

ЭКСИТОН-ФОТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОРЕЗОНАНСАХ

А. И. Тартаковский^{*а}, В. Д. Кулаковский^{†а}, Ю. И. Коваль^б,
Т. Б. Борзенко^б, А. Форхел^{‡†}, Й. П. Рейтмайер^{‡†}

^а *Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^б *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов
Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

[‡] *Technische Physik, Universität Würzburg
D 97074, Würzburg, Deutschland*

Поступила в редакцию 5 января 1998 г.

Структура фотонных состояний и дисперсия резонаторных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах с оптическим конфайнментом в двух направлениях (фотонных проводах), изготовленных на основе планарных брэгговских структур с квантовой ямой в активном слое, была исследована с помощью измерения угловой зависимости спектров фотолуминесценции. Размерное квантование света, обусловленное сравнимым с длиной волны латеральным размером резонатора, ведет к появлению дополнительных фотонных мод. При малых плотностях возбуждения экситон-фотонное взаимодействие приводит к образованию резонаторных поляритонов. Найдено, что дисперсия поляритонов в фотонных проводах качественно совпадает с предсказанной для проводов с идеальной квантовой ямой, когда спектр формируется попарным взаимодействием экситонной и фотонной мод с одинаковой пространственной симметрией. Слабое влияние случайного потенциала в квантовой яме, нарушающего симметрию экситона, указывает на механизм формирования поляритона через коллективные экситонные состояния, индуцированные световой волной. Последнее возможно благодаря большой по сравнению с радиусом экситона длине волны света и достаточно большому времени дефазировки коллективного экситонного состояния.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время полупроводниковые микрорезонаторы с встроенными квантовыми ямами привлекают повышенный интерес исследователей. Они интересны в связи с возможностью контролировать и изучать модификацию экситонных свойств вследствие смешивания экситонных состояний с резонаторными световыми модами. В частности, экситон-фотонное взаимодействие приводит к расщеплению Раби и модификации дисперсии экситонной и фотонной мод [1–5]. Среди экспериментальных работ основную часть составляют сообщения о взаимодействии света и экситонов в резонаторах,

*E-mail: tarta@issp.ac.ru

†E-mail: kulakovs@issp.ac.ru

‡A. Forchel, J. P. Reithmaier.

включающих одну или несколько квантовых ям, находящихся в пучностях светового электромагнитного поля в активном слое толщиной равной λ или $(3/2)\lambda$, заключенном между двумя брэгговскими зеркалами [6–8]. Такая геометрия может рассматриваться как двумерная и для экситонов в яме, и для света в резонаторе Фабри–Перо. В планарном микрорезонаторе импульс света в направлении, перпендикулярном плоскостям зеркал, не сохраняется, тогда как в плоскости, параллельной зеркалам, квазиимпульс является «хорошим» квантовым числом и фотонная мода имеет вполне определенную зависимость энергии E от k . Эту зависимость можно измерить, регистрируя сигнал отражения, пропускания или люминесценции под различными углами ϕ к плоскости образца [7]. Планарный квазиимпульс k связан с импульсом света в вакууме q соотношением

$$k = q \sin \phi. \quad (1)$$

При этом дисперсия света в пустом микрорезонаторе описывается выражением [5, 7]

$$E_k = \sqrt{E_v^2 + \alpha k^2}, \quad (2)$$

где E_v — энергия вертикальной резонаторной моды и коэффициент α зависит от эффективной диэлектрической проницаемости. В микрорезонаторе, содержащем квантовые ямы, энергия фотонной и экситонной мод модифицируются из-за взаимодействия между экситонами в них и светом. В случае сильного экситон-фотонного взаимодействия экситонная и фотонная дисперсионные ветви расталкиваются и могут быть описаны в рамках поляритонной модели. Дисперсия резонаторного поляритона была впервые измерена в работах [7] из анализа угловой зависимости энергий пиков люминесценции при низких плотностях возбуждения.

Совсем недавно появились также сообщения об исследовании полупроводниковых микрорезонаторов с оптическим ограничением в трех направлениях — фотонных точках [9, 10]. В этих структурах с размерами порядка нескольких микрон квантование света в одном из направлений обеспечивалось с помощью брэгговских зеркал, а в двух других — большой разницей в показателях преломления на границе полупроводник–вакуум. Локализация света в таких структурах приводит к дискретному спектру фотонов, причем энергетическое расстояние между модами увеличивается с уменьшением размера точки. Дисперсия фотонных мод в таком резонаторе отсутствует.

В настоящей работе мы исследовали дисперсию поляритонов и роль экситон-фотонного взаимодействия в микрорезонаторах с квантованием света в двух направлениях. Такие резонаторы можно назвать фотонными проводами. В фотонных проводах пространственное ограничение света приводит к дополнительному, по сравнению с планарным микрорезонатором, квантованию фотонных состояний, однако в отличие от фотонных точек все моды имеют одномерную дисперсию вдоль оси провода x .

Схема уровней размерного квантования в микрорезонаторе шириной L_y с идеальной квантовой ямой изображена на рис. 1а. Для упрощения схемы на рисунке показаны только три экситонных уровня квантования ($m = 0, 1, 2$) и три фотонных состояния (M_0, M_1, M_2), которые расположены ниже экситонной энергии. В условиях, когда световая длина волны сравнима с поперечными размерами резонатора, энергии квантования фотонов достигают нескольких мэВ, в то время как благодаря большой трансляционной массе экситона энергии экситонных состояний с разными m ($m = n - 1$, где n — номер уровня размерного квантования) отличаются очень слабо. На рис. 1а

