

01;07

Временная динамика радиационных поляритонных мод в двумерном экситонном слое

© Т.Ю. Багаева, В.В. Попов, N.J.M. Horing

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
Саратов, Россия
Department of Physics and Engineering Physics, Stevens Institute
of Technology, NJ07030, Hoboken, USA
E-mail: багаевага@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 11 сентября 2006 г.

С использованием метода тензорной функции Грина исследуется нестационарный процесс возбуждения поляритонных мод в двумерной экситонной системе импульсом света. Показано, что в электромагнитном отклике присутствуют неоднородные радиационные поляритонные моды, соответствующие комплексным полюсам функции Грина. На основе теоретического анализа нестационарного поляритонного отклика устранено существовавшее до настоящего времени противоречие между двумя различными подходами к описанию радиационных мод в двумерной экситонной системе.

PACS: 73.20.Mf, 71.36.+c, 78.67.De, 78.47.+p

Радиационные поляритоны в двумерных (2D) экситонных системах анализировались теоретически в ряде работ [1–7] и наблюдались экспериментально в структурах с квантовыми ямами (КЯ) [8,9].

В работах [1–5] применялся подход, основанный на теории возмущений. Квазинепрерывный спектр фотонов в окружающей среде (в барьере) представлялся в виде собственных волн в воображаемом резонаторе Фабри–Перо при увеличении размера резонатора до бесконечности. В этом случае полное поле поляритонной моды в барьере представляется в виде суперпозиции уходящей и входящей плоских однородных электромагнитных (ЭМ) волн. В рамках указанного подхода получается, что дисперсионные ветви радиационных поляритонов оканчиваются на поверхности светового конуса, соответствующего окружающей 2D экситонную систему среде. При этом частота радиаци-

онных поляритонов практически не зависит от их волнового вектора и, следовательно, частота света, излучаемого в результате радиационного распада поляритонной моды, не зависит от угла излучения. Теория возмущений достаточно адекватно описывает системы с относительно слабой экситон-фотонной связью, но она может не работать для систем с сильной экситон-фотонной связью.

В других теоретических работах [6,7] был применен самосогласованный электродинамический подход, использующий представление радиационного светового поля в окружающей среде в виде одиночной уходящей плоской неоднородной ЭМ-волны, удовлетворяющей условию излучения на бесконечности. При таком подходе получается, что поле каждой радиационной поляритонной моды в фиксированный момент времени возрастает в пространстве при удалении от экситонного слоя, в то же время затухая во времени в фиксированной точке пространства [6]. Дисперсионные ветви радиационных поляритонных мод входят в область медленных волн дисперсионной плоскости (т.е. выходят за пределы светового конуса) и оканчиваются в точках, соответствующих обращению в нуль скорости радиационного распада этих мод. Дисперсия радиационных экситонных поляритонов вблизи светового конуса оказывается гораздо сильнее, чем предсказывается теорией возмущений, что должно приводить к сильной зависимости частоты испускаемого света от угла излучения при скользящих углах излучения.

По сути, оба вышеуказанные подхода являются правомерными с математической точки зрения. Они отличаются друг от друга только накладываемым условием на бесконечности (в теории возмущений фактически используется условие конечности светового поля на бесконечности, тогда как в самосогласованном подходе [6,7] используется условие излучения). Однако в реальных физических ситуациях конкретное поведение ЭМ-поля на бесконечности не важно, так как поле не может достигнуть бесконечно удаленных точек за конечное время наблюдения. Поэтому необходим более адекватный подход для изучения возбуждения экситон-поляритонных мод в 2D экситонной системе, включающий в себя рассмотрение начальных условий. В данной работе анализируется нестационарный процесс возбуждения экситон-поляритонных мод в 2D экситонном слое наклонно падающим импульсом света. Для решения указанной задачи применяется формализм тензорной (диадной) функции Грина.

Рассмотрим 2D экситонный слой, расположенный в плоскости $z = 0$ и помещенный в бесконечную окружающую среду с диэлектрической проницаемостью ε_h . Отклик экситонного материала описывается локальной диэлектрической функцией $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_b(1 + \omega_{LT}/\omega_{ex} - \omega - i\gamma_{ex})$ [3,6], где ε_b — фоновая диэлектрическая постоянная, ω_{ex} — частота экситона, ω_{LT} — продольно-поперечное расщепление экситона, $\gamma_{ex} > 0$ описывает затухание экситона вследствие всех релаксационных процессов, за исключением радиационного распада.

