

01:07

## **Смещение состояний в квантовых ямах для поляритонных эмиттеров терагерцового излучения**

© *И.В. Иорш, М.А. Калитеевский, К.А. Иванов, К.В. Кавокин*

Санкт-Петербургский Академический университет  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Санкт-Петербургский государственный университет, Петергоф  
E-mail: Kidd@orient.ioffe.ru

*Поступило в Редакцию 3 марта 2013 г.*

Рассмотрены две возможные конструкции InGaAs/GaAs квантовой ямы, обеспечивающие наличие излучательных переходов между поляритонными состояниями в микрорезонаторе с квантовой ямой, сопровождающихся излучением терагерцовых фотонов. Для первой конструкции нарушение симметрии, необходимое для эмиссии терагерцового фотона, осуществляется в квантовой яме с градиентным профилем показателя преломления, что ведет к смещению состояний поляритона и темного экситона. Определены параметры квантовой ямы, в которой энергия второго экситонного уровня соответствует энергии верхнего поляритона. Во второй конструкции используется двойная квантовая яма, в которой экситонные состояния расщеплены вследствие квантово-механического туннелирования через барьер. Нарушение симметрии, позволяющее смещение экситона и „темного“ экситона, обеспечивается настройкой энергии электронных уровней в двойной квантовой яме путем приложения к структуре электрического поля. При этом дырка остается локализованной в одной из ям.

Взаимодействие поляритонных систем и терагерцового излучения стало объектом интенсивного теоретического и экспериментального изучения [1–3], и были предложены различные конструкции поляритонного эмиттера терагерцового излучения [4–7]. В поляритонных эмиттерах терагерцового излучения излучательные переходы происходят между макроскопически заселенными бозонными состояниями, вследствие чего вероятность переходов существенно увеличивается. В поляритонных терагерцовых источниках на основе квантовых микрорезонаторов [4–6] эмиссия терагерцового фотона становится возможной

вследствие смещения состояний верхнего поляритона и „темного“ экситона. Целью данной работы является разработка конструкции квантовой ямы в системе GaInAs/GaAs, обеспечивающей смещение экситонных и поляритонных состояний, и равную величину интервала между уровнями размерного квантования экситона и расщепления Раби.

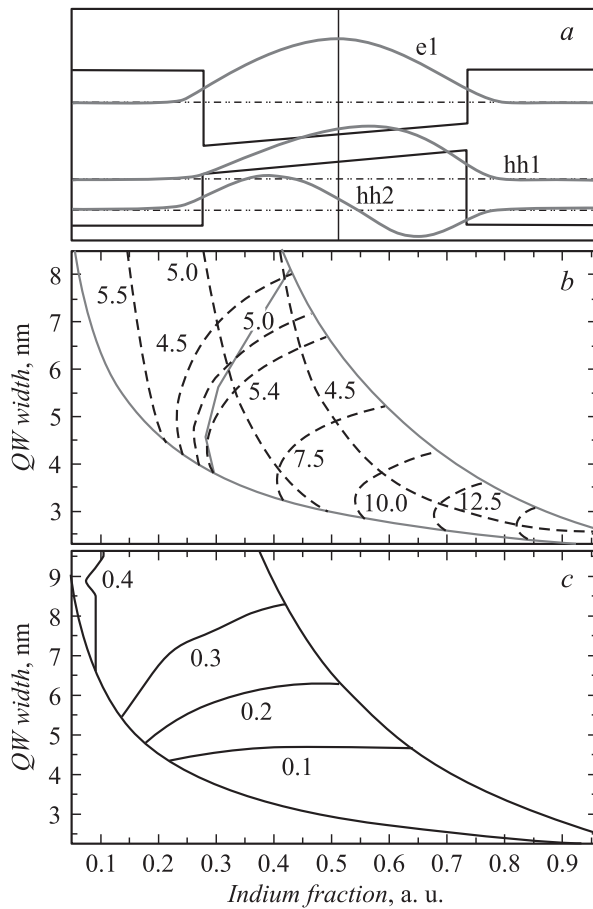
Механизм терагерцовой эмиссии в поляритонном микрорезонаторе, предложенный в [4], основан на стимулированных излучательных переходах с верхнего поляритонного состояния на нижнее. Такой переход запрещен в обычных поляритонных микрорезонаторах, но может становиться возможным в квантовых ямах (КЯ) с градиентом потенциала, полученным путем изменения состава или приложения внешнего электрического поля, как показано на рис. 1, а. Гамильтониан системы экситонов  $|1X\rangle$  (e1hh1) и  $|2X\rangle$  (e1hh2), взаимодействующих с оптической модой микрорезонатора  $|C\rangle$ , может быть записан в виде