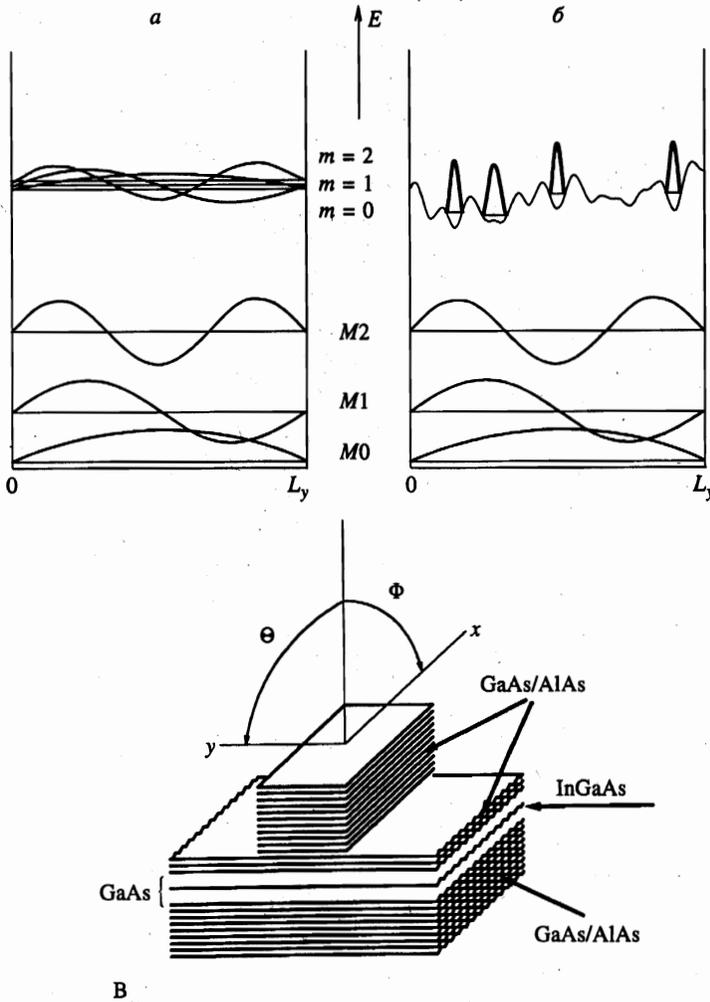


Рис. 1. Схема экситонных и фотонных состояний в фотонном проводе: с идеальной квантовой ямой (а), при учете локализации экситонов в квантовой яме случайным потенциалом (б), схема образца (в). На рисунке показаны плоскости, в которых откладываются углы Φ и Θ

также показаны экситонные и фотонные волновые функции, соответствующие уровням с различными квантовыми номерами. Симметрия волновых функций экситонов и фотонов с одинаковым m совпадает.

Экситон-фотонное взаимодействие в одномерных микрорезонаторах с идеальной квантовой ямой должно приводить к смешиванию фотонных и экситонных состояний с одной и той же пространственной симметрией. Это означает, что с увеличением волнового вектора k_x все фотонные моды, энергия которых при нулевом квазимпульсе была меньше энергии экситона, должны испытывать антикроссинг с экситонной мо-

дой той же симметрии¹⁾. В случае, изображенном на рис. 1а, сильное экситон-фотонное взаимодействие приведет к образованию трех нижних Mm_L и трех верхних Mm_U поляритонных мод.

В реальных квантовых ямах локализация экситонов случайным потенциалом нарушает симметрию экситонных состояний (рис. 1б). Влияние случайного потенциала на образование и излучательные свойства поляритонов в планарных микрорезонаторах до сих пор является темой дискуссий [11–13, 15]. В системе с нарушенной пространственной симметрией экситонных состояний световая волна взаимодействует со всеми экситонами. При этом свойства поляритонных состояний зависят от времени дефазировки [16]. В фотонных проводках, в отличие от планарных микрорезонаторов, существуют световые моды с различной пространственной симметрией. Благодаря этому исследование поляритонных эффектов в низкоразмерных микрорезонаторах позволяет более глубоко изучить механизм взаимодействия света с экситонами в системе с беспорядком. Полученные в нашей работе экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что дисперсия поляритонов в исследуемых одномерных микрорезонаторах совпадает с ожидаемой в случае резонатора с идеальной квантовой ямой. Причины слабого влияния локализации экситонов в квантовых ямах обсуждаются ниже.

Статья построена следующим образом: в разд. 2 описаны способ приготовления и структура фотонных проводков, а также экспериментальная техника; в разд. 3 обсуждается структура световых состояний в фотонных проводках в условиях слабого экситон-фотонного взаимодействия, измеренная при высокой плотности возбуждения; в разд. 4 описывается изменение экситон-фотонного взаимодействия при вариации плотности экситонов, а также переход от квантования фотонных к квантованию поляритонных состояний; в разд. 5 приведена дисперсия поляритонов в фотонных проводках в условиях сильного экситон-фотонного взаимодействия, полученная экспериментально при низких плотностях возбуждения.

2. ОБРАЗЕЦ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Для измерений мы использовали структуру микрорезонатора, выращенную с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Активный элемент микрорезонатора состоит из $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$ -квантовой ямы шириной 70 Å, находящейся в λ -слое из GaAs между двумя брэгговскими зеркалами. Активный GaAs-слой имеет форму клина, что позволяет варьировать (возбуждая люминесценцию в различных точках образца) энергетическое расстояние между модой Фабри–Перо и положением экситона. Брэгговские зеркала с коэффициентом отражения более 99% состоят из 21 и 17 AlAs/GaAs-пар (соответственно под и над активным слоем), где каждый из слоев имеет ширину $\lambda/4$. Массивы фотонных проводков шириной от 4.2 до 6.2 мкм были изготовлены с помощью электронно-лучевой литографии и ионно-лучевого травления. На образец наносился электронный резист ПММА 950 К толщиной 1.5 мкм, методом электронно-лучевой литографии в

¹⁾ В действительности граничные условия на боковых стенках резонатора слегка различны для экситонов и света, вследствие чего нарушается ортогональность волновых функций экситонных и фотонных мод с различными номерами. Как следствие, разрешается взаимодействие четных (нечетных) экситонных мод со всеми четными (нечетными) фотонными модами. Однако доминировать должно взаимодействие мод с одинаковыми номерами.

резисте вскрывались окна в виде проводов. Далее на весь образец напылялся Al толщиной 1 мкм и проводилась взрывная литография. Полученный рисунок из Al служил маской при ионно-лучевом травлении. Травление осуществлялось ионами Ag с энергией 500 эВ и плотностью тока 0.1 мА/см². Известно, что наклонное низкотемпературное травление позволяет уменьшить радиационное повреждение структур [14]. Поэтому во время травления образец располагался под углом 75° к направлению пучка ионов и был точно сориентирован таким образом, что падение ионов происходило вдоль проводов. При травлении образец поддерживался при температуре 77 К. Травлению было подвергнуто только верхнее зеркало микрорезонатора, причем между нетронутыми поверхностями фотонных проводов оставлены 2–3 пары AlAs/GaAs-слоев. Схема образца показана на рис. 1в. На рисунке также показаны плоскости, в которых измерялись углы Θ и Φ , используемые нами при описании экспериментальных результатов.

Дисперсия резонаторных поляритонов была исследована с помощью анализа угловой зависимости спектров люминесценции. Образец помещался в оптический криостат в парах гелия с температурой $T = 5$ К. Люминесценция возбуждалась HeNe- или Ag⁺-лазером и регистрировалась с помощью 0.5 м-монохроматора и охлаждаемой азотом CCD камеры. Для того чтобы избежать перегрева образца при больших мощностях возбуждения нами использовался модулятор лазерного излучения.

