

3-26-2019

THE DISPERSION AND PHOTOLUMINESCENCE SPECTRUM OF MIXED EXCITONS AT CRITICAL DAMPING VALUES

N Kh Yuldashev
Fergana Polytechnic Institute

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

Recommended Citation

Yuldashev, N Kh (2019) "THE DISPERSION AND PHOTOLUMINESCENCE SPECTRUM OF MIXED EXCITONS AT CRITICAL DAMPING VALUES," *Scientific-technical journal*: Vol. 22 : Iss. 1 , Article 58.
Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol22/iss1/58>

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.

УДК 538.958

THE DISPERSION AND PHOTOLUMINESCENCE SPECTRUM OF MIXED EXCITONS AT CRITICAL DAMPING VALUES

B.J. Ahmadaliev, M.F. Akhmadjonov, O.R. Nurmatov, N.Kh. Yuldashev,
O.M. Mamatov, H.E. Muxammadyakubov, S.R. Urmonov

Fergana Polytechnic Institute

ДИСПЕРСИЯ И СПЕКТР ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СМЕШАННЫХ ЭКСИТОНОВ ПРИ КРИТИЧЕСКИХ ЗНАЧЕНИЯХ ЗАТУХАНИЯ

Б.Ж. Ахмадалиев, М.Ф. Ахмаджонов, О.Р. Нурматов, Н.Х. Юлдашев, О.М. Маматов,
Х.Э. Мухаммадякубов, С.Р. Урмонов

Ферганский политехнический институт

СЎНИШНИНГ КРИТИК ҚИЙМАТЛАРИДА АРАЛАШ ЭКСИТОНЛАР ДИСПЕРСИЯСИ ВА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СПЕКТРИ

Б.Ж. Ахмадалиев, М.Ф. Ахмаджонов, О.Р. Нурматов, Н.Х. Юлдашев,
О.М. Маматов, Х.Э. Мухаммадқубов, С.Р. Ўрмонов

Фарғона политехника институти

Abstract. The dispersion and luminescence spectra of mixed exciton-polariton modes depending on exciton decay Γ of mechanical excitons in the region a critical value Γ_c is considered.

Keywords: exciton-polaritons, mixed modes, the decay of mechanical excitons, interference luminescence.

Аннотация. Проанализированы результаты численного расчета дисперсии и спектров фотолюминесценции смешанных мод в зависимости от затухания Γ механических экситонов в окрестности критического значения Γ_c .

Ключевые слова: экситон-поляритоны, смешанные моды, затухание механических экситонов, интерференционная люминесценция.

Аннотация. Аралаш усулларнинг тарқалиши ва фотолюминесанс спектрларининг сони ҳисоблаш натижалари критик қиймат атрофида механик экситонларнинг дампингига қараб таҳлил қилинади.

Таянч сўзлар: экситон-поляритонлар, аралаш усуллар, механик экситонларнинг сусайиши, интерференция луминесансияси.

Известно [1-4], что для поперечных поляритонов, когда диссипативное затухание экситона $\hbar\Gamma$ принимает значение, близкое к критическому значению $\Gamma_c = 4(\varepsilon_b \omega_{LT} \omega_M)^{1/2}$ (где ε_b - фоновая диэлектрическая проницаемость кристалла, ω_{LT} - продольно-поперечное расщепление, $\omega_M = \hbar k_0^2 / 2M$) дисперсионное уравнение на частоте $\omega = \omega_c = \omega_0 + \varepsilon_b \omega_M$ имеет кратный корень относительно k^2 . Это естественно имеет место и для дисперсии смешанных мод [5-6], что может приводить к существенному перемешиванию квантовых состояний и сильному интерференционному излучению этих мод в окрестности частоты пересечения ω_c дисперсионных кривых $M1$ и $M2$ (или $M1'$ и $M2'$) в зависимости от $\hbar\Gamma$ и угла выхода θ излучения в вакуум. Данный случай представляет отдельный интерес, например, для создания источников когерентного излучения и генерации

FUNDAMENTAL SCIENCES

квантового ключа в квантовой криптографии на основе новых принципов спектроскопии смешанных экситон-поляритонных мод. Здесь проанализированы результаты численного расчета дисперсии и спектров фотолюминесценции смешанных мод кристаллов типа CdS в зависимости от затухания Γ механических экситонов в окрестности критического значения Γ_c .

Рассмотрим сначала дисперсии смешанных экситон-поляритонных мод в зависимости от затухания Γ механических экситонов в условиях $\Gamma = \Gamma_c$ и $\theta = \theta_c$. Как показано в [5,6] в окрестности критического значения θ_c при $\hbar\Gamma \leq 0.5$ мэВ для кристаллов CdS реализуются промежуточное свето-экситонное взаимодействие и аномальная дисперсия, вызывающие сильное интерференционное излучение смешанных мод с узкой спектральной шириной $\Delta \leq 0.1$ мэВ.

Используем формальное сходство между дисперсионными уравнениями поперечных и смешанных мод, что позволяет обобщить результаты теоретического исследования работы [2,6] изотропного поглощения света экситонами с учетом ПД на случай анизотропного поглощения. По аналогии с подходом [2] имеем, что на частоте $\omega = \omega_c$ при критическом значении затухания $\Gamma = \Gamma_c$ ($\theta = \theta_c$), появляется кратный корень $n_{M1} = n_{M2}$ дисперсионного уравнения смешанных мод

$$n_{M\beta}^2(\omega, \theta) = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{M_{\perp}}{M_{\parallel}} \right) \sin^2 \theta + \frac{\omega - \omega_L + i \frac{\Gamma}{2}}{\omega_{M_{\perp}}} + \varepsilon_b - (-1)^{\beta} \left[\left(\left(1 - \frac{M_{\perp}}{M_{\parallel}} \right) \sin^2 \theta + \frac{\omega - \omega_L + i \frac{\Gamma}{2}}{\omega_{M_{\perp}}} - \varepsilon_b \right)^2 + 4 \frac{\omega_{LT}}{\omega_{M_{\perp}}} \sin^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad \beta = 1, 2. \quad (1)$$

В случае одноосных кристаллов типа CdS , для которых выполняется неравенство $\left(1 - \frac{M_{\perp}}{M_{\parallel}} \right) \sin^2 \theta \ll \varepsilon_b$, из (4.1) при

$$\omega = \omega_c \cong \omega_L + \omega_{M_{\perp}} \cdot \varepsilon_b, \quad \omega_{M_{\perp}} = \hbar k_0^2 / 2M_{\perp}, \quad (2)$$

$$\Gamma_c(\theta) \cong 4 \sin \theta \sqrt{\omega_{M_{\perp}} \omega_{LT}} = 4 \sqrt{\omega_{M_{\perp}} \tilde{\omega}_{LT} \varepsilon_b} \quad (3)$$

получаем

$$n_{M\beta}^2(\omega_c, \theta) = \varepsilon_b + \frac{\Gamma}{4\omega_{M_{\perp}}} \left[i - (-1)^{\beta} \sqrt{\frac{\Gamma_c^2(\theta)}{\Gamma^2} - 1} \right], \quad \text{где } \beta = 1, 2. \quad (4)$$

Здесь частота ω_c имеет простой геометрический смысл: она соответствует точке пересечения дисперсионных кривых поперечных фотонов в поляризации $\vec{E} // \vec{C}$ и чисто продольных экситонов. Как видно из (3), что при $\theta = \theta_c$ и $\Gamma_c = \Gamma$ действительно имеет место кратный корень $n_{M1} = n_{M2}$ дисперсионного уравнения (4). Величина Γ_c в (3) содержит в качестве параметра эффективную массу экситона M_{\perp} и, естественно, отношение $\Gamma_c(\theta)/\Gamma$ характеризует величину ПД по отношению к затухания, а с другой стороны, $\tilde{\omega}_{LT}(\theta)/\Gamma = \omega_{LT} \sin^2 \theta / \varepsilon_b \Gamma$ является аналогичной мерой светоэкситонного взаимодействия в спектре смешанных мод. При $M_{\perp} \rightarrow \infty$ ($M_{\parallel} \rightarrow \infty$) и $\Gamma \neq 0$ имеем $\Gamma_c/\Gamma \ll 1$, что означает отсутствие ПД, причем для кристаллов с ярко выраженной ПД в изотропной геометрии может осуществляться $\Gamma_c \gg \Gamma$. В случае смешанных мод Γ_c

