

03,09,12

Поляритонные моды в цилиндрическом микрорезонаторе в режим поляритонного лазера

© Л.В. Котова¹, P.G. Savvidis^{2,3}, L. Besombes⁴, В.П. Кочерешко¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Westlake University, 18 Shilongshan Rd, Hangzhou 310024, Zhejiang, China

³ Westlake Institute for Advanced Study, 18 Shilongshan Rd, Hangzhou 310024, Zhejiang, China

⁴ Institut Néel, CNRS, avenue des Martyrs BP 166, Fr-38042 Grenoble Cedex 9, France

E-mail: kotova@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 1 января 2021 г.

В окончательной редакции 1 января 2021 г.

Принята к публикации 9 января 2021 г.

Исследованы спектры экситон-поляритонной фотолуминесценции из микрорезонаторов цилиндрической формы при оптическом возбуждении ниже и выше порога перехода в режим поляритонного лазера в условиях сильной экситон-фотонной связи. При относительно слабом оптическом возбуждении проявлялись моды латерального квантования поляритонов и моды шепчущей галереи. Наблюдалось как спектральное распределение этих мод, так и пространственная зависимость их волновых функций в плоскости резонатора. С увеличением интенсивности возбуждения и переходе в режим поляритонного лазера в спектре оставалась только одна, самая длинноволновая линия лазерной генерации. Высказано предположение о том, что при сильном оптическом возбуждении в спектре присутствует не только экситон-поляритонное излучение, но и трион-поляритонное.

Ключевые слова: экситоны, поляритоны, полупроводники, оптика, микрорезонаторы.

DOI: 10.21883/FTT.2021.05.50809.001

1. Введение

Микрорезонаторы широко используются для изготовления вертикальных поверхностно излучающих лазеров (VCSEL) [1]. VCSEL имеют ряд преимуществ по сравнению с „обычными“ лазерами с излучением из торца.

1. Поскольку VCSEL излучают с верхней поверхности, то в процессе производства их можно проверять, еще до того, как они будут разделены на отдельные устройства. Это существенно уменьшает выход негодных и снижает стоимость конечного продукта.

2. Возможно создавать двухмерные массивы VCSEL, матрицы из лазеров — лазерные экраны.

3. Большая выходная апертура VCSEL обеспечивает меньший угол расходимости выходного луча и обеспечивает высокую эффективность связи с оптическими волокнами.

4. Небольшой размер активной области по сравнению с лазерами с торцевым излучением снижает пороговый ток VCSEL, что приводит к низкому энергопотреблению [2].

Микрорезонаторы служат основой для создания поляритонных лазеров [3]. В таких лазерах не используется эффект инверсной заселенности для усиления света и вынужденного излучения, явления, которое лежит в основе работы всех лазеров и давшего лазерам их

название. С другой стороны, так же, как и все лазеры, поляритонный лазер является источником когерентного монохроматического света. Основным преимуществом поляритонных лазеров по сравнению с обычными является их крайне низкое энергопотребление.

Процесс создания инверсной заселенности в обычных лазерах энергетически не эффективен. Из принципа Паули следует, что число электронов, которые одновременно могут находиться на заданном энергетическом уровне, ограничено. В результате, обычные лазеры расходуют энергию на то, чтобы „забросить“ электроны на более высокие энергетические уровни.

В поляритонном лазере электроны соединяются с имеющимися в полупроводнике дырками, образуя экситоны. Экситоны являются бозонами и могут находиться на любом энергетическом уровне в неограниченном количестве. Экситон, взаимодействуя с фотоном, превращается в поляритон, который достигнув поверхности излучает фотон, идентичный исходному. Использование бозонов позволяет существенно снизить порог, на котором может работать лазер. В результате поляритонные лазеры потребляют в сотни раз меньше энергии, чем традиционные, при тех же параметрах излучения. Поляритонный лазер может оказаться незаменимым для создания квантовых компьютеров [4].

