

8-7-2021

## TIME KINETICS OF POLARITON LUMINESCENCE OF SEMICONDUCTOR CRYSTALS UNDER RESONANT EXCITATION OF EXCITONS

M Sh Mamasoliev  
*Fergana Polytechnic Institute*

T I. Raxmonov  
*Fergana Polytechnic Institute, radiofizik2012@mail.ru*

N Kh Yuldashev  
*Fergana Polytechnic Institute*

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi>

---

### Recommended Citation

Mamasoliev, M Sh; Raxmonov, T I.; and Yuldashev, N Kh (2021) "TIME KINETICS OF POLARITON LUMINESCENCE OF SEMICONDUCTOR CRYSTALS UNDER RESONANT EXCITATION OF EXCITONS," *Scientific-technical journal*: Vol. 4 : Iss. 3 , Article 10.  
Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol4/iss3/10>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific-technical journal by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact [sh.erkinov@edu.uz](mailto:sh.erkinov@edu.uz).

## FUNDAMENTAL SCIENCES

## TIME KINETICS OF POLARITON LUMINESCENCE OF SEMICONDUCTOR CRYSTALS UNDER RESONANT EXCITATION OF EXCITONS

M.Sh. Mamasoliev, T.I. Rakhmonov, N.Kh. Yuldashev

Fergana Polytechnic Institute, Uzbekistan. [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

## ВРЕМЕННАЯ КИНЕТИКА ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ

М.Ш. Мамасолиев, Т.И. Рахмонов, Н.Х. Юлдашев

Ферганский политехнический институт, Узбекистан. [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

## ЭКСИТОНЛАРНИНГ РЕЗОНАНС ҚЎЗГАТИЛИШИДА ЯРИМ ҲТКАЗГИЧ КРИСТАЛЛАР ПОЛЯРИТОН ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯСИНИНГ ВАҚТ БЎЙИЧА КИНЕТИКАСИ

М.Ш. Мамасолиев, Т.И. Рахмонов, Н.Х. Юлдашев

Фарғона политехника институти, Ўзбекистон. [uzferfizika@mail.ru](mailto:uzferfizika@mail.ru)

**Abstract.** A theory of the time kinetics of resonant polariton luminescence under pulsed exciton excitation for cubic crystals is developed taking into account spatial dispersion, inhomogeneity of the distribution function in space, polarization state, and multiple processes of elastic scattering of polaritons. With the help of the Laplace transform, the  $\hat{S}$  - matrix method is developed for solving the time-dependent matrix integro-differential transport equation in the case of a strong light-exciton interaction.

**Keywords:** exciton, polariton luminescence, multiple scattering, angular matrix, transfer equation, Stokes parameters, S-matrices, Laplace transform, transmittance and specular reflection matrices.

**Аннотация.** Построена теория временной кинетике резонансной поляритонной люминесценции при импульсном возбуждении экситонов для кубических кристаллов с учетом пространственной дисперсии, неоднородности функции распределения в пространстве, состояния поляризации и многократных процессов упругих рассеяний поляритонов. С помощью преобразования Лапласа развивается метод  $\hat{S}$  - матрицы для решения матричного интегро-дифференциального уравнения переноса, зависящего от времени, в случае сильного светоэкситонного взаимодействия.

**Ключевые слова:** экситон, поляритонная люминесценция, многократное рассеяние, угловая матрица, уравнение переноса, параметры Стокса, S-матрицы, Лапласово-преобразование, матрицы коэффициентов пропускания и зеркального отражения.

**Аннотация.**

**Таянч сўзлар:** экситон, поляритон люминесценцияси, кўп қаррали сочилиши, бурчагий матрица, кўчириши тенгламаси, Стокс параметрлари, S-матрица, Лаплас-алмаштириши, ўтказиши ва кўзгули қайтариши коэффициентларининг матрицалари.

Изучение переходных процессов экситонной люминесценции при импульсном возбуждении монокристаллов при низких температурах играет важную роль для установления механизмов излучательной аннигиляции свободных экситонов [1-3]. До сих пор была исследована кинетика люминесценции в кристаллах типа CdS при гелиевых температурах с фемтосекундным временным разрешением и определены времена затухания экситонов. При резонансном возбуждении вблизи дна экситонной зоны зависимость интенсивности

## FUNDAMENTAL SCIENCES

люминесценции от задержки во времени носила неэкспоненциальный характер, что указывает на многократность рассеяния.