$$H = \begin{pmatrix} E_{1X} & \delta/2 & \Omega/2 \\ \delta/2 & E_{1X} + \Delta & 0 \\ \Omega/2 & 0 & E_C \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $E_{1X}$  — энергия экситона e1hh1,  $\Delta$  — интервал между первым и вторым уровнями размерного квантования тяжелых дырок,  $E_C$  — энергия оптической моды микрорезонатора,  $\Omega$  — расщепление Раби,  $\delta$  — коэффициент связи между экситонами  $|1X\rangle$  и  $|2X\rangle$ . Собственные (поляритонные) моды гамильтониана могут быть выражены через состояния экситонов и оптической моды резонатора как

$$\begin{pmatrix} |L\rangle \\ |U1\rangle \\ |U2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_C^L & H_{1X}^L & H_{2X}^L \\ H_C^{U1} & H_{1X}^{U1} & H_{2X}^{U1} \\ H_C^{U2} & H_{1X}^{U2} & H_{2X}^{U2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |C\rangle \\ |1X\rangle \\ |2X\rangle \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $H_\alpha^\beta$  — коэффициенты Хопфилда. Без учета смещения экситонных состояний, в случае когда  $E_C = E_{1X}$ , энергии верхнего и нижнего поляритонов были бы равны  $E_C \pm \Omega/2$ . Если коэффициент связи между экситонными состояниями  $\delta$  мал по сравнению с расщеплением Раби  $\Omega$  и интервал между уровнями размерного квантования экситона равен  $\Omega$ , состояние  $|L\rangle$  будет иметь энергию, близкую к энергии „нижнего“ поляритона, а энергия состояний  $|U1\rangle$  и  $|U2\rangle$  будет близка к энергии



**Рис. 1.** *a* — волновые функции электронов и дырок в квантовой яме с градиентным потенциалом. *b* — изолинии интервала между уровнями размерного квантования экситона в квантовой яме (тонкие штриховые линии) и изолинии расщепления Раби. Сплошная линия соответствует резонансу верхнего поляритонного состояния и e1hh2-экситона. *c* — изолинии коэффициента Хопфилда, соответствующие вкладу e1hh2-экситона в верхнее поляритонное состояние. Верхняя гипербола *b* и *c* показывает зависимость критической толщины КЯ в зависимости от содержания In, нижняя гипербола показывает минимальную толщину КЯ, необходимую для существования в КЯ двух уровней размерного квантования тяжелых дырок.

„верхнего“ поляритона. Вероятность излучательного перехода, сопровождаемого эмиссией терагерцового фотона, будет связана с коэффициентами Хопфилда и дипольным элементом  $M$  между состояниями  $|1X\rangle$  и  $|2X\rangle$  выражением

$$W \sim (H_{2X}^{U2}H_{1X}^L + H_{2X}^{U1}H_{1X}^L)^2 |M|^2. \quad (3)$$

В работе [4] было показано, что максимальная эффективность терагерцовой эмиссии достигается, когда энергия темного экситона  $|2X\rangle$  соответствует минимальной энергии верхнего поляритона. В оптимизированной структуре величина, стоящая перед квадратом матричного элемента в выражении (3), может достигать значения 0.2, и, таким образом, вероятность терагерцового перехода близка к значениям, использованным в работах [4–6].

Рассмотрим стандартный микрорезонатор, изготовленный из AlAs/GaAs с КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Вследствие рассогласования параметров решетки InAs и GaAs КЯ напряжена, и существует максимальная толщина квантовой ямы  $L_{\max}$ , до достижения которой кристаллическая структура КЯ не разрушается. Величина  $L_{\max}$  определяется уравнением [8]

$$L_{\max} = \frac{4(1 - \nu/4)}{\pi(1 + \nu)\mu} \ln(L_{\max}/4 + 1), \quad (4)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона и  $\mu$  — относительное рассогласование параметров решетки КЯ и прилегающих областей. С другой стороны, для обеспечения смешивания толщина КЯ должна быть достаточно велика, чтобы в ней существовали два уровня размерного квантования тяжелых дырок. Минимальная толщина  $L_{\min}$  определяется уравнением

$$L_{\min} = \pi\hbar/\sqrt{2mU}, \quad (5)$$

где  $m$  — масса тяжелой дырки и высота барьера  $U$  определяется содержанием индия в твердом растворе. Таким образом, область значений содержания In в твердом растворе и толщин КЯ, для которых КЯ стабильна и в ней содержится два уровня размерного квантования, заключена между двумя гиперболами, показанными на рис. 1, *b, c*. Для обеспечения эффективной генерации терагерцового излучения необходимо, чтобы расщепление Раби поляритонных уровней было равно интервалу между уровнями размерного квантования тяжелых