Важнейшим элементом любого лазера, как обычного, так и поляритонного, является оптический резонатор. Все лазеры излучают на частотах, соответствующих собственным модам этого резонатора.

Помимо обычных продольных мод в резонаторах могут существовать и поперечные оптические моды. Такие моды особенно важны для резонаторов малого размера — микрорезонаторов.

Среди таких поперечных мод важнейшее значение имеют так называемые моды шепчущей галереи [5]. Эти стоячие волны испытывают полное внутреннее отражение от боковых стенок резонатора и как бы „прижаты“ к ним. В результате такие моды имеют очень высокую добротность [6] и могут сильно влиять на работу лазеров, как VECSEL так и поляритонного [7]. Однако вывод излучения из таких мод и расходимость пучка совершенно неудовлетворительные [8].

В настоящей работе изучались спектры излучения мод латерального квантования поляритонов в цилиндрическом микрорезонаторе диаметром $14\ \mu\text{m}$ как в линейном, так и в нелинейном режиме при оптическом возбуждении при температуре 5 К. Установлено, что в линейном режиме наблюдаются все латеральные моды и моды шепчущей галереи, а при переходе к режиму лазерной генерации поляритонного лазера — только одна из мод, самая нижняя по энергии. С ростом интенсивности оптического возбуждения эта линия заметно уширялась, что выглядит странно, в отсутствие непрерывного спектра энергий поляритонов.

2. Эксперимент

Исследуемые структуры представляли собой круглые мезаструктуры (далее меза) диаметром от 1 до $40\ \mu\text{m}$, изготовленные из микрорезонатора. Микрорезонатор состоял из микрополости $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ толщиной $5\lambda/2$ окруженной двумя брэгговскими зеркалами, состоящими из 35 пар слоев AlAs и $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. Добротность резонатора была равна 20000. Внутри микрополости, в пучности стоячей электромагнитной волны были помещены 4 квантовые ямы GaAs для того, чтобы усилить взаимодействие экситонов со светом (рис. 1). Ширина ям была выбрана такой, чтобы имел место резонанс между фотонной модой и основным состоянием экситона в ямах, то есть режим сильной экситон — фотонной связи.

Регистрировались спектры фотолюминесценции (ФЛ) от этих структур при температуре 5 К. Для эффективного возбуждения ФЛ использовалось лазерное излучение с энергией кванта 1.62 eV (7652 Å), что соответствует области выше „стоп-зоны“ но ниже поглощения в брэгговских зеркалах, диаметр пятна на поверхности образца был $\sim 2\ \mu\text{m}$. Для регистрации сигнала ФЛ использовалась установка микрофотолюминесценции, которая состояла их микрообъектива, монохроматора и ССД камеры.

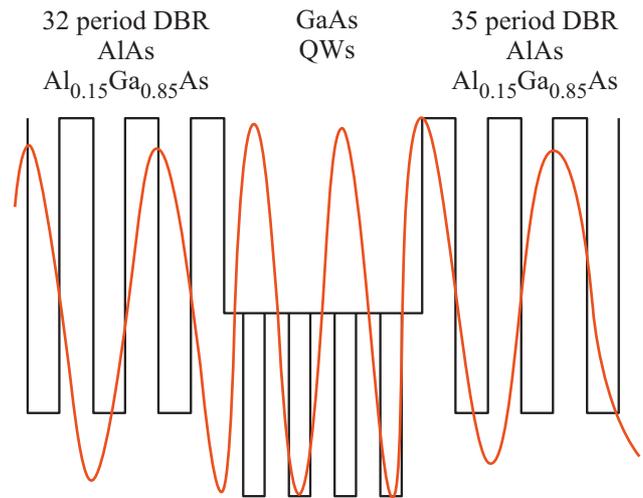


Рис. 1. Зонная схема исследуемой структуры.