3. ФОТОННЫЕ МОДЫ В ОДНОМЕРНОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

Квантование света в одномерном резонаторе приводит к расщеплению фотонной моды на состояния, которые имеют дисперсию только в направлении оси провода x . Энергии фотонных мод Mm могут быть описаны следующим выражением [9]:

$$E_m(k_x) = \sqrt{E_v^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{\epsilon_{eff}} \left[k_x^2 + \frac{(m+1)^2 \pi^2}{L_y^2} \right]}. \quad (3)$$

Здесь $m = 0, 1, \dots$, L_y — ширина провода, ϵ_{eff} — эффективная диэлектрическая постоянная [9]. Расчет также показывает, что из-за различной симметрии распределения поля внутри резонатора для мод с разными номерами максимумы в интенсивности возбужденных состояний одномерной фотонной системы находятся при отличных от нуля углах регистрации Θ . Из этих расчетов следует также, что при $\Theta = 0^\circ$ максимум интенсивности имеет мода $M0$, а локальный максимум — мода $M2$ [15].

В работе [8] было показано, что при высоких плотностях возбуждения смешивание экситонной и фотонной мод в резонаторе оказывается ослабленным и не влияет на вид дисперсии фотонных мод при концентрации носителей в квантовой яме, соответствующей возникновению электрон-дырочной плазмы. Поэтому энергии резонаторных фотонных мод при $k = 0$ и их дисперсию можно непосредственно измерить из анализа спектров излучения, записанных в условиях достаточно большой плотности возбуждения.

На рис. 2 показаны спектры люминесценции, записанные для проводов с шириной 4.2 мкм при $\Phi = 0^\circ$ и различных углах регистрации Θ при высокой ($P = 1600$ Вт/см²) плотности возбуждения. При данной плотности возбуждения созданная в квантовой яме плотность носителей превышает 10^{11} см⁻². При такой плотности экранирование играет заметную роль и экситонные эффекты, а следовательно, и экситон-фотонное

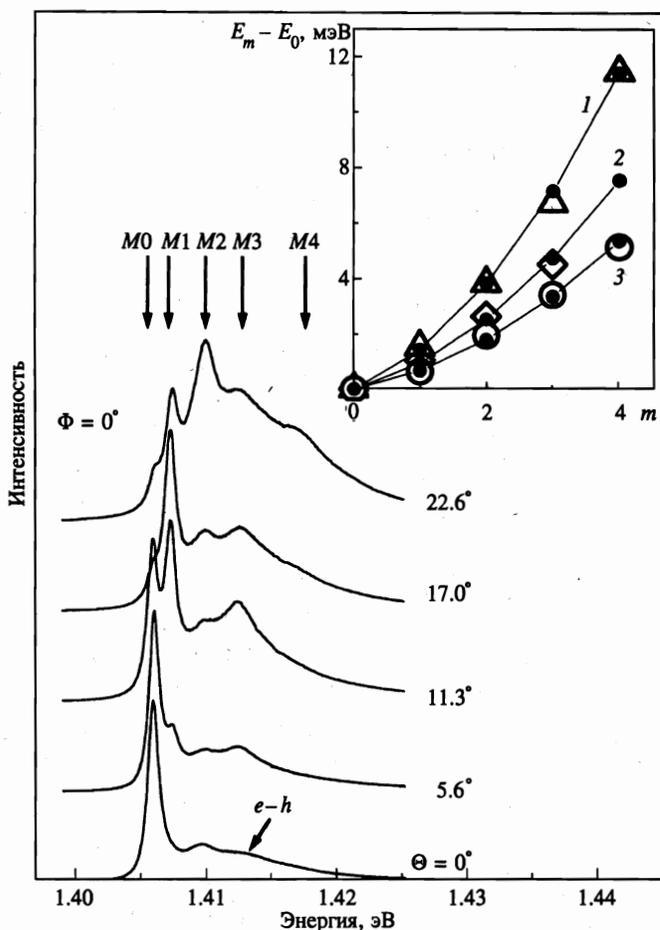


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции для проводов с $L_y = 4.2$ мкм, записанные при высокой плотности возбуждения при $\Phi = 0^\circ$ и различных углах Θ . Вертикальные стрелки показывают положение мод с различными квантовыми номерами m . Пик электрон-дырочной рекомбинации помечен $e-h$. На вставке к рисунку показана величина расщепления $\Delta E_{m0} = E_m - E_0$ в зависимости от номера моды m для различных ширин провода. Треугольники соответствуют расщеплениям для провода шириной 4.2 мкм, ромбы — 5.2 мкм и кружки — 6.2 мкм. Темные символы, соединенные для наглядности линиями, показывают расчет по формуле (3) при $k_x = 0$. Для кривой 1 значение эффективной ширины провода d_{eff} , использованное при подгонке, равно 5.2 мкм, для кривой 2 — 6.4 мкм и для кривой 3 — 7.6 мкм

взаимодействие, оказываются ослабленными. На рис. 2 фотонные моды с разными квантовыми номерами видны во всех спектрах как узкие интенсивные линии. Энергетические положения фотонных мод отмечены вертикальными стрелками. Широкая линия с максимумом в районе 1.413 эВ, обозначенная $e-h$, отвечает пику рекомбинации плотной экситонной системы. Как и ожидалось, квантование системы в направлении, перпендикулярном оси провода, приводит к тому, что энергии фотонных мод не зависят от угла Θ . При $\Theta = 0^\circ$ только моды с нечетными номерами ($M1, M3 \dots$) являются

строго запрещенными. Поэтому в спектре люминесценции при $\Theta = 0^\circ$ кроме основного фотонного состояния $M0$ видна также особенность, соответствующая моде $M2$. С увеличением Θ в спектрах люминесценции последовательно появляются и исчезают (при дальнейшем увеличении угла) состояния, отвечающие модам с номерами $m > 0$. Как видно из рисунка, в спектрах при $\Theta \leq 23^\circ$ хорошо наблюдаются световые моды вплоть до $M4$.

На вставке рис. 2 показаны величины расщеплений $\Delta E_{m0} = E_m - E_0$ между световыми модами, измеренные для фотонных проводов различной ширины. На вставке треугольники отвечают расщеплениям при ширине провода 4.2 мкм, ромбы — 5.2 мкм и кружки — 6.2 мкм. Из рисунка видно, что расщепление фотонных мод уменьшается при увеличении ширины провода. Для описания величины расщепления между световыми модами мы использовали формулу (3) при $k_x = 0$. При этом роль подгоночного параметра играла эффективная ширина провода d_{eff} . На вставке рис. 2 расчет ΔE_{m0} по формуле (3) показан темными символами, соединенными сплошными линиями. Для каждой из зависимостей дана величина d_{eff} , использованная при расчете. Из рисунка видно, что качественно поведение экспериментально измеренной зависимости величины расщепления от ширины провода согласуется с рассчитанным по формуле (3). Однако значения d_{eff} оказались больше реальных ширин фотонных проводов. Мы связываем это расхождение, прежде всего, с тем, что оставленные нестравленными до конца брэгговские зеркала в областях между фотонными проводами позволяют свету проникать за пределы проводов, что, в свою очередь, приводит к увеличению эффективной ширины резонатора.