дырок  $\Delta = \Omega$ . Величина расщепления Раби определяется выражением

$$\Omega = \sqrt{N} \sqrt{\frac{2c\Gamma_0}{n_x(L_{DBR} + L_C)}}, \quad (6)$$

где  $N$  — число квантовых ям в резонаторе,  $\Gamma_0$  — радиационное затухание экситона,  $L_{DBR}$  — глубина проникновения света в зеркала микрорезонатора, и  $L_C$  — ширина базы полости микрорезонатора. Величина  $\Gamma_0$  зависит от параметров КЯ — толщины и состава, и определяется выражением

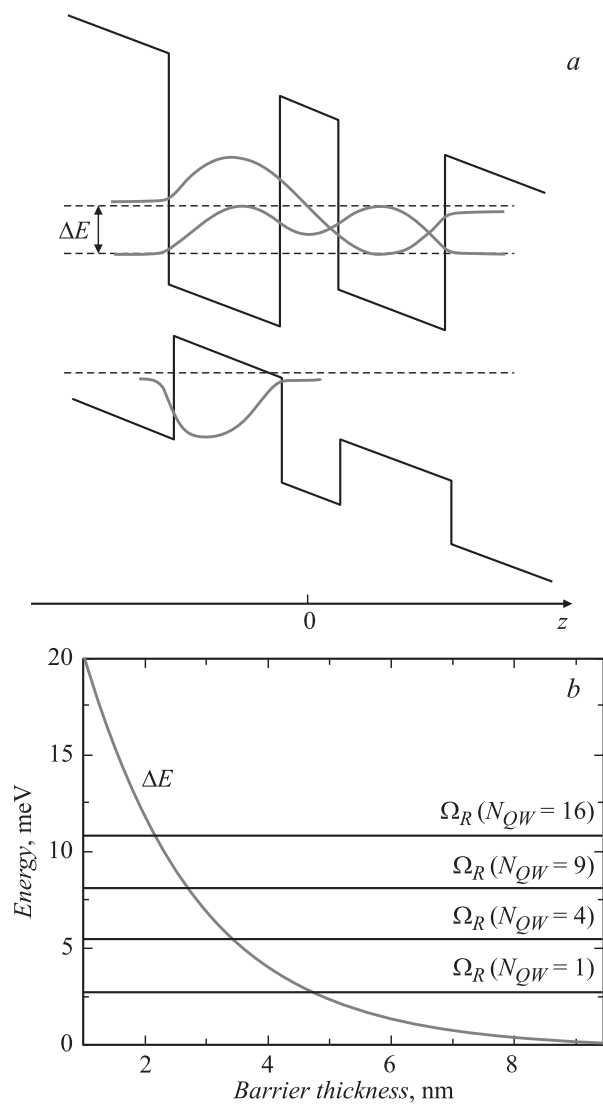
$$\Gamma_0 = \frac{1}{2} k \omega_{LT} \pi a_b^3 \left[ \int \Phi(z) \cos(kz) dz \right]^2, \quad (7)$$

где  $a_b$  — боровский радиус экситона,  $\omega_{LT}$  — продольно-поперечное расщепление,  $k$  — волновой вектор света и  $\Phi(z)$  — волновая функция экситона. На рис. 1, *b* штриховыми линиями показаны изолинии расщепления Раби  $\Omega$  и интервала между уровнями размерного квантования  $\Delta$ . Сплошная линия соответствует зависимости  $\Delta = \Omega$ . В расчетах использовалась величина внешнего электрического поля 20 кВ/см. Можно видеть, что для одиночной КЯ InGaAs, ограниченной с обеих сторон GaAs, условие  $\Delta = \Omega$  может быть выполнено, когда расщепления имеют величину от 4.5 до 5.5 meV, что соответствует 1.1–1.3 ТГц. При увеличении числа квантовых ям частота генерации может быть увеличена до 2–3 ТГц.

Для повышения эффективности генерации терагерцового излучения необходимо обеспечить существенные значения коэффициентов Хопфилда, соответствующих подмешиванию экситона  $|2X\rangle$  к верхнему поляритону. На рис. 1, *c* показаны изолинии величины  $|H_{2X}^{U2}|^2$ . Можно видеть, что в области, соответствующей выполнению условия  $\Delta = \Omega$ , относительная доля  $|2X\rangle$  в „верхнем“ поляритоне составляет от 20 до 30%.