При достаточно слабом оптическом возбуждении (меньше 0.3 mW) в спектре ФЛ мезы диаметром $14\ \mu\text{m}$, в диапазоне от 1.5405 до 1.5445 eV наблюдается широкая бесструктурная полоса излучения. Отсутствие структуры этой полосы обусловлено эффективным заселением состояний всей поляритонной зоны при нерезонансном фото-возбуждении. При достаточно больших потерях, связанных экситонным затуханием, в мезах большого диаметра (десятки микрон), стоячие волны не могут сформироваться, поэтому в спектре излучения поляритонов не наблюдается никакой структуры.

С увеличением интенсивности оптического возбуждения, когда „приход“ экситонов начинает превосходить их потери из-за затухания, в спектре поляритонной ФЛ появляется структура, связанная с размерным квантованием экситонных поляритонов в плоскости мезы (рис. 2, a).

При еще большей интенсивности возбуждения и переходе в режим поляритонного лазера, эти линии также быстро насыщаются и пропадают из спектра, и в спектре остается только одна самая длинноволновая линия (рис. 2, b). Этот режим по сути дела соответствует режиму бозе конденсации экситонных поляритонов [3]. При дальнейшем росте интенсивности оптического возбуждения эта линия уширяется в сторону больших энергий, и ее ширина достигает нескольких meV при достаточно интенсивном возбуждении (рис. 2, c).

Благодаря использованию микро-ФЛ, вдобавок к спектральному распределению мод размерного квантования поляритонов нам удалось зарегистрировать и пространственную зависимость интенсивности излучения из этих мод, прямо отражающую пространственное изменение их волновых функций.

На рис. 3, a представлен спектр поляритонной фотолюминесценции. По горизонтальной шкале представлены энергии и длины волн, а по вертикальной шкале