В фотонных проводах квантование света в направлении оси провода отсутствует. Поэтому энергия фотонных мод монотонно зависит от квазиимпульса k_x . На рис. 3 показаны спектры люминесценции в проводах с шириной 4.2 мкм, записанные при $\Theta = 18^\circ$ и различных углах Φ . Спектры записаны при большой плотности возбуждения $P = 1600$ Вт/см², когда экситон-фотонное взаимодействие подавлено. При $\Phi = 0^\circ$ в спектре на фоне широкой линии электрон-дырочной рекомбинации видны две интенсивные узкие линии, соответствующие модам $M1$ и $M2$. Остальные моды видны в спектре как слабые особенности. Энергии мод при $\Phi = 0^\circ$ отмечены вертикальными стрелками. С увеличением Φ все фотонные моды смещаются в фиолетовую сторону. Штриховые линии на рис. 3 показывают положение мод $M0$, $M1$ и $M2$ при изменении угла Φ . Из рисунка отчетливо видно отсутствие особенностей в поведении энергий световых мод при пересечении ими пика $e-h$ -рекомбинации. Такое поведение характерно для случая, когда взаимодействие света с носителями в квантовых ямах подавлено. Дисперсия фотонных мод $M0 - M4$ показана на рис. 4. Она извлечена из спектров люминесценции, измеренных при $\Theta = 0^\circ$ и 18° в широком диапазоне углов Φ . Большие открытые кружки показывают энергию пика электрон-дырочной рекомбинации. Как и ожидалось, его энергия не зависит от квазиимпульса. Зачерненные символы показывают измеренную дисперсию фотонных мод. Энергия моды $M3$ показана только при $k_x < 10^3$ см⁻¹, так как при больших Φ эта линия плохо разрешается на фоне достаточно интенсивной и широкой линии $e-h$ -рекомбинации. Сплошными линиями показана дисперсия фотонных мод, рассчитанная с помощью формулы (3). Единственным подгоночным параметром при расчете является величина диэлектрической проницаемости. Из рисунка видно, что экспериментальные кривые хорошо описываются при $\epsilon_{eff} = 10.9$. Как и ожидалось, это значение сильно отличается от ϵ в λ -слое, состоящем из GaAs, и близко к средней величине диэлектрической постоянной для AlAs (8.8)

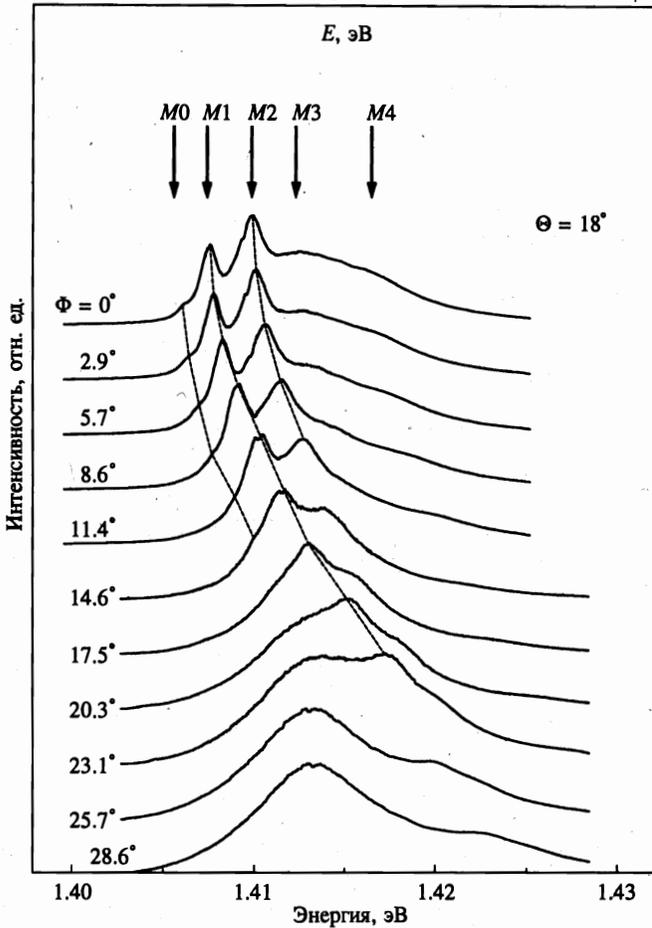


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции для проводов с $L_y = 4.2$ мкм, записанные при высокой плотности возбуждения при $\Theta = 18^\circ$ и различных углах Φ . Вертикальные стрелки показывают положение мод при $\Phi = 0^\circ$. Штриховые линии показывают положения мод M_0, M_1 и M_2 в зависимости от угла Φ

и GaAs (12.5). Действительно, из-за малого коэффициента отражения на границе активного слоя световая волна проникает в брэгговские зеркала на глубину в несколько слоев GaAs/AlAs.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ЭКСИТОН-ФОТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВАРИАЦИИ ПЛОТНОСТИ ЭКСИТОНОВ

При уменьшении плотности возбуждения становятся существенными эффекты, связанные с экситон-фотонным взаимодействием. Для иллюстрации перехода от режима слабого к режиму сильного взаимодействия обратимся к рис. 5. На нем изображены спектры люминесценции, измеренные при $\Theta = 10^\circ$ и $\Phi = 0^\circ$ в проводах шириной