Данная работа посвящена развитию теории временной кинетики резонансной поляритонной люминесценции (ПЛ) при импульсном возбуждении экситонов в кубических кристаллах с пространственной дисперсией (ПД) и учитывая поляритонные эффекты. Для общности рассмотрен случай возбуждения всех трех экситонных волн (двух поперечных и одной продольной). Подразумевается, что все критерии применимости кинетического приближения выполняются [4]. Вероятность образования поляритона ветви  $\beta$  в интервале времени от  $t$  до  $t+dt$  в направлении единичного вектора  $\vec{\Omega}(\theta, \varphi)$  в результате рассеяния в момент  $t = 0$  поляритона ветви  $\beta'$ , падающего в направлении  $\vec{\Omega}'(\theta', \varphi')$  определяется полным временем жизни последнего

$$\tau_{\beta'} = \left( \tau_{0\beta'}^{-1} + \tau_{p\beta'}^{-1} \right)^{-1} \quad (1)$$

и пропорциональна  $\tau_{\beta\beta'}^{-1} \cdot \exp(-t/\tau_{\beta'}) \cdot dt$ , где  $\tau_{0\beta'} = \tau_0 / s_{\beta'}$  и  $\tau_{p\beta'}$  - время жизни и время релаксации по импульсу поляритона  $\beta'$ ,  $s_{\beta'}$  - его силовая функция,  $\tau_0$  - время жизни механического экситона, а  $\tau_{\beta\beta'}^{-1}$  - вероятность рассеяния  $(\beta', \vec{\Omega}') \rightarrow (\beta, \vec{\Omega})$ , отнесенная к единице времени. Используя угловые матрицы упругого рассеяния  $\hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')$  [4], мы можем записать связь между падающим и рассеянным потоками для единичного акта рассеяния поляритонов, зависящий от времени, в виде

$$\hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(\vec{\Omega}, t) = \sum_{\beta'=1}^3 \frac{1}{\tau_{\beta\beta'}} \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \int_0^t \hat{\mathbf{I}}^{(\beta')}(\vec{\Omega}', t') \exp(-(t-t')/\tau_{\beta'}) dt' \quad (2)$$

Если нормировать  $\hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'}$ , также как и по формуле (V,1.9) [1], то величина  $\tau_{\beta\beta'}^{-1}$  определяется выражением

$$\tau_{\beta\beta'}^{-1} = a_{\beta\beta'} \cdot v_{\beta'} = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot \frac{2}{3} V_0^2 g_{\beta}(\omega) N_i s_{\beta}(\omega) s_{\beta'}(\omega), \quad (3)$$

где использованы обозначения гл.V:  $a_{\beta\beta'}$  и  $v_{\beta'}$  - объемный коэффициент рассеяния и групповая скорость поляритона  $\beta'$ ,  $V_0$  - Фурье-образ потенциала рассеяния,  $g_{\beta}$  - плотность состояний поляритонов ветви  $\beta$ .

Следует заметить, что для получения вклада в рассеянную интенсивность  $\hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(\vec{\Omega}, t)$ , обусловленного однократным рассеянием в единичном объеме, необходимо умножить выражение под суммой в (2) на коэффициент поглощения  $\alpha_{\beta'} = (v_{\beta'} \tau_{\beta'})^{-1}$  и проинтегрировать его по всем направлениям  $\vec{\Omega}'$ . Таким образом, нестационарное уравнение переноса поляритонов, определяющее изменение параметров Стокса поляритонного излучения как с изменением пространственной координаты, так и со временем, имеет вид

$$\mu \frac{\partial \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, t)}{\partial z} - \frac{1}{v_{\beta}} \frac{\partial \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} = \alpha_{\beta} \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, t) - \sum_{\beta'=1}^3 \frac{d\Omega'}{4\pi} a_{\beta\beta'} \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \int_0^t \frac{dt'}{\tau_{\beta'}} \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, t') e^{-\frac{t-t'}{\tau_{\beta'}}} - \frac{1}{4} \sum_{\beta'=1}^3 a_{\beta\beta'} \exp\left(-\frac{\alpha_{\beta'} z}{|\mu_{0\beta'}|}\right) \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}_{0\beta'}) \hat{\mathbf{F}}^{(\beta')} e^{-\frac{t}{\tau_{\beta'}}} \quad (4)$$