Решается уравнение Гельмгольца для электрического поля \mathbf{E} , возбуждаемого в рассматриваемой структуре током \mathbf{J} , состоящим из индуцированного тока $\mathbf{J}_{ind}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{r}' \hat{\sigma}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t') \mathbf{E}(\mathbf{r}', t')$, где $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости, и внешнего тока $\mathbf{J}_{ext} = \mathbf{J}_{\infty}$, бесконечно удаленного от 2D экситонного слоя. Тензор $\hat{\sigma}$ представляется в виде суммы тензора объемной проводимости окружающей среды $\hat{\sigma}_{3D} = i\omega\varepsilon_h\hat{\mathbf{I}}$ и тензора локальной проводимости 2D экситонного слоя $\hat{\sigma}_{2D} = \hat{\mathbf{I}}\sigma_{2D}(\omega)\delta(z)\delta(z')$, где $\sigma_{2D}(\omega) = i\omega[\varepsilon_b - \varepsilon(\omega)]d/4\pi$, d — толщина экситонного слоя, $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака, $\hat{\mathbf{I}}$ — единичный тензор. В этом случае векторное уравнение Гельмгольца записывается во временном фурье-представлении ($t \rightarrow \omega$) в виде

$$\begin{aligned} \left[\hat{\mathbf{I}} \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2 \varepsilon_b}{c^2} \right) \nabla \nabla \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{4\pi i \omega}{c^2} \int d\mathbf{r}' \hat{\sigma}_{2D}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}', \omega) \\ = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} \mathbf{J}_{\infty}(\mathbf{r}, \omega). \end{aligned} \quad (1)$$

Переходя к фурье-представлению по продольной координате $\mathbf{r}_{\parallel} = (x, y) \rightarrow \mathbf{k}_{\parallel}$ и учитывая свойства δ -функций, входящих в выражение для $\hat{\sigma}_{2D}$, приходим к алгебраическому выражению для электрического поля в структуре

$$\mathbf{E}(z, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = \mathbf{E}_0(z, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sigma_{2D}(\omega) \hat{\mathbf{G}}(z, 0, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) \mathbf{E}_0(0, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega), \quad (2)$$

где \mathbf{k}_{\parallel} — волновой вектор в плоскости экситонного слоя, $\hat{\mathbf{G}}$ — тензорная функция Грина структуры, $\hat{\mathbf{G}}^{-1} = \hat{\mathbf{G}}_{3D}^{-1} + (4\pi i \omega / c^2) \hat{\sigma}_{2D}$, $\hat{\mathbf{G}}_{3D}$ —

тензорная функция Грина однородного трехмерного (3D) пространства с диэлектрической проницаемостью ε_h , $\hat{\mathbf{G}}_{3D} = [\hat{\mathbf{I}}(\nabla^2 + \omega^2 \varepsilon_h/c^2) - \nabla \nabla]^{-1}$, $\mathbf{E}_0 = -(4\pi i \omega/c^2) \hat{\mathbf{G}}_{3D} \mathbf{J}_\infty$ — внешнее электрическое поле, возбуждаемое током \mathbf{J}_∞ , c — скорость света в вакууме.

Связь тензорной функции Грина $\hat{\mathbf{G}}$ с известной функцией Грина однородного 3D пространства $\hat{\mathbf{G}}_{3D}$ имеет вид

$$\hat{\mathbf{G}}(z, z', \mathbf{k}_\parallel, \omega) = \hat{\mathbf{G}}_{3D}(z, z', \mathbf{k}_\parallel, \omega) - \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sigma_{2D}(\omega) \hat{\mathbf{G}}_{3D}(z, 0, \mathbf{k}_\parallel, \omega) \times \left[\hat{\mathbf{I}} + \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sigma_{2D}(\omega) \hat{\mathbf{G}}_{3D}(0, 0, \mathbf{k}_\parallel, \omega) \right]^{-1} \hat{\mathbf{G}}_{3D}(0, z', \mathbf{k}_\parallel, \omega). \quad (3)$$

Рассмотрим световой импульс в виде полубесконечного цуга плоской волны, падающей в плоскости $x-z$ на 2D экситонный слой под углом θ_0 относительно нормали к поверхности слоя $\mathbf{E}_0(x, z, t) = \mathbf{E}_0 \theta(-\tau) \exp(-i\omega_0 \tau)$, где $\tau = t - (k_{x0}/\omega_0)x + (k_{z0}/\omega_0)z$, $k_{x0} = (\omega_0 \sqrt{\varepsilon_b} \sin \theta_0)/c$, $k_{z0} = (\omega_0 \sqrt{\varepsilon_b} \cos \theta_0)/c$, $\theta(t)$ — ступенчатая функция, обеспечивающая обрыв волны в момент времени $t = \tau$ (принимается, что $\varepsilon_h = \varepsilon_b$).