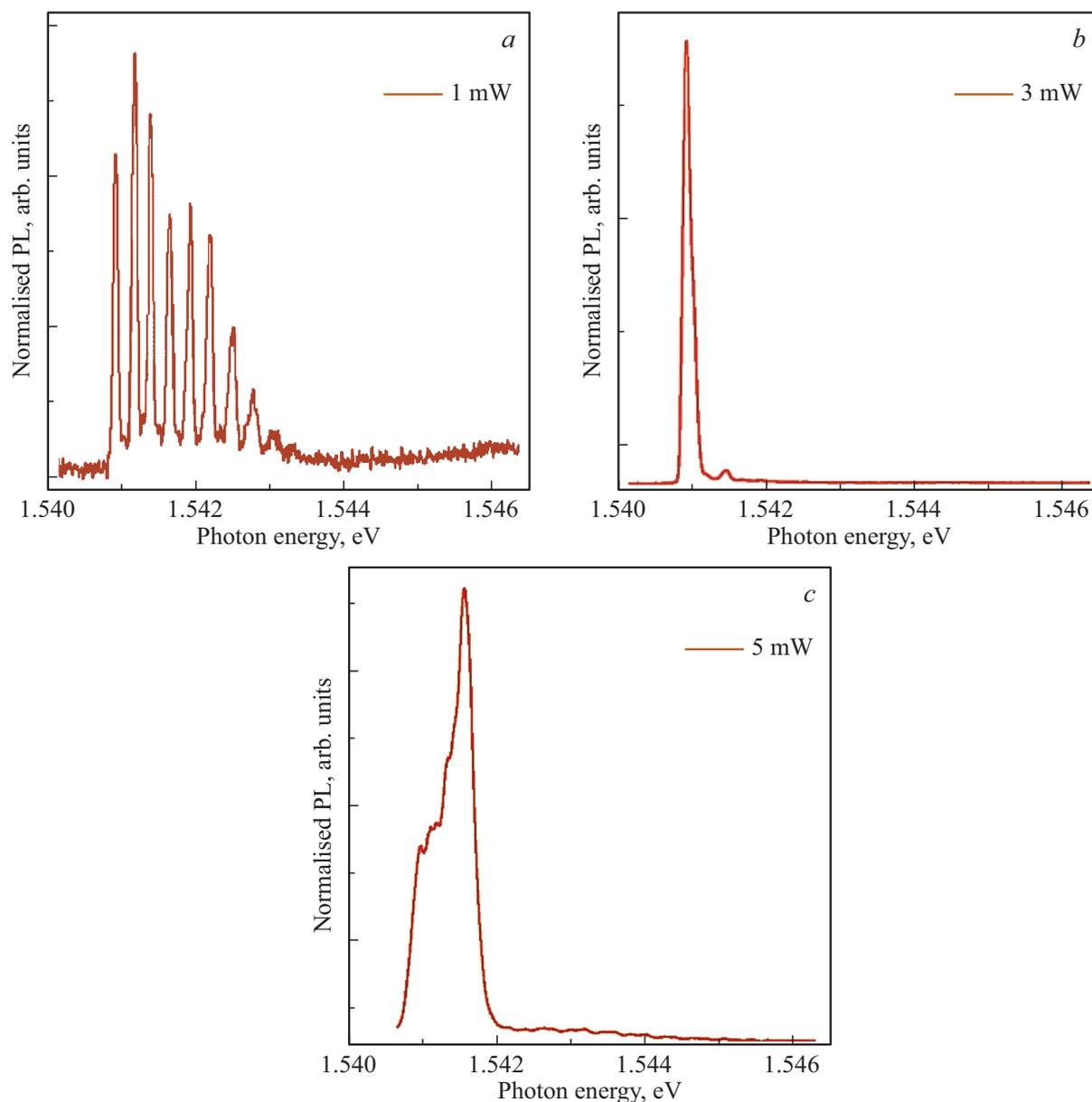


Рис. 2. *a* — спектр фотолюминесценции мезы диаметром $14\mu\text{m}$ при относительно слабом оптическом возбуждении, нормированный на максимальную интенсивность. *b* — спектр излучения при среднем возбуждении выше порога перехода к лазерной генерации поляритонного лазера. *c* — спектр излучения при интенсивном оптическом возбуждении.

пространственная координата, интенсивность сигнала представлена цветом в логарифмическом масштабе. На рис. 3, *b* представлено пространственное распределение полной, интегральной интенсивности ФЛ. Излучение длинноволновых мод квантования поляритонов сосредоточено ближе к центру мезы, а коротковолновых мод ближе к краям. Самые коротковолновые моды „прижаты“ к краю мезы. Это — моды шепчущей галереи.

На рис. 3 можно увидеть и пространственное распределение плотности экситонных поляритонов на уровнях размерного квантования. Так для низких по энергии уровней, плотность поляритонов имеет максимум в

центре мезы, а для более высоких по энергии уровней, имеется несколько максимумов плотности.

3. Теория

В условиях резонанса между экситонной и фотонной модами в микрорезонаторе экситоны и фотоны перестают быть независимыми друг от друга и формируют смешанные состояния — поляритоны. Для описания таких смешанных состояний нужно совместно решить уравнение движения для экситонной поляризации, вызванной электромагнитным полем и уравнение движения