Здесь предполагается, что кристалл освещается со стороны вакуума в направлении  $\vec{\Omega}_1(-\mu_1, \varphi_1)$  импульсом параллельного пучка поляризованного света с частотой  $\omega$  (в окрестности экситонного резонанса) и плотностью потока  $\pi \hat{\mathbf{F}}$  в момент  $t=0$ . Прошедший через границу кристалла свет возбуждает поляритонные волны трех типов ( $\beta=1, 2, 3$ ), распространяющиеся

FUNDAMENTAL SCIENCES

в направлениях  $\vec{\Omega}_{0\beta}(-\mu_{0\beta}, \varphi_1)$  с интенсивностями  $\hat{\mathbf{I}}_0^{(\beta)}(+0, \vec{\Omega}, t)$  на внутренней границе кристалла ( $z = +0$ ), равными

$$\hat{\mathbf{I}}_0^{(\beta)}(+0, \vec{\Omega}, t) = \pi \hat{\mathbf{F}}^{(\beta)} \cdot \delta\left(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_{0\beta}\right) \cdot \delta(t) \quad , \quad \hat{\mathbf{F}}^{(\beta)} = \frac{\mu_1}{\mu_\beta} \hat{\mathbf{T}}_{\beta 0}(\mu_{0\beta}, \mu_1) \hat{\mathbf{F}} \quad , \quad (5)$$

где  $\mu_1 = -\cos \theta_1 > 0$ ,  $\mu_{0\beta} = -\cos \theta_\beta > 0$ , а  $\hat{\mathbf{T}}_{\beta 0}$  - матрица коэффициентов пропускания по энергии границы "вакуум-кристалл".

В уравнении (4) нельзя пренебрегать членом  $\frac{1}{v_\beta} \frac{\partial \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}}{\partial t}$ , так как в области экситонного резонанса групповые скорости поляритонных волн резко уменьшается. Система уравнений (4) решались методом преобразования Лапласа. Из (4) для лапласово-преобразованных функций-матриц

$$\hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, p) = \int_0^\infty \exp\left(-p \frac{t}{\tau_0}\right) \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, t) \frac{dt}{\tau_0} \quad (6)$$

получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, p)}{\partial z} &= \left(1 + p \frac{\tau_\beta}{\tau_0}\right) \alpha_\beta \hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(z, \vec{\Omega}, p) - \sum_{\beta'=1}^3 \frac{d\Omega'}{4\pi} \frac{\alpha_{\beta\beta'}}{1 + p \frac{\tau_{\beta'}}{\tau_0}} \times \\ &\times \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \hat{\mathbf{I}}^{(\beta')}(z, \vec{\Omega}', p) - \frac{1}{4} \sum_{\beta'=1}^3 \frac{\alpha_{\beta\beta'} \frac{\tau_{\beta'}}{\tau_0}}{1 + p \frac{\tau_{\beta'}}{\tau_0}} \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'}(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}_{0\beta'}) \hat{\mathbf{F}}^{(\beta')} \exp\left(-\frac{\alpha_{\beta'} z}{|\mu_{0\beta'}|}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Решение (7) при отсутствии отражение от внутренней границы кристалла можно представить в виде

$$\hat{\mathbf{I}}^{(\beta)}(+0, \vec{\Omega}, p) = \frac{1}{4\pi\mu} \sum_{\beta'=1}^3 \int_{\mu'>0} d\Omega' \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}(p, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \hat{\mathbf{I}}_0^{(\beta)}(+0, \vec{\Omega}, p).$$

Аналогичным образом можно вывести основные соотношения для временных зависимостей параметров Стокса рассеянного на поляритонах излучения (резонансной ПЛ) с учетом процессов многократных отражений поляритонных волн от внутренней границы кристалла:

$$\hat{\mathbf{I}}(-0, \vec{\Omega}_2, t) = \frac{1}{4\mu_2} \sum_{\beta, \beta'=1}^3 \frac{\mu_2}{\mu_\beta n_\beta^2} \hat{\mathbf{T}}_{0\beta}(\mu_2, \mu_\beta) \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}^R(t, \vec{\Omega}_\beta, \vec{\Omega}_{0\beta'}) \hat{\mathbf{F}}^{(\beta')} \quad , \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}^R(t, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}_{0\beta'}) &= \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}(t, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}_{0\beta'}) + \sum_{\beta_1, \beta_2=1}^3 \int_{\mu'>0} \frac{d\Omega'}{4\pi\mu'} \times \\ &\times \int_0^t \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta_1}(t-t', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \hat{\mathbf{R}}_{\beta_1\beta_2} \hat{\mathbf{S}}_{\beta_2\beta'}^R(t', \vec{\Omega}', \vec{\Omega}_{0\beta'}) dt' / \tau_{\beta_1} \end{aligned} \quad (9)$$

Не вдаваясь в подробности решения уравнения (9) здесь мы приводим результаты расчета  $\hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}^R(t, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}_{0\beta'})$  с учетом однократного рассеяния при  $\mu_2 = \mu_\beta = \mu_1 = \mu_{0\beta} = 1$ ,  $\varphi = \varphi_0 = 0$ :

$$\hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}^R(t) = \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}^{(t)}(t) = \frac{3}{2} \frac{\alpha_{\beta\beta'}}{\alpha_\beta + \alpha_{\beta'}} \hat{\Lambda}_\beta \hat{\Theta}_\beta(\mu=1) \hat{\Theta}_{\beta'}^+(\mu'_0=1) \hat{\Lambda}_{\beta'}^{-1} [\varphi_{\beta\beta'}(t) + \tau_\beta \partial \varphi_{\beta\beta'}(t) / \partial t] \quad , \quad (10)$$

## FUNDAMENTAL SCIENCES

$$\text{где } \varphi_{\beta\beta'}(t) = \frac{1}{2} e^{-\frac{t}{\tau_\beta}} \int_0^t \frac{dt'}{\tau_\beta} e^{-\frac{\alpha_{\beta'} t'}{\alpha_\beta \tau_\beta}} \int_0^{t'} \frac{\alpha_\beta + \alpha_{\beta'}}{\alpha_\beta} \frac{dt''}{\tau_\beta} \left( \frac{t''}{\tau_{\beta'}} \right)^2 \cdot \exp \left[ \left( 1 + \frac{\alpha_{\beta'}}{\alpha_\beta} - \frac{\tau_\beta}{\tau_{\beta'}} \right) \frac{t''}{\tau_\beta} \right].$$

Если будем учитывать, что согласно [1]

$$\frac{3}{2} \hat{\Lambda}_\beta \hat{\Theta}_\beta (\mu=1) \hat{\Theta}_{\beta'}^+ (\mu'_0=-1) \hat{\Lambda}_{\beta'}^1 = \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'} (\mu=1, \mu'_0=-1),$$

где

$$\hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'} (\mu=1, \mu'_0=-1) = \frac{3}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \text{при } \beta, \beta' = 1, 2,$$

$$\hat{\mathbf{P}}_{33} (\mu=1, \mu'_0=-1) = \frac{3}{2}, \quad \hat{\mathbf{P}}_{\beta 3} (\mu=1, \mu'_0=-1) = \hat{\mathbf{P}}_{3\beta'} (\mu=1, \mu'_0=-1) = \hat{\mathbf{0}} \quad \text{при } \beta, \beta' \neq 3,$$

то из (10) приходим к решению

$$\hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}^{(1)}(t) = \frac{a_{\beta\beta'}}{\alpha_\beta} \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'} (\mu=1, \mu'_0=-1) e^{-\frac{t}{\tau_{\beta'}}} \cdot f_{\beta\beta'}(t). \quad (11)$$