Фурье-преобразование внешнего электрического поля по продольной координате ($x \rightarrow k_x$) и времени ($t \rightarrow \omega$) дает

$$\mathbf{E}_0(z, k_x, \omega) = -\mathbf{E}_0 \frac{2\pi i}{\omega - (\omega_0 + i \cdot 0)} \times \delta\left(k_x - k_{x0} \frac{\omega}{\omega_0}\right) \exp\left(-ik_{z0} \frac{\omega}{\omega_0} z\right). \quad (4)$$

Амплитуда электрического поля p -поляризованной световой волны имеет вид $\mathbf{E}_0 = E_0(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_0 + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_0)$, где $\hat{\mathbf{x}}$ и $\hat{\mathbf{z}}$ — единичные векторы координатных осей x и z . В этом случае актуальные компоненты тензорной функции Грина $\hat{\mathbf{G}}$ имеют полюсы на комплексных частотах $\tilde{\omega}^{(L)}$ и $\tilde{\omega}^{(Z)}$ неоднородных радиационных поляритонных мод L и Z , вычисленных в [6]. Кроме этого, имеется полюс в (4) на частоте $\omega = \omega_0 + i \cdot 0$. Переходя в (2) к пространственно-временному представлению и вычисляя соответствующие интегралы по частоте, с помощью метода вычетов (интегралы по волновому вектору легко

берутся благодаря δ -функциям, входящим в $\hat{\sigma}_{2D}$), получим

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\pm}(x, z, t) = & E_0(\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_0 + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_0)\theta(-\tau^-) \exp(-i\omega\tau^-) \\ & - E_0 \frac{i\sqrt{\varepsilon_b}\omega_{LT}d}{2c} \left\{ \theta(-\tau^{\pm})(\mathbf{A}^{\pm} + \mathbf{B}^{\pm}) \exp(-i\omega_0\tau^{\pm}) \right. \\ & \left. \times \left[\mathbf{A}^{\pm} \frac{\tilde{\omega}^{(L)}}{\omega_0} \exp(-i\tilde{\omega}^{(L)}\tau^{\pm}) + \mathbf{B}^{\pm} \frac{\tilde{\omega}^{(Z)}}{\omega_0} \exp(-i\tilde{\omega}^{(Z)}\tau^{\pm}) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\tau^{\pm} = t - (k_{x0}/\omega_0)x \mp (k_{z0}/\omega_0)z$, $\mathbf{A}^{\pm} = (\hat{\mathbf{x}} \cos \theta_0 \mp \hat{\mathbf{z}} \sin \theta_0)\tilde{\omega}^{(L)}\omega_0 \times \times \cos \theta_0 / [(\omega_{ex} - i\gamma_{ex})(\omega_0 - \tilde{\omega}^{(L)})]$, $\mathbf{B}^{\pm} = (\hat{\mathbf{z}} \sin \theta_0 \mp \hat{\mathbf{x}} \cos \theta_0)\tilde{\omega}^{(Z)}\omega_0 \times \times \sin \theta_0 \operatorname{tg} \theta_0 / [(\omega_{ex} + \omega_{LT} - i\gamma_{ex})(\omega_0 - \tilde{\omega}^{(Z)})]$. Здесь и далее верхний индекс „+“ относится к верхнему полупространству, $z > 0$, тогда как нижний индекс „-“ относится к нижнему пространству, $z < 0$.