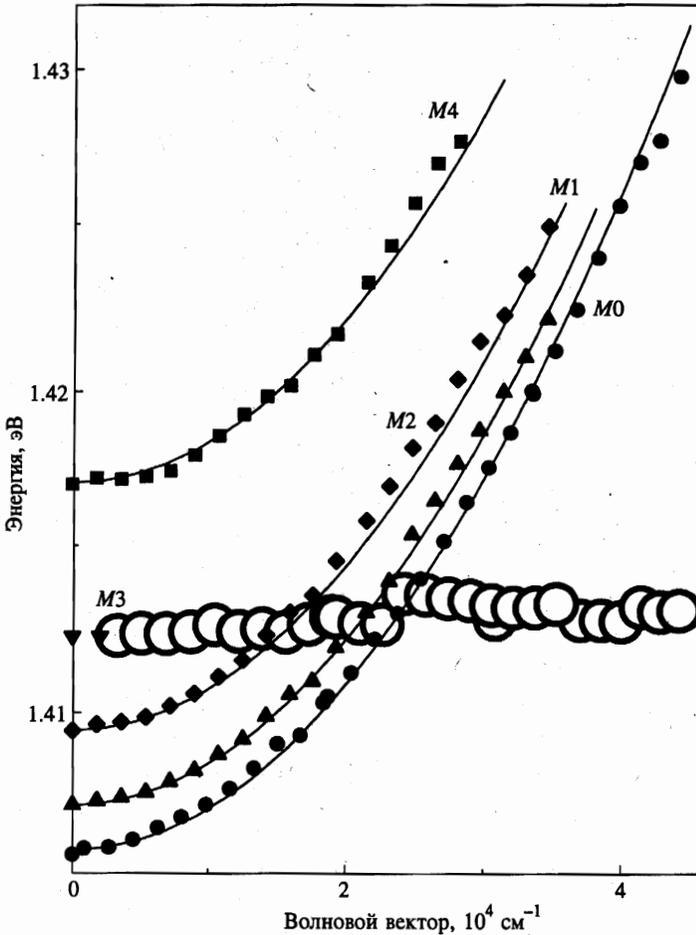


Рис. 4. Дисперсия фотонных мод при высокой плотности возбуждения для провода с $L_y = 4.2$ мкм. Черные символы показывают измеренные положения фотонных мод. Светлые кружки показывают положение пика электрон-дырочной рекомбинации. Сплошные линии — расчет по формуле (3)

6.2 мкм при различных плотностях возбуждения. Угол $\Theta = 10^\circ$ выбран таким образом, чтобы в спектрах одновременно хорошо разрешались четыре световые моды M1 – M4, расположенные ниже энергии экситона 1.413 эВ. На рис. 5 все четыре моды видны как узкие интенсивные пики на фоне широкой и менее интенсивной линии экситона. С уменьшением плотности возбуждения все моды сдвигаются в сторону меньших энергий. Движение пиков отражено на рисунке штриховыми линиями. Зависимости энергий мод от плотности возбуждения показаны на вставке к рисунку²⁾. Отталкивание резонаторных мод от экситонного терма свидетельствует об отталкивании экситонных

²⁾ Энергии фотонных мод, а также положение пика рекомбинации экситонов, не разрешаемого в спектрах рис. 5 в виде отдельной полосы, определены с помощью программы деконволюции спектрального положения пиков подгонкой формы линии.

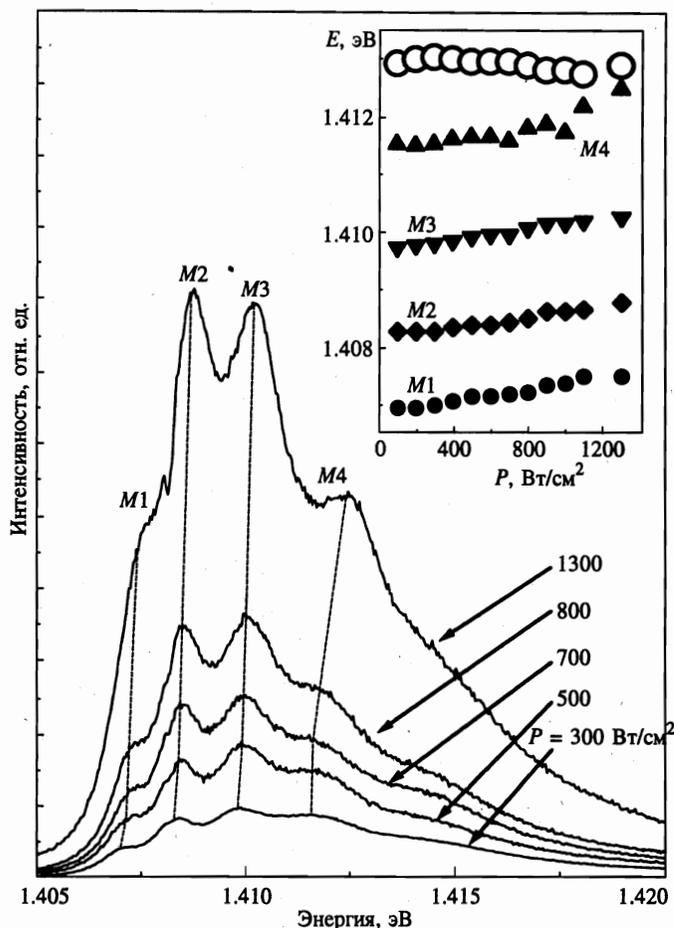


Рис. 5. Спектры люминесценции, записанные при различных плотностях возбуждения для проводов с $L_y = 6.2$ мкм при $\Theta = 10^\circ$ и $\Phi = 0^\circ$. Штриховые линии показывают изменение положений фотонных мод. На вставке к рисунку показаны энергии фотонных мод и экситонного пика (светлые кружки) в зависимости от плотности возбуждения

и фотонных состояний, т. е. о сильном взаимодействии между экситонами и фотонами в микрорезонаторе³⁾. Самое сильное изменение энергии при уменьшении плотности возбуждения наблюдается для ближайшей к экситонному уровню моды M4. С увеличе-

³⁾ Положение экситонного пика не изменяется, так как основной вклад в сигнал люминесценции экситона вносят экситоны, рекомбинирующие в областях между проводами. Действительно, размер этих областей превышает площадь фотонных проводов, и практически полностью стравленные брэгговские зеркала оказываются более прозрачными на два-три порядка величины как для возбуждающего света лазера, так и для экситонного излучения. Очевидно, что в областях между проводами экситон-фотонное взаимодействие не усиливается резонатором, и, как следствие, положение экситонного пика остается неизменным при переходе от режима слабого к режиму сильного экситон-фотонного взаимодействия.

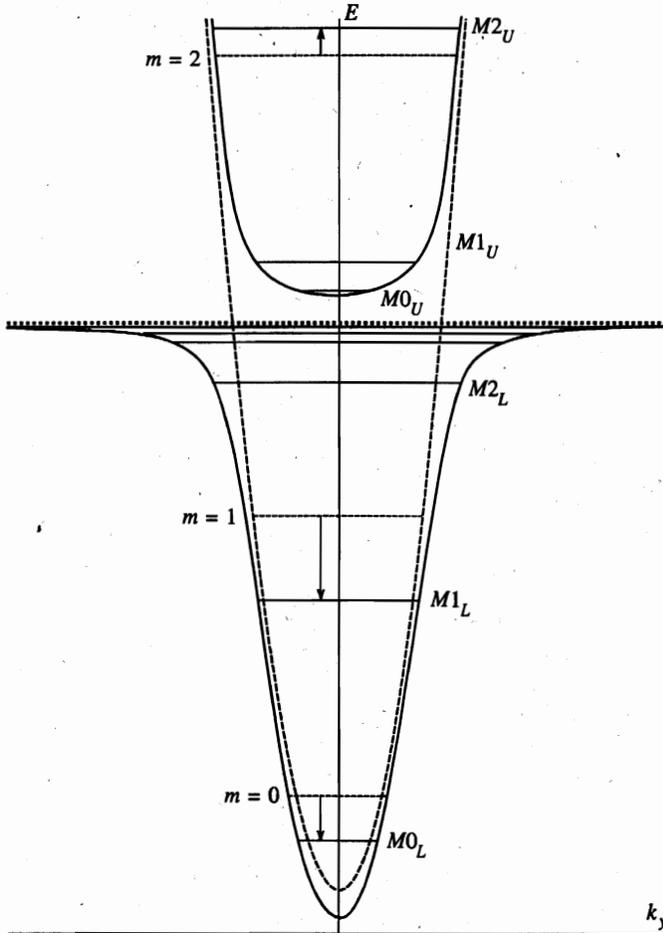


Рис. 6. Схема квантования поляритонов в фотонном проводе (см. текст)