Здесь мы ввели функцию

$$f_{\beta\beta'}(t) = \frac{(\tau_\beta / \tau_{\beta'})^2}{\alpha_{\beta\beta'}} \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{t}{\tau_\beta} \right)^2 - \frac{1}{\alpha_{\beta\beta'}} \cdot \frac{t}{\tau_\beta} + \frac{1}{\alpha_{\beta\beta'}^2} [1 - \exp(-\alpha_{\beta\beta'} t / \tau_\beta)] \right\} \quad (12)$$

и обозначение

$$\alpha_{\beta\beta'} = 1 + \frac{\alpha_{\beta'}}{\alpha_\beta} - \frac{\tau_\beta}{\tau_{\beta'}}.$$

Заметим, что здесь в отличие от случая переноса излучения при слабом экситон-фотонном взаимодействии при  $t \rightarrow 0$ ,  $\hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'} \rightarrow 0$  и люминесценция отсутствует. Более того, возгорание и затухание резонансной ПЛ, обусловленные даже однократным рассеянием поляритонов, как видно из (11) и (12), носят неэкспоненциальный характер. При  $t / \tau_\beta \ll 1$  из (11) и (12) получим

$$\hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta'}^{(1)}(t) \cong \frac{a_{\beta\beta'}}{\alpha_\beta} \hat{\mathbf{P}}_{\beta\beta'} (\mu=1, \mu'_0=-1) \cdot \frac{1}{6} \frac{t^3}{\tau_\beta \tau_{\beta'}^2},$$

которое означает, что в формировании поляритонной люминесценции участвуют три взаимосвязанные процессы: 1) рождение первичного поляритона ветви  $\beta'$  и его распространение, 2) рассеяние поляритона  $\beta'$  и рождение вторичного поляритона  $\beta$ , 3) распространение его ( $\beta$ ) до границы кристалла.

---

**FUNDAMENTAL SCIENCES**

---

**References:**

1. N. Naka, J. Omachi, H. Sumiya, K. Tamasaku, T. Ishikawa, and M. Kuwata-Gonokami. Density-dependent exciton kinetics in synthetic diamond crystals // *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 80, Iss. 3.
2. J. Aaviksoo, I. Reimand, V. V. Rossin, and V. V. Travnikov. Kinetics of free-exciton luminescence in GaAs // *Phys. Rev. B*, 1992 45 (3). P.1473-1476.
3. A.I. Ekimov, I.A. Kudryavtsev, M.G. Ivanov, Al.L. Efros. Spectra and decay kinetics of radiative recombination in CdS microcrystals // *Journal of Luminescence*, 1990. V. 46, Iss. 2, P. 83-95.
4. Юлдашев Н.Х. Экситон-поляритонная люминесценция и перенос резонансного излучения в кристаллах. Фергана: “Фарғона”, 2001, 215 с.
5. Ahmadaliyev B. J., Urmonov S. R., Yuldashev N. K. Strong coherent radiation of mixed modes in the neighborhood of the critical value of exciton decay // *Scientific-technical journal*. – 2020. – Т. 24. – №. 4. – С. 6-14.
6. Юлдашев Н. Х., Ахмадалиев Б. Ж. 02 Фкс Сильная интерференционная люминесценция смешанных мод в окрестности критического значения затухания экситона // *Оптика и спектроскопия*. – 2021. – Т. 129. – №. 9.
7. Ahmadaliyev B. J., Yuldashev N. K., Yulchiyev I. I. Specific features of the dispersion of mixed exciton-polariton modes in uniaxial crystals of the cds type // *Scientific-technical journal*. – 2020. – Т. 24. – №. 5. – С. 61-65.
8. Ахмадалиев Б. Ж., Юлдашев Н. Х., Юлчиев И. И. Поверхностно-радиационные моды и продольные экситоны в спектрах экситон-поляритонной люминесценции // *Оптика и спектроскопия*. – 2018. – Т. 125. – №. 3. – С. 330-338.
9. Akhmadaliyev B. Z., Polvonov B. Z., Yuldashev N. K. Exciton attenuation in the polariton luminescence spectra of crystals of the type CdTe // *Scientific-technical journal*. – 2018. – Т. 1. – №. 3. – С. 9-14.