Первое слагаемое в (5) описывает электрическое поле внешней световой волны. Поле, описываемое первым слагаемым в фигурных скобках, представляет собой вынужденное отраженное (+) и прошедшее (-) поле, излучаемое из системы только во время действия светового импульса на 2D экситонный слой. Амплитуда этого поля достигает максимума на собственных частотах поляритонных мод (рис. 1). Легко показать, что амплитуды вынужденных отраженной и прошедшей ЭМ-волн на границе раздела верхнего и нижнего полупространств, разделенных 2D экситонным слоем, удовлетворяют обычным законам отражения и преломления плоской однородной волны. Заметим, что контуры резонансных линий для вынужденных полей на рис. 1 и 2 имеют асимметричную форму (резонансы Фано) при всех углах падения, кроме $\theta_0 = 45^\circ$. Поле, описываемое вторым слагаемым в фигурных скобках (5), представляет собой свободное ЭМ-поле, существующее в системе после окончания действия внешнего светового импульса. Свободное поле, в свою очередь, состоит из двух частей, которые описывают две различные (L и Z) неоднородные радиационные поляритонные моды. Поле каждой из этих мод в фиксированный момент времени возрастает в пространстве при удалении от экситонного слоя, в то же время затухая во времени в фиксированной точке пространства со скоростью радиационного распада соответствующей поляритонной моды, вычисленной в [6]. В соответствии с принципом причинности поле излучения исчезает при $|z| > tc/\sqrt{\varepsilon_h} \cos \theta_0 - x \operatorname{tg} \theta_0$. Амплитуды свободных радиационных поляритонных мод достигают максимальных

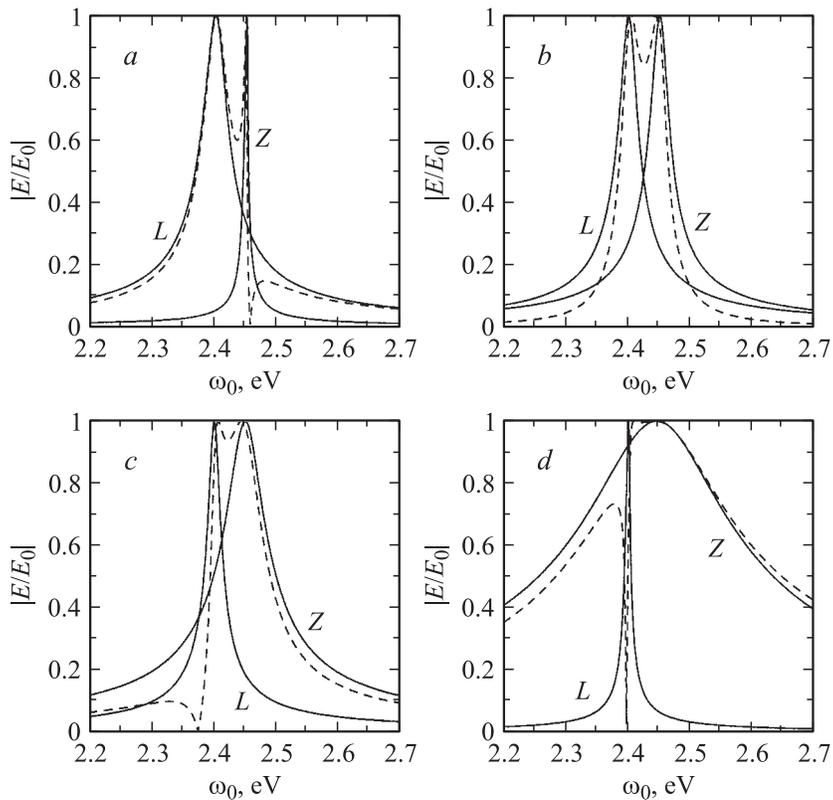


Рис. 1. Амплитуды вынужденного (штриховые кривые) свободного (сплошные кривые) световых полей, излучаемых из 2D экситонного слоя в среду $z > 0$ в зависимости от частоты падающей волны для различных углов падения: 20° (a), 45° (b), 60° (c), 80° (d). Параметры 2D экситонного слоя: $\omega_0 = 2.4$ eV, $\omega_{LT} = 0.05$ eV, $\epsilon_b = 4.41$, $\gamma_{ex} = 0$, $d = 30$ nm. Амплитуды индуцированных полей нормированы на амплитуду падающей волны.

значений, когда частота падающей световой волны совпадает с собственной частотой соответствующей поляритонной моды (рис. 1).

