH1E1$ трансформируется в пространственно не прямой экситон с электроном и дыркой, локализованными в различных слоях. Однако сила осциллятора этого экситонного состояния должна быть невысока из-за низкого значения интеграла перекрытия электрона и дырки. С другой стороны, состояние $LH3E1$, не дающее существенного вклада в спектры в квантовых ямах типа I из-за малости интеграла перекрытия электрона и дырки, становится более явным в спектрах, если мы переходим к квантовым ямам типа II [18]. В пределе сильного типа II это состояние, по всей видимости, трансформируется в пространственно прямое квазистационарное надбарьерное экситонное состояние, подобно описанному в [19,20]. Расщепление между двумя состояниями дырок $LH1$ и $LH3$ минимально вблизи точки перехода и увеличивается в областях типа I и типа II. В приближении сильного типа II оно приблизительно равно разрыву валентной зоны $V_0^{lh} = V_b$. Обнаруженную дублетную (триплетную) структуру можно объяснить с помощью модели, развитой в п. 3. В заключение мы хотели бы обратить внимание на то, что в недавних работах появлялись сообщения о наблюдении в спектрах отражения дублетной структуры для экситона с тяжелой дыркой вблизи перехода тип I–тип II в гетеросистемах CdTe/(Cd, Mn)Te [21].

5. Заключение

Мы исследовали коэффициент поглощения и веерные диаграммы для квантовых структур (In, Ga)As/GaAs экспериментально и теоретически. Анализ спектра поглощения с разложением на спектральные составляющие, соответствующие как дискретным состояниям, так и континуумам, позволил нам получить удовлетворительное количественное и качественное согласие при $B = 0$. Используя рассчитанные зависимости энергий связи различных экситонных состояний от магнитного поля, мы восстановили истинную "динамику" уровней Ландау и нашли эффективные массы носителей в исследуемых структурах. Теоретические исследования состояний легкой дырки в квантовых ямах типа II позволили нам заключить, что наблюдаемый экситон с легкой дыркой является пространственно прямым. Высокое значение силы осциллятора экситона $LH1E1$ и появление дублетной структуры вблизи экситонного резонанса с легкой дыркой находятся в хорошем согласии с нашими теоретическими предсказаниями. Из общего рассмотрения следует также вероятная модель поведения спектра при более существенном отклонении гетероструктуры в тип II.

Мы хотим выразить благодарность Е.Л. Ивченко за полезные обсуждения. Исследование, описанное в этой публикации, стало возможным частично благодаря гранту № R58300 Международного научного фонда. Эта работа также обеспечивалась Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 96-02-17935.

Список литературы

- [1] J.-P. Reithmaier, R. Hoyer, H. Riechert, A. Heberle, G. Abstreiter, G. Weimann. Appl. Phys. Lett., **56**, 536 (1990).
- [2] X.M. Fang, X.C. Shen, H.Q. Hou, W. Feng, J.M. Zhou, F. Koch. Surf. Sci., **228**, 351 (1990).
- [3] Y.S. Huang, H. Qiang, F.H. Pollak, G.D. Pettit, P.D. Kirchner, J.M. Woodall, H. Stiagier, L.B. Sorensen. J. Appl. Phys., **70**, 7537 (1991).
- [4] А.В. Кавокин, А.И. Несвижский, Р.П. Сейсян. ФТП, **27**, 977 (1993).
- [5] Ал.Л. Эфрос. ФТП, **20**, 1281 (1986).
- [6] Landolt-Bornstein (Springer Verlag, Berlin, 1987) v. 22, III, 22a.
- [7] M.P.C.M. Krijn. Semicond. Sci. Technol., **6**, 27 (1991).
- [8] D.J. Arent, K. Deneffe, C. Van Hoof, G. De Boeck, G. Bords. J. Appl. Phys., **66**, 1739 (1989).
- [9] Р.П. Сейсян. Спектроскопия диамагнитных экситонов (М. Наука, 1984).
- [10] R.P. Seisyan, A.V. Kavokin, S.I. Kokhanovskii, A.I. Nesvizhskii, M.E. Sasin, M.A. Sinitzin, B.S. Yavich. Semicond. Sci. Technol., **10**, 611 (1995).
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика (М., Наука, 1974).
- [12] A.V. Kavokin, A.I. Nesvizhskii. Phys. Rev. B, **49**, 17055 (1994).
- [13] G. Peter, E. Delepotre, G. Bastard, J.M. Berroir, C. Delalande, B. Gil, J.M. Hong, L.L. Chang. J. Luminesc., **52**, 147 (1992).
- [14] G. Peter, E. Delepotre, G. Bastard, J.M. Berroir, C. Delalande, B. Gil, J.M. Hong, L.L. Chang. Phys. Rev. B, **42**, 5891 (1990).
- [15] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena. Springer Ser. Sol. St. Sci. (Springer Verlag, 1995) v. 110.
- [16] Н.Д. Ильинская, С.И. Кохановский, Р.П. Сейсян. ФТП, **27**, 108 (1993).
- [17] С.И. Кохановский, Ю.М. Макушенко, Р.П. Сейсян, Ал.Л. Эфрос, Т.В. Язева, М.А. Абдуллаев. ФТП, **25**, 493 (1991).
- [18] R.P. Seisyan, A.V. Kavokin, S.I. Kokhanovskii, A.I. Nesvizhskii, M.E. Sasin, M.A. Sinitzin, B.S. Yavich. Semicond. Sci. Technol., **10**, 611 (1995).
- [19] F.S. Zhang, H. Luo, N. Dai, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B, **47**, 3806 (1993).
- [20] R.P. Seisyan, M.E. Sasin, S.I. Kokhanovskii, M.R. Vladimirova, A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevskii, V.M. Ustinov. In: Proc. 23-d Int. Conf. on the Physics of Semiconductors (Berlin, 1996).
- [21] A. Ribayrol, D. Coquillat, A.V. Kavokin, J.P. Lascaray, H.P. Zhou, C.M. Sottomayor-Torres, B. Lunn, D.E. Ashenford. Proc. 3-d Int. Conf. on Optics of Excitons in Confined Systems (Montpellier, France, 1993).

Редактор Л.В. Шаронова

"Coulomb well" effect in absorption and magnetoabsorption spectra of strained (In, Ga)As/GaAs heterostructures

A.V. Kavokin, S.I. Kokhanovskii, A.I. Nesvizhskii, M.E. Sasin, R.P. Seisyan, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, S.V. Gupalov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia