

50-я научная конференция МФТИ
Факультет проблем физики и энергетики
Секция прикладной теоретической физики

УДК 538.94.1

Воронова Н.С.¹, Лозовик Ю.Е.^{1,2}

¹ Институт спектроскопии РАН

² Московский физико-технический институт (государственный университет)

**Бозе-конденсация поляритонов в оптической
микрополости**

В данной работе рассматривается оптическая микрополость с помещенной в неё полупроводниковой квантовой ямой. Квазидвумерные экситоны в квантовой яме могут взаимодействовать с фотонами полости, в результате чего образуются экситонные поляритоны [1]. В конечной двумерной системе поляритонов возможна бозе-конденсация. Управление подобной системой возможно за счёт использования оптической микрополости непостоянной ширины либо при помощи наложения внешнего потенциала на экситоны в квантовой яме.

Спектры энергий фотонов и экситонов имеют вид

$$E_{ph}(k) = \hbar c \sqrt{k_z^2 + k_{\parallel}^2} \approx \frac{2\pi\hbar c}{L(r)} n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{ph}}, E_{ex} = E_0 + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{ex}},$$

где $m_{ph} = \frac{2\pi\hbar}{L(r)c}$ — эффективная масса фотона, $n = 1, 2, \dots$

В результате взаимодействия фотонов микрополости с экситонами в квантовой яме появляются новые квазичастицы, результирующий энергетический спектр которых содержит «верхнюю» и «нижнюю» поляритонные ветви [2]:

$$E_{LP,UP}(k) = \frac{E_{ph} + E_{ex}}{2} \mp \frac{1}{2} \sqrt{(E_{ph} - E_{ex})^2 + (\hbar\Omega)^2},$$

где $\hbar\Omega$ — энергия расщепления ветвей.

Мы изучаем бозе-конденсированное состояние поляритонной системы. Волновая функция конденсата содержит две компоненты, $\psi(r)$ и $\chi(r)$ (волновые функции фотонного и экситонного конденсатов соответственно). Предполагаем, что практически все частицы системы находятся в конденсированном состоянии при $T = 0$, поэтому можно получить двухкомпонентный аналог уравнения Гросса–Питаевского [3].

Энергетический функционал связанной системы экситонов и фотонов записывается следующим образом:

$$E(\psi, \psi^*, \chi, \chi^*) = \int \left(-\frac{\hbar c}{4\pi} \psi^* \partial_{\mu} L(r) \partial_{\mu} \psi + \frac{2\pi\hbar c}{L(r)} |\psi|^2 - \right.$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\hbar^2}{2m_{ex}}\chi^*\partial_\mu^2\chi + V(r)|\chi|^2 + \frac{g}{2}|\chi|^4 + \\
& + \frac{\hbar\Omega}{2}(\psi^*\chi + \chi^*\psi) - \mu(|\psi|^2 + |\chi|^2) \Big) d\vec{r}. \tag{1}
\end{aligned}$$

После вариации функционала (1) по ψ^* и χ^* получаем систему уравнений для двух-компонентного конденсата, которая в полярных координатах имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l}
-\frac{\hbar c}{4\pi} \left(L(r)\frac{\partial^2}{\partial r^2} + L'(r)\frac{\partial}{\partial r} + \frac{L(r)}{r}\frac{\partial}{\partial r} \right) \psi(r) + \\
\quad + \left(\frac{2\pi\hbar c}{L(r)} - \mu \right) \psi(r) + \frac{\hbar\Omega}{2}\chi(r) = 0, \\
-\frac{\hbar^2}{2m_{ex}} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} \right) \chi(r) + (V(r) - \mu)\chi(r) + \\
\quad + g|\chi(r)|^2\chi(r) + \frac{\hbar\Omega}{2}\psi(r) = 0.
\end{array} \right.$$

Для численной минимизации функционала энергии (1) введём экситонные единицы $a_0^* = \frac{\varepsilon\hbar^2}{\mu e^2}$, $E_0 = \frac{\mu e^4}{\varepsilon^2\hbar^2} = \frac{e^2}{\varepsilon a_0^*}$ и перепишем функционал (1) следующим образом:

$$\begin{aligned}
E(\psi, \chi) = & \int \left(-\frac{1}{4\pi}\frac{\varepsilon}{\alpha}\psi^* \left(L(r)\frac{\partial^2}{\partial r^2} + L'(r)\frac{\partial}{\partial r} + \frac{L(r)}{r}\frac{\partial}{\partial r} \right) \psi + \right. \\
& + \left(2\pi\frac{\varepsilon}{\alpha}\frac{1}{L(r)} - \mu \right) |\psi|^2 - \frac{1}{2}\chi^* \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} \right) \chi + \\
& \left. + (V(r) - \mu)|\chi|^2 + \frac{g}{2}|\chi|^4 + \frac{\Omega}{2}(\psi^*\chi + \chi^*\psi) \right) 2\pi r dr, \tag{2}
\end{aligned}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды в полости; $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$.

Минимизация энергетического функционала (2) производилась вариационным методом с использованием гауссовских пробных функций $\psi^0(r) = Ae^{-ar^2}$; $\chi^0(r) = Be^{-br^2}$, квадратичного экситонного потенциала $V(r) = V_0r^2/2$ и ширины микрополости в виде

$$L(r) = 1 + \frac{l_0}{r^2 + 1}.$$

Отдельно были рассмотрены случай экситонной ловушки ($l_0 = 0$, $V_0 \neq 0$) и случай $l_0 \neq 0$, $V_0 \neq 0$, учитывающий влияние фотонной ловушки. Результаты вычислений показаны на рис. 1 и 2 соответственно.

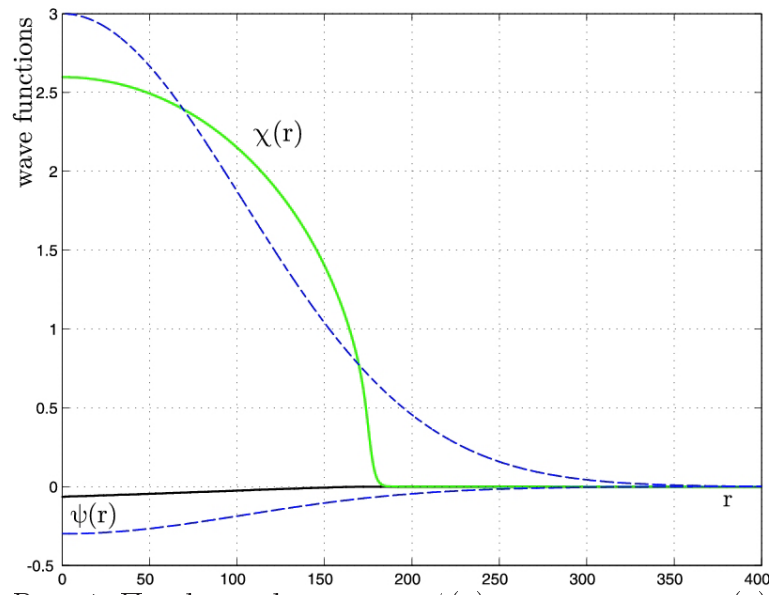


Рис. 1. Профили фотонного $\psi(r)$ и экситонного $\chi(r)$ конденсатов (пунктир: волновые функции нулевого приближения; сплошные линии: результат численного счета)

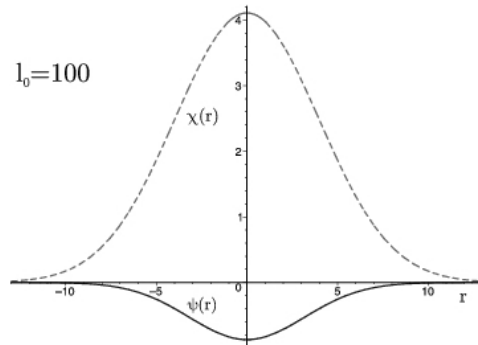
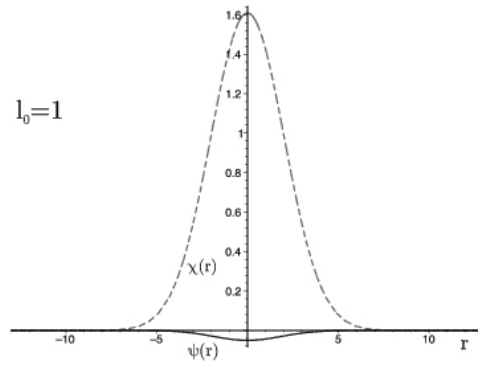
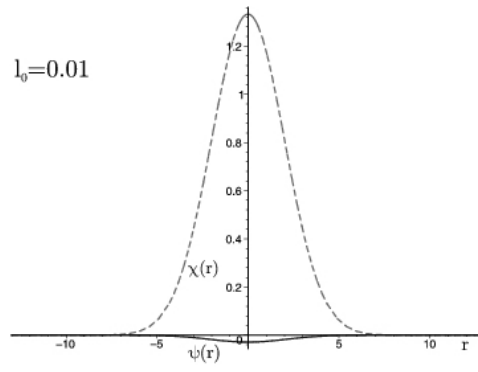


Рис. 2. Профили фотонного и экситонного конденсатов для различных глубин l_0

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kavokin A., Malpuech G.* Cavity Polaritons. — Amsterdam: Elsevier, 2003.
 2. *Cuiti C., Schwendimann P., Quattropani A.* Theory of polariton parametric interactions in semiconductor microcavities // *Semicond. Sci. Technol.* — 2003. — V. 18.
 3. *Pitaevskii L.P., Stringari S.* Bose-Einstein Condensation. — Oxford: Claredon Press, 2003.
-

Представленная выше версия доклада является ознакомительной.

Версию доклада, предназначенную для печати,
можно найти в факультетском сборнике трудов конференции.
Электронные материалы конференции публикуются по адресу
http://www.mipt.ru/nauka/conf50/plen_sections/