нием расстояния между фотонной модой и экситонным пиком величина расталкивания заметно уменьшается (от 1 мэВ для $M4$ до 0.5 мэВ для $M1$).

Экспериментальную картину состояний в фотонных проводах можно описать в терминах квантования микрорезонаторных поляритонов. Образование поляритонных состояний в фотонных проводах проиллюстрировано на рис. 6. Рассмотрим сначала планарный микрорезонатор. В отсутствие взаимодействия экситоны и фотоны имеют параболический закон дисперсии. На рис. 6 штриховой линией показана дисперсия фотона и пунктирной — энергия экситонного уровня. Энергия экситона слабо зависит от k ввиду большой эффективной массы экситона m_{ex} по сравнению с массой фотона M_p : $m_{ex} \sim 10^5 M_p$ [12, 13]. Экситон-фотонное взаимодействие приводит к образованию резонаторного поляритона с законом дисперсии, который описывается выражением для двух пересекающихся уровней с взаимодействием [16]:

$$E_{U,L}^2(k) = \frac{\Sigma^2 \pm \sqrt{\Sigma^4 - 4E_{ex}^2(k)E_p^2(k)}}{2} \quad (4)$$

Здесь $E_{U,L}(k)$ — энергия верхней (нижней) ветви поляритонной дисперсии (соответственно со знаком плюс (минус)), $E_p(k)$ и $E_{ex}(k)$ — энергии фотонной и экситонной мод в отсутствие взаимодействия, $\Sigma^2 = E_{ex}^2(k) + E_p^2(k) + \Omega^2$ и Ω — расщепление между верхней и нижней ветвями в резонансе. Дисперсия поляритонов показана на рис. 6 сплошными линиями. Вдали от резонанса нижняя ветвь поляритонной дисперсии имеет преимущественно фотонный характер при малых k и преимущественно экситонный — при больших k . Обратная картина имеет место для верхней ветви. При больших k ее дисперсия близка к дисперсии фотонной моды в отсутствие взаимодействия. В планарном микрорезонаторе дисперсия экситонов, фотонов и поляритонов не зависит от направления в плоскости xy .

Ограничение света в направлении y границами полупроводник–вакуум (L_y порядка нескольких мкм) приводит к квантованию фотонной резонаторной моды. Низшие квантованные состояния ($m = 0, 1, 2$) в отсутствие экситон-фотонного взаимодействия показаны на рис. 6 штриховыми горизонтальными линиями. Расщепление экситонных уровней вследствие размерного квантования очень мало, поэтому на рис. 6 оно не показано.

В режиме сильного экситон-фотонного взаимодействия образуются поляритонные состояния, отвечающие попарно взаимодействующим экситонному и фотонному состояниям с одинаковыми номерами m . При этом каждому m соответствуют два поляритонных состояния, отвечающих нижней и верхней ветвям дисперсии (сплошные горизонтальные линии на рис. 6, отмеченные как $Mm_{U,L}$).

Из рис. 6 видно, что в согласии с экспериментом фотонные состояния, расположенные ниже экситонного уровня ($m = 0, 1$ на рисунке), сдвигаются вниз по энергии (показано на рисунке стрелками). При этом величина сдвига уменьшается с уменьшением номера m . Более сильное понижение энергии уровня с $m = 2$, как видно из рис. 6, легко объясняется в рамках квантования поляритонов увеличением эффективной массы поляритонов по мере приближения к экситонному уровню. Далее, из рис. 6 видно, что латеральное квантование нижней поляритонной ветви в фотонных проводах должно приводить к появлению большого числа уровней в области экситонного резонанса. Эти уровни, в отличие от уровней с $m = 0, 1$, являются экситоноподобными; они не разрешаются спектрально из-за малой величины расщепления.

Рассмотрим теперь квантование верхней поляритонной ветви. Из рисунка видно, что энергия поляритонного состояния $M2_U$, расположенного далеко от уровня экситона, слабо отличается от энергии фотонного уровня с $m = 2$ в невзаимодействующей системе. Это связано с большим вкладом в это поляритонное состояние от фотонной компоненты. Состояния вблизи дна верхней поляритонной ветви ($M0_U, M1_U$) слабо сдвинуты относительно плато вследствие большой поляритонной массы при малых k . Такое поведение объясняется большим вкладом в поляритонное состояние от экситонной компоненты. Разрешить состояния $M0_U$ и $M1_U$ в спектре излучения при $k = 0$ не удастся из-за их малого расщепления, однако в следующем разделе будет показано, что их можно выделить, исследуя поведение поляритонов при больших k_x .

5. ДИСПЕРСИЯ ПОЛЯРИТОНОВ В ФОТОННЫХ ПРОВОДАХ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ЭКСИТОН-ФОТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для исследования дисперсии поляритонов в фотонных проводах мы провели серию измерений люминесценции при низкой плотности возбуждения $P = 300$ Вт/см² в проводах шириной 4.2 мкм при разных углах Φ . Поскольку моды с различными номерами доминируют в спектрах при разных Θ , нами были проведены серии измерений при трех углах $\Theta = 0^\circ, 10^\circ$ и 15° . Одна из них показана на рис. 7, где изображены спектры люминесценции, записанные при $\Theta = 10^\circ$ и нескольких значениях Φ . Как и в случае высокой плотности возбуждения, фотонные моды сдвигаются в сторону больших энергий при увеличении Φ . Однако при малых плотностях возбуждения фотонные моды испытывают антикроссинг с экситонным пиком. Это качественно отличается от случая больших плотностей (рис. 4), когда особенности в области пересечения фотонных мод и экситонного уровня отсутствуют. Далее, из рис. 7 видно, что ветви мод M_0, M_1 , расположенные ниже энергии экситона, с увеличением Φ стремятся к экситонному уровню. При больших Φ выше экситонного пика появляется новая линия, которая может быть приписана к верхней ветви поляритонной моды M_1 . Экситонный пик (1.413 эВ) почти не меняет своего положения с увеличением Φ , что неудивительно из-за большого вклада в сигнал люминесценции экситонов из областей между проводами. В других сериях измерений при $\Theta = 0^\circ$ и 15° также наблюдается образование поляритонных мод M_{0U}, M_{0L} и M_{2L} .

Наблюдающийся антикроссинг состояний экситонов и фотонов свидетельствует об образовании микрорезонаторных поляритонов. Дисперсия поляритонных мод, полученная из анализа энергий пиков в спектрах на рис. 7, изображена на рис. 8. Для сравнения штриховыми линиями показаны энергии соответствующих мод, измеренные при высокой плотности возбуждения, когда взаимодействие света с экситонами подавлено. Сравнение энергий мод при низкой и высокой плотностях возбуждения показывает, что экситон-фотонное смешивание приводит к сдвигу резонаторных мод с $E < E_{ex}$ в сторону меньших энергий, а мод с $E > E_{ex}$ — в сторону больших энергий. Такое поведение является естественным в случае, когда каждая из мод взаимодействует с соответствующим ей по пространственной симметрии экситонным состоянием. Поэтому для описания экспериментальных результатов для каждой пары $E_{mU,L}(k)$ мы использовали формулу (4), где вместо $E_p(k)$, $E_{ex}(k)$ и Ω использовались величины для данной моды с номером m : $E_m(k_x)$, $E_{ex,m}(k_x)$ и Ω_m . Значения энергий для фотонных мод $E_m(k_x)$ были получены из спектров при высокой плотности возбуждения. Далее, мы пренебрегли энергиями квантования экситонов, т.е. положили, что $E_{ex,m} = E_{ex} = 1.413$ эВ для всех $m = 0, 1$ и 2 . Для мод с малыми m ($m = 0 - 2$) расщепление Ω_m в широких фотонных проводах не должно сильно зависеть от номера фотонной моды, т.е. можно положить $\Omega_0 = \Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$. Таким образом, для описания нескольких поляритонных ветвей в выражении (4) остается только один подгоночный параметр Ω . Лучшее совпадение расчетных кривых с экспериментальными точками было достигнуто при $\Omega = 3$ мэВ. Соответствующие подгоночные кривые изображены на рис. 8 сплошными линиями. Величина взаимодействия в случае фотонных проводов оказалась слегка ниже, чем в исходном планарном микрорезонаторе. Из аналогичных измерений спектров люминесценции в планарном микрорезонаторе было найдено, что $\Omega = 4$ мэВ. Уменьшение Ω в проводах вероятнее всего связано с уменьшением добротности структуры при травлении планарного микрорезонатора.

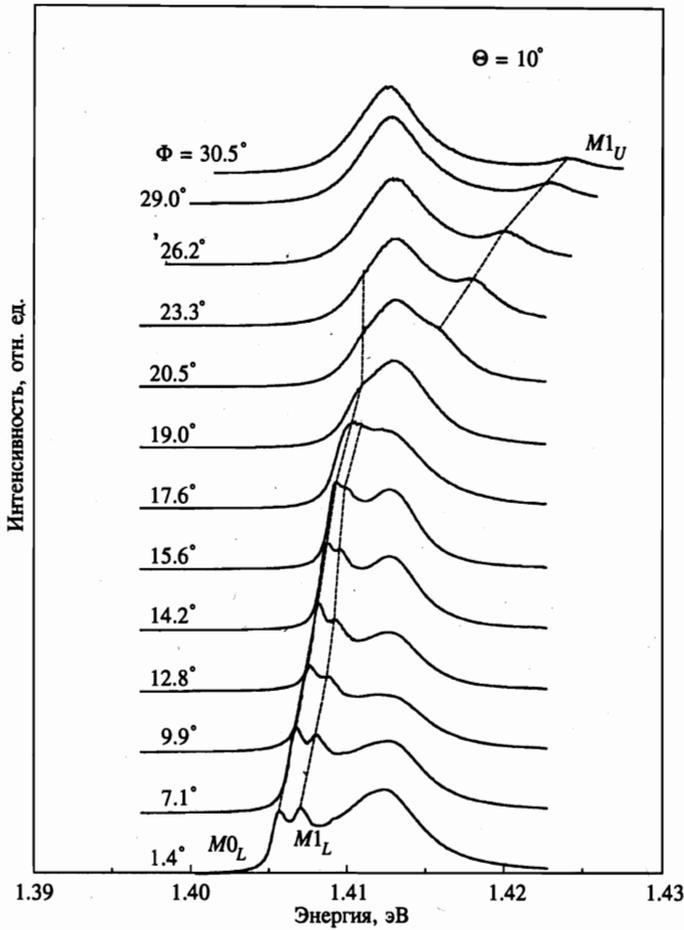


Рис. 7. Спектры фотолуминесценции для проводов с $L_y = 4.2 \mu\text{м}$, записанные при $\theta = 10^\circ$ и различных значениях Φ . Штриховые линии показывают положение мод $M0$ и $M1$. Индексы L и U обозначают нижнюю и верхнюю ветви поляритонной дисперсии

Хорошее совпадение экспериментальных кривых поляритонной дисперсии с рассчитанными в предположении взаимодействия экситонных и фотонных состояний с одинаковой пространственной симметрией указывает на то, что характер экситон-фотонного взаимодействия остается качественно такой же, как и в микрорезонаторе с идеальной квантовой ямой, несмотря на то что в реальной квантовой яме флуктуации потенциала приводят к локализации экситонов и влекут за собой нарушение симметрии их состояний. В исследованных нами структурах радиус локализации для экситонов в квантовой яме не превышает $0.1\text{--}0.2 \mu\text{м}$, в то время как L_y на порядок больше — $4\text{--}6 \mu\text{м}$. Чтобы объяснить слабое влияние случайного потенциала при таком соотношении характерных размеров, следует предположить, что световая мода индуцирует в