Расчеты, результаты которых предоставлены на рис. 1 и 2, выполнены для параметров самоорганизующейся слоистой полупроводниково-органической структуры на основе фенилэтилнитрата четырехйодистого

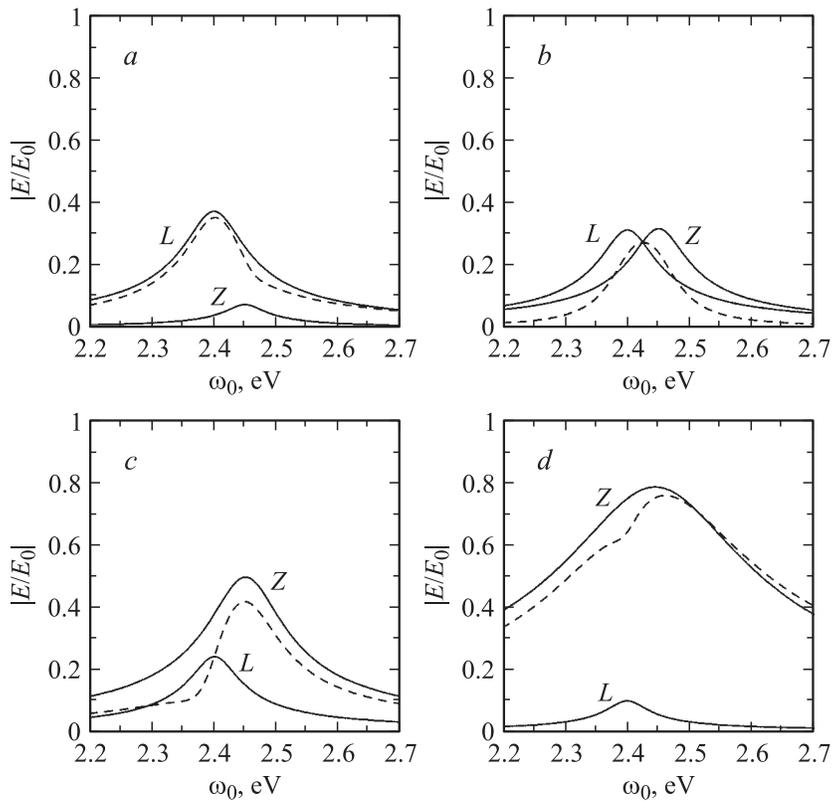


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 при $\gamma_{ex} = 0.03$ eV.

свинца. Такие материалы характеризуются гигантским продольно-поперечным расщеплением экситона ($\omega_{LT} \approx 50$ meV [6,7]), что приводит к гораздо более сильным экситонным эффектам в этих материалах по сравнению, например, со структурами на основе GaAs ($\omega_{LT} \approx 0.5$ meV).

Таким образом, свободные поляритонные моды, возбуждаемые импульсом света в 2D экситонном слое, представляют собой неоднородные радиационные поляритоны, амплитуда которых возрастает при удалении от 2D экситонного слоя. Эти моды могут быть идентифицированы по угловой зависимости испускаемого света при скользящих

углах излучения в экспериментах по изучению кинетики поляритонов с временным разрешением.

Список литературы

- [1] *Агранович В.М., Дубовский О.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. С. 345–350.
- [2] *Tassone F., Bassani F., Andreani L.C.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 6023–6030.
- [3] *Ивченко Е.Л.* // ФТТ. 1991. Т. 33. С. 2388–2393.
- [4] *Ивченко Е.Л., Кавокин А.В.* // ФТТ. 1992. Т. 34. С. 1815–1822.
- [5] *Jorda S., Rössler U., Broido D.* // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 1669–1677.
- [6] *Попов В.В., Тепенек Т.В., Хоринг N.J.M., Багаева Т.Ю.* // Solid State Commun. 2003. V. 127. P. 589–594.
- [7] *Попов В.В., Багаева Т.Ю., Тепенек Т.В., Хоринг N.J.M., Аяз Я.* // J. Luminescence. 2005. V. 112. P. 225–229.
- [8] *Ивченко Е.Л., Копьев П.С., Кочерешко В.П., Уральцев И.Н., Яковлев Д.Р., Иванов С.В., Мельцер Б.Я., Калитиевский М.А.* // ФТП. 1988. Т. 22. С. 784–788.
- [9] *Berz M.W., Andreani L.C., Steigmeier E.F., Reinhart F.K.* // Solid State Commun. 1991. V. 80. P. 553–556.