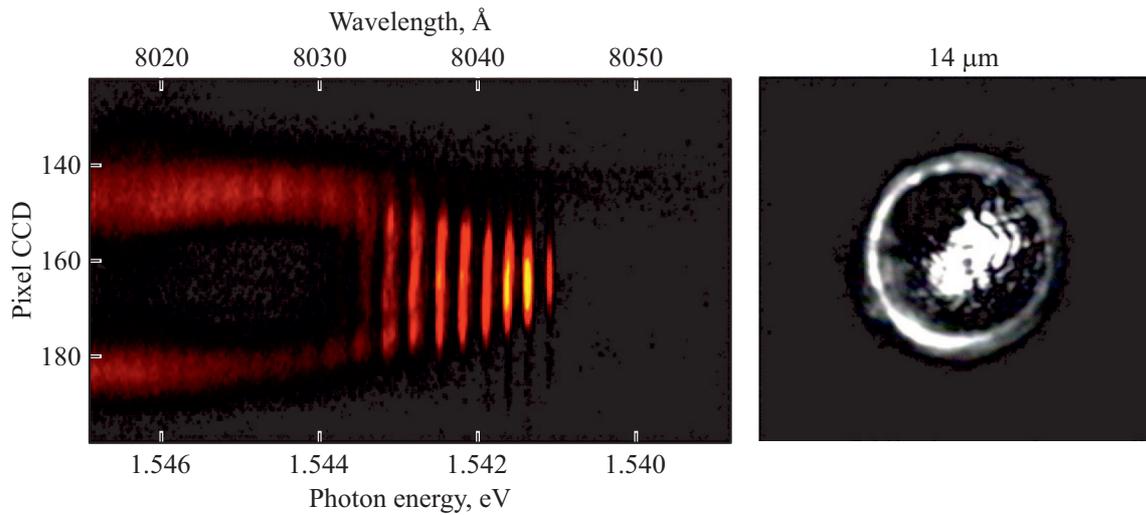


Рис. 3. *a* — моды латерального квантования поляритонов и шепчущей галереи. Интенсивность линий показана цветом в логарифмическом масштабе. *b* — интегральная фотолюминесценция мезы при оптическом возбуждении в центре.

для электромагнитного поля, вызванного экситонной поляризацией.

Уравнение для поляризации \mathbf{P}_{exc} , связанной с возбуждением экситона, имеет вид [9]:

$$[\hat{H}_{ij}(\mathbf{K}) - \hbar\omega\delta_{ij}]P_i^{\text{exc}}(\omega, \mathbf{K}) = d_i(\mathbf{K}) \cdot d_j^*(\mathbf{K}) \cdot E_j(\omega, \mathbf{K}). \quad (1)$$

Здесь d — матричный элемент дипольного момента экситонного перехода. Уравнение движения электромагнитного поля под действием экситонной поляризации записывается в виде

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \text{grad}(\text{div} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}.$$

Систему дифференциальных уравнений (1), (2) нужно решать совместно.

Для планарной структуры можно пренебречь вторым слагаемым в (2). Хотя наша структура и не вполне планарная, но диаметр мезы гораздо больше толщины резонатора и краевыми эффектами можно пренебречь. Тогда

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 4\pi k_0^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega). \quad (3)$$

Уравнение для экситонной поляризации также можно переписать в виде неоднородного уравнения Гельмгольца

$$\Delta \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) - q^2(\omega) \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) = d^2 \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}). \quad (4)$$

Здесь $q^2(\omega) = -\frac{2M}{\hbar}(\omega_0 - \omega - i\Gamma)$, ω_0 — резонансная частота экситона, Γ — экситонное затухание, M — трансляционная масса экситона.

Условие разрешимости системы уравнений (3)–(4) приводит к дисперсионному уравнению [10]:

$$(\omega_{\text{exc}}(k) - \omega - i\Gamma)(\omega_{\text{ph}}(k) - \omega - i\gamma) = V^2. \quad (5)$$

Здесь $\hbar\omega_{\text{exc}}(k) = \hbar\omega_{\text{exc}}^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$ — энергия экситона, $\hbar\omega_{\text{ph}}(k) = \hbar\omega_{\text{ph}}^0 + c\hbar k$ — энергия фотонной моды, c — скорость света в вакууме, γ — затухание фотонной моды, V — параметр характеризующий взаимодействия экситонной и фотонной мод.

В условиях резонанса резонансные частоты экситона и фотона одинаковы $\omega_{\text{exc}}^0 = \omega_{\text{ph}}^0 = \omega_0$. Тогда

$$\omega_{1,2} = \omega_0 + \frac{\omega_M(k)}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{[\omega_M(k)]^2 - 4d_1 d_2}. \quad (6)$$

Здесь $\omega_M(k) = c\sqrt{k_\rho^2 + k_\perp^2} = c\sqrt{k_\rho^2 + (\frac{5\pi}{L})^2}$ мы считали, что дисперсия экситона мала в интересующем нас масштабе волновых векторов.