Альтернативной конструкцией, обеспечивающей смешение экситонных состояний в верхнем поляритоне, является сдвоенная квантовая яма, помещенная во внешнее электрическое поле (рис. 2, *a*). Возможность формирования экситонных поляритонов в таких системах была экспериментально продемонстрирована [9,10].

Параметры ямы подобраны таким образом, что дырка может быть локализована только в одной из ям, в то время как для электронов



**Рис. 2.** *a* — волновые функции электронов и дырок в сдвоенных квантовых ямах. *b* — зависимость интервала между энергиями экситонов, образованных симметричным и антисимметричным электронными состояниями и дыркой, локализованной в одной из ям, как функция толщины барьера.

существуют локализованные состояния в обеих ямах, причем энергии локализованных состояний в обеих ямах равны. Вследствие туннелирования через барьер электронные состояния в двух ямах могут образовывать симметричную и антисимметричную комбинации  $\phi_s(z)$  и  $\phi_a(z)$  соответственно. Эти электронные состояния совместно с дыркой, локализованной в одной из ям, могут образовывать экситоны, волновые функции которых определяются выражениями

$$\Psi_{1X}(\rho, z) = \exp(-\rho/a_b)\phi_{hh1}(z)\phi_s(z), \quad (8)$$

$$\Psi_{2X}(\rho, z) = \exp(-\rho/a_b)\phi_{hh1}(z)\phi_a(z). \quad (9)$$

При взаимодействии с собственной модой резонатора эти экситоны могут приводить к формированию поляритонов. И радиационное затухание экситона, и расщепление между экситонными уровнями зависят от ширины барьера между КЯ. Выбирая определенным образом параметры КЯ и микрорезонатора, можно добиться ситуации, когда расщепление Раби равно расщеплению между симметричным и антисимметричным состоянием электрона. Из рис. 2, *a* и уравнений (8) и (9) можно заключить, что интеграл перекрытия между волновыми функциями экситонных состояний  $\Psi_{1X}$  и  $\Psi_{2X}$  отличен от нуля и также отличен от нуля дипольный элемент, описывающий вероятность излучательного перехода, сопровождаемого эмиссией терагерцового фотона. На рис. 2, *b* показаны зависимость расщепления симметричного и антисимметричного электронных состояний от толщины барьера между КЯ и, кроме этого, расщепления Раби для микрорезонатора, содержащего различное количество сдвоенных квантовых ям. Можно видеть, что достижима ситуация, когда расщепление Раби сравнивается с расщеплением электронных уровней. В этой ситуации возможна эффективная генерация терагерцового излучения, обусловленная переходами между экситонами  $\Psi_{1X}$  и  $\Psi_{2X}$ . Меняя количество КЯ в микрорезонаторе и соответствующим образом меняя ширину барьера между КЯ, можно в широких пределах менять частоту генерации.

Таким образом, в работе обсуждаются различные варианты конструкций квантовых ям для использования в поляритонных эмиттерах терагерцового излучения.

Работа поддержана грантами РФФИ и FP7 IRSES Polater, а также Минобрнауки (контракты 11.G34.31.0020 и 11.G34.31.0020).

## Список литературы

- [1] *Todorov Y., Andrews A.M., Colombelli R., De Liberato S., Ciuti C., Klang P., Strasser G., Sirtori C.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 196 402.
- [2] *Zaks B., Stehr D., Truong T.A., Petroff P.M., Hughess S., Sherwin M.S.* // New J. Physics. 2011. V. 13. P. 083 009.
- [3] *Porer M., Menard J.M., Leitenstorfer A., Huber R., Degl'Innocenti R., Zanotto S., Biasiol G., Sorba L., Tredicucci A.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. N 8. P. 081 302.
- [4] *Kavokin K., Kaliteevski M., Abram R., Kavokin A., Sharkova S., Shelykh I.* // APL. 2010. V. 97. P. 201 111.
- [5] *Калитеевский М.А., Иванов К.А.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 1. P. 79.
- [6] *Savenko I.G., Shelykh I.A., Kaliteevski M.A.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 027 401.
- [7] *Liew T.C.H., Glazov M.M., Kavokin K.V., Shelykh I.A., Kaliteevski M.A., Kavokin A.V.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110 (4). P. 047 402.
- [8] *Bertolet D.C., Hsu J., Agahi F., Lau K.* // J. Electronic material. 1990. V. 19. N 9.
- [9] *Cristofolini P., Christmann G., Tsintzos S.I., Deligeorgis G., Konstantinidis G., Hatsopoulos Z., Savvidis P.G., Baumberg J.J.* // Science. 2012. V. 336. N 6082. P. 704–707.
- [10] *Szymanska M.H.* // Science. 2012. V. 336. N 6082. P. 679–680.