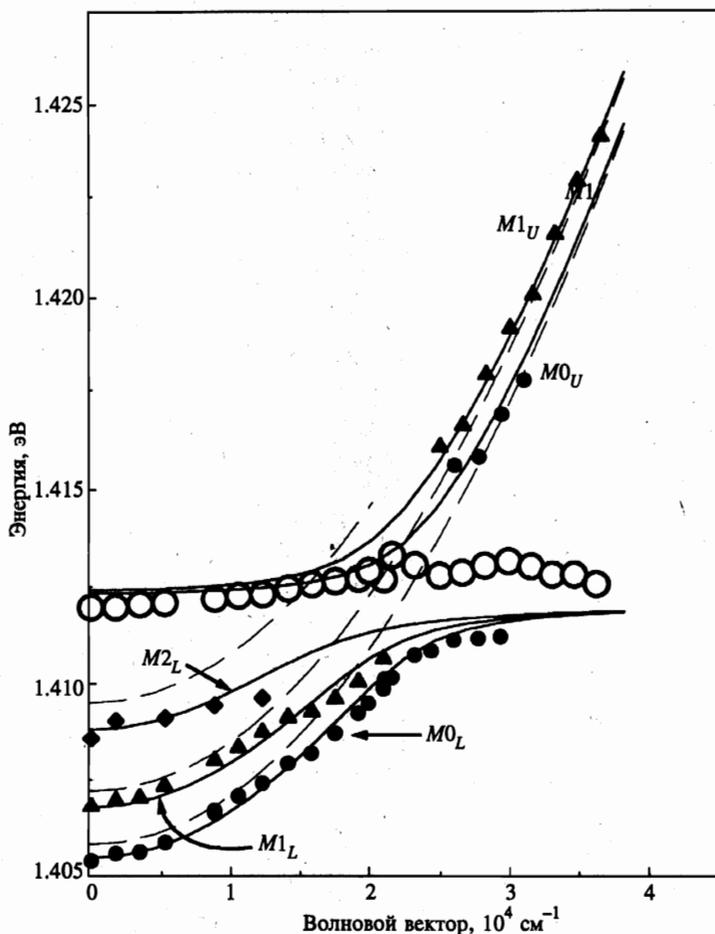


Рис. 8. Дисперсия поляритонов в проводах с $L_y = 4.2$ мкм, полученная из спектров люминесценции при низкой плотности возбуждения. Индексы L и U обозначают нижнюю и верхнюю ветви поляритонной дисперсии. Светлые кружки показывают положение экситонного пика. Черные символы показывают энергии поляритонных мод. Сплошные линии — расчет по формуле (4). Штриховые линии показывают дисперсию фотонных мод, полученную из измерений при высокой плотности возбуждения

фотонном проводе коллективное когерентное состояние экситонов той же симметрии. Это состояние построено из большого числа локализованных и свободных экситонных состояний. Взаимодействие света с такими экситонными модами приводит к образованию когерентных поляритонных состояний. Такой механизм взаимодействия возможен благодаря тому, что длина волны света много больше, чем радиус экситона, и, следовательно, когерентно возбуждается сразу большое число экситонных состояний. Очевидно, что когерентное состояние имеет конечное время жизни из-за рассеяния экситонов

на случайном потенциале, фонах, а также из-за экситон-экситонных столкновений. Наблюдаемая нами дисперсия поляритонов в фотонных проводах свидетельствует о том, что время дефазировки поляритонных состояний по крайней мере превышает период раби-осцилляций (~ 0.4 пс). Этот вывод согласуется с измерением времени дефазировки экситонных состояний методом четырехволнового смешивания [17], где было найдено, что при малых плотностях экситонной системы время дефазировки составляет 12 пс. С ростом плотности экситонов время дефазировки уменьшается, что приводит к наблюдаемому нами в эксперименте подавлению экситон-фотонного взаимодействия при высоких плотностях возбуждения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В полупроводниковых микрорезонаторах с ограничением света в двух направлениях нами были исследованы структура состояний фотонной системы, а также дисперсия резонаторных поляритонов в условиях сильного экситон-фотонного смешивания. Пространственное ограничение света в одном направлении осуществлялось системой брэгговских зеркал и в другом — границей полупроводник-вакуум. Латеральное ограничение резонатора приводит к квантованию вертикальной резонаторной моды. Дополнительные фотонные состояния имеют максимум в люминесценции при различных значениях угла Θ . При малых плотностях возбуждения экситон-фотонное взаимодействие достаточно велико и приводит к образованию резонаторных поляритонов. Экспериментальные кривые поляритонной дисперсии находятся в хорошем согласии с рассчитанными в предположении, что взаимодействие происходит только между фотонными и экситонными состояниями с одной и той же пространственной симметрией. Флуктуации случайного потенциала в квантовых ямах, приводящие к нарушению пространственной симметрии экситонов, слабо влияют на дисперсию поляритонов. Следовательно, поляритоны в микрорезонаторах образуются через когерентные коллективные экситонные состояния, индуцированные световым электромагнитным полем. Время дефазировки таких состояний заметно превышает период раби-осцилляций. При увеличении плотности возбуждения экранировка экситонных состояний и укорачивание времени дефазировки приводят к подавлению режима сильного экситон-фотонного взаимодействия.

Мы благодарны М. Байеру, Р. Сурису, С. Тиходееву, Н. Гиппиусу и А. Дзюбенко за плодотворные обсуждения, а также фондам INTAS, Российскому фонду фундаментальных исследований и программе «Физика твердотельных наноструктур» за финансовую поддержку.

Литература

1. V. Savona, L. C. Andreane, P. Schwendimann, and A. Quattropani, *Sol. St. Com.* **93**, 733 (1995).
2. V. Savona and F. Tassone, *Sol. St. Commun.* **95**, 733 (1995).
3. V. Savona, Z. Hradil, A. Quattropani, and P. Schwendimann, *Phys. Rev. B* **49**, 8774 (1994).
4. S. Jorda, *Phys. Rev. B* **50**, 18690 (1994).
5. S. Jorda, *Phys. Rev. B* **51**, 10185 (1995).

6. R. Houdre, R. P. Stanley, U. Oesterle, M. Ilegems, and C. Weisbuch, *Phys. Rev. B* **49**, 16761 (1994).
7. R. Houdre, C. Weisbuch, R. P. Stanley et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2043 (1994).
8. R. Houdre, J. L. Gibernon, P. Pelladini et al., *Phys. Rev. B* **52**, 7810 (1995).
9. J. P. Reithmaier, M. Rohner, H. Zull et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 378 (1997).
10. B. Ohnesorge, M. Bayer, A. Forchel et al., *Phys. Rev. B* **56**, 4367 (1997).
11. R. Houdre, R. P. Stanley, and M. Ilegems, *Phys. Rev. A* **53**, 2711 (1996).
12. D. M. Whittaker, P. Kinsler, T. A. Fisher et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4792 (1996).
13. V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani et al. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4470 (1997).
14. T. B. Borzenko, Y. I. Koval, L. V. Kulik, and A. V. Larionov, *Appl. Phys. Lett.* **70**(17), 2297 (1997).
15. Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, А. Forchel, в сб. *Тез. докладов III Всероссийской конференции по физике полупроводников*, (Москва, 1997), ФИАН, Москва (1997).
16. B. Sermage, S. Long, I. Abram et al., *Phys. Rev. B* **53**, 16516 (1996).
17. A. Honold, L. Schultheis, J. Kuhl, and C. W. Tu, *Phys. Rev. B* **40**, 6442 (1989).