Волновые функции поляритонов в цилиндрическом резонаторе описываются так [10]:

$$\Psi(\rho, \varphi, z) \sim J_m\left(\rho\sqrt{k_\rho^2 + k_\perp^2}\right) \sin(k_\perp z) e^{\pm im\varphi}. \quad (7)$$

Здесь $J_m(k\rho)$ — функции Бесселя, z — координата вдоль оси цилиндра, φ — угол в плоскости резонатора, ρ — координата вдоль радиуса резонатора, k_\perp — волновой вектор вдоль оси z , m — номер функции Бесселя, n — показатель преломления, $k_0 = \omega/c$ — волновой вектор света в вакууме.

Для нахождения собственных мод необходимо задать граничные условия. Граничное условие общего вида требует равенства нулю линейной комбинации функции и ее градиента по нормали к поверхности. Для простоты будем считать, что собственным модам соответствуют решения, когда $\Psi(\rho, \varphi, z) = 0$ на поверхности. Это не должно сильно повлиять на результат, но зато сильно упростит вычисления. Из граничных условий следуют условия на квантовые числа N , k_\perp и m .

Квантование по оси z подчиняется условиям $k_{\perp}^N L = \pi N$, $L = \frac{5}{2} \frac{\lambda_0}{n}$ — толщина активной области резонатора, ($n = 3.5$, $\lambda_0 = 804.5$ nm), а квантование в плоскости структуры — условию: $k_{\rho}^m R = b_{l,m}$, $b_{l,m}$ — корни функций Бесселя: $J_m(b_{l,m}) = 0$, l — номер корня, R — радиус мезы. (Будем учитывать только первые корни из каждой функции Бесселя $J_m(b_{l,m})$, так как из-за наличия механической (экситонной) части поляризации, поляритоны быстро релаксируют по энергии).

Отсюда находим все поляритонные моды латерального квантования поляритонов в нашем резонаторе, они обозначены на рис. 2.

4. Обсуждение результатов

В спектрах фотолюминесценции цилиндрических микрорезонаторов в режиме сильной экситон-фотонной связи при слабом оптическом возбуждении наблюдалась широкая, бесструктурная полоса излучения. Отсутствие структуры этой полосы обусловлено достаточно большими потерями в экситонной и фотонной модах из-за экситонного затухания и ухода излучения через боковые стенки мезы. Высокие потери приводят к тому, что стоячие поляритонные волны не могут сформироваться, и в структуре достаточно большого размера, наблюдается широкая полоса излучения отражающая заселенность всей экситон-поляритонной зоны.

При увеличении интенсивности оптического возбуждения в спектре проявляются узкие линии ФЛ, соответствующие модам латерального квантования поляритонов. Число этих мод и энергетическое расстояние между ними определяется дисперсией поляритонов и размером резонатора. Спектральное положение пиков ФЛ определяется условием квантования $k_{\rho}^m R = b_{l,m}$, где $b_{l,m}$ — корни функций Бесселя.

Благодаря использованию микрофотолюминесценции удалось визуализировать спектральное положение и пространственное распределение интенсивности всех этих мод. На рис. 3 слева видно, что интенсивность этих пиков меняется по ширине мезы. Эта модуляция связана с пространственной зависимостью волновой функции поляритона (7). Помимо мод латерального квантования поляритонов, нами наблюдались и поляритонные моды шепчущей галереи, как бы прижатые к краю мезы (рис. 3).

При увеличении интенсивности возбуждения выше некоторого порога в спектре остается одна самая низкая по энергии поляритонная мода, а остальные моды подавляются. Это соответствует по сути дела режиму Бозе-конденсации, когда все поляритоны собираются на самом нижнем энергетическом уровне.

Вызывает удивление то, что с ростом интенсивности возбуждения происходит уширение этой линии. Это выглядит необычно, так как наша меза представляет собой квантовую точку для поляритонов, в которой поляритоны квантуются по всем трем направлениям.

В этом случае сплошной спектр поляритонов отсутствует, и могут наблюдаться только очень узкие линии их размерного квантования.

Наблюдаемое поведение спектра излучения поляритонного лазера может быть связано с тем, что при нерезонансном оптическом возбуждении рождаются не только экситоны, но и не связанные электрон-дырочные пары. Дырки обычно быстро захватываются на примеси, и в структуре всегда присутствует некоторое количество свободных электронов. Взаимодействуя с экситонами, электроны могут образовывать трионы [11]. В результате в структуре будут существовать не только экситонны, но и трионы.

Сила осциллятора триона сравнима с силой осциллятора экситона [12], и в резонаторе трионы могут формировать трионные поляритоны аналогичные экситонным. Их резонансные энергии и расщепление Раби должны быть очень близки друг к другу.

Ширина трионной линии зависит от концентрации электронов и, следовательно, должна расти с ростом интенсивности оптического возбуждения.

5. Выводы

В настоящей работе исследованы спектры поляритонной фотолюминесценции из микрорезонаторов цилиндрической формы при оптическом возбуждении ниже и выше порога перехода в нелинейный режим в условиях сильной экситон фотонной связи. В спектрах наблюдались яркие моды латерального квантования экситонных поляритонов с малым орбитальным квантовым числом $m < 10$, в резонаторах относительно большого диаметра, наблюдались экситон-поляритонные моды шепчущей галереи с большими $m > 10$.

Благодаря использованию микро-ФЛ, в добавок к спектральному распределению мод размерного квантования поляритонов нам удалось зарегистрировать и пространственную зависимость волновой функции поляритона в резонаторе [см. уравнение (7)].

В режиме „поляритонного лазера“ „выживала“ только одна мода латерального квантования поляритонов с минимальной энергией. Остальные моды и моды шепчущей галереи, несмотря на более высокую добротность, не участвуют в генерации.

С ростом интенсивности оптического возбуждения линия излучения поляритонного лазера уширялась. Это может быть связано с рождением трионных поляритонов.

Финансирование работы

K.V.P. и K.L.V. благодарят грант РФФИ № 19-02-00237. S.P.G. благодарит the Westlake University Foundation and the program 2018R01002 supported by Leading Innovative and Entrepreneur Team Introduction Program of Zhejiang.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них отсутствует конфликт интересов.

Список литературы

- [1] F. Koyama, S. Kinoshita, K. Iga. Trans. IEICE E71, 1089 (1988).
- [2] V. Jayaraman, J. Jiang, B. Potsaid, G. Cole, J. Fujimoto, A. Cable. Proc. SPIE 8276, 82760D, (2012).
- [3] A. Imamoglu, R.I. Ram, S. Pan, Y. Tamamoto. Phys. Rev. A53, 4250 (1996).
- [4] M.T. Hill, M.C. Gather. Nature Photon. 8, 908 (2014).
- [5] G.C. Righini, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrary, G. Nunzi Cinti, D. Ristic, S. Soria. Nuovo Cimento 34, 2041 (2011).
- [6] Y.X. Jiang, L. Shao, Shu-Xin Zhang, X. Yi, J. Wiersing, L. Wang, Q. Grang, M. Loncar, L. Yang, Yu-Fang Xiao. Science 358, 344 (2017).
- [7] E. Gornik. Science 280, 1544 (1998).
- [8] C.G. Garrett, W. Kaiser, W.L. Bond. Phys. Rev. 124, 1807 (1961).
- [9] E.L. Ivchenko. Excitons. In: North-Holland Publishing Company (1982). V. 2. P. 865.
- [10] A.V. Kavokin, J.J. Baumberg, G. Malpuech, F.P. Laussy. Microcavities. Oxford University Press (2006). P. 468.
- [11] G. Finkelstein, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph. Phys. Rev. Lett. 74, 976 (1995).
- [12] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, J. Nurnberger, W. Faschinger, G. Landwehr. Phys. Rev. B 62, 10345 (2000).

Редактор Ю.Э. Кутаев