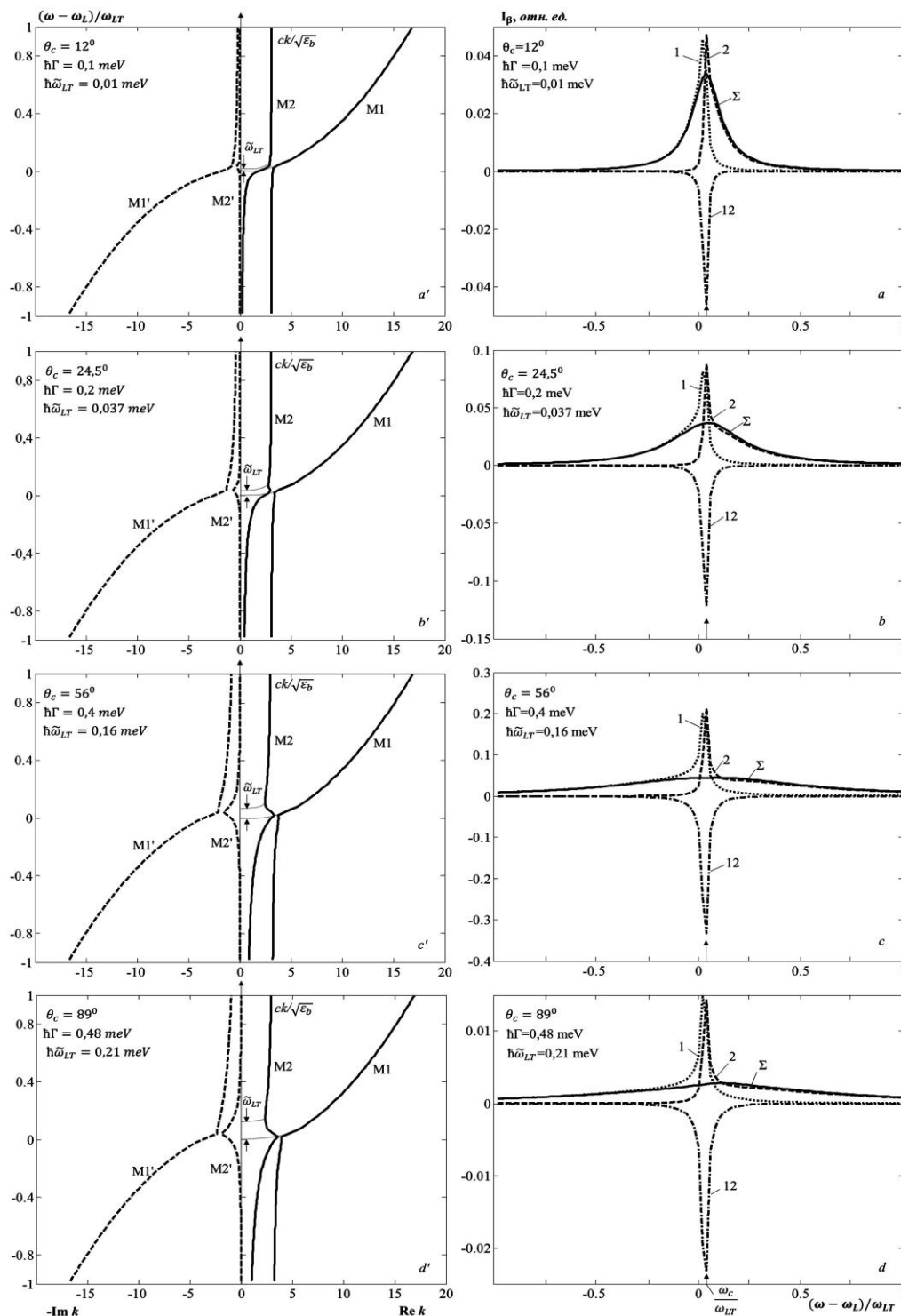


Рис.1. Сравнение дисперсионных кривых (a'-d') и спектров фотолю-минесценции (a-d) смешанных мод при критических значениях $\Gamma_c = \Gamma$.

согласно (3) зависит от θ и для типичных значений оптических параметров кристалла CdS из (3) получим максимальное значение $\Gamma_c \approx 0.48 \text{ мэВ}$ ($\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.213 \text{ мэВ}$) при $\theta = \pi/2$, в то время как для изотропной геометрии $\Gamma_c \approx 1.457 \text{ мэВ}$ ($\omega_{LT} \approx 2.0 \text{ мэВ}$) в окрестности температур $T \approx 4 \text{ К}$ [6].

FUNDAMENTAL SCIENCES

Поэтому для смешанных мод эффекты пространственной дисперсии и свет экситонного взаимодействия проявляются слабее по сравнению с чисто поперечными экситонами. Однако в отличие от последних в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции смешанных экситон-поляритонных мод (СЭПМ) обнаруживаются сильная анизотропия и аномальная дисперсия, а также гигантское интерференционное излучение.

На рис. 1 $a'-d'$ представлены рассчитанные дисперсионные кривые СЭПМ в одноосном кристалле CdS при критических углах выхода из кристалла в вакуум $\theta_c = 12^\circ$ (a), $24,5^\circ$ (b), 56° (c), 89° (d), причем $\hbar\Gamma = \hbar\Gamma_c \approx 0.1, 0.2, 0.4, 0.48$ мэВ: $\hbar\omega_0 = 2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT} = 2$ мэВ, $\epsilon_{b\perp} = 9.4$, $M_{\perp} = 0.9 m_0$, $M_{\parallel} = 2.85 m_0$. Видно, что на частоте ω_c дисперсионные линии M1 и M2 пересекаются: $\text{Re}k_{M1} = \text{Re}k_{M2}$ (а также M1' и M2': $\text{Im}k_{M1} \approx \text{Im}k_{M2}$). При этом параметр светоэкситонного взаимодействия $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma = \omega_{LT} \text{Sin}^2\theta_c/\epsilon_b\Gamma_c$ для указанных критических углов принимает следующие значения: 0.1; 0.183; 0.399; 0.443.

Это означает, что для критического угла выхода в вакуум $\theta_c = 12^\circ$ ($\hbar\Gamma_c \approx 0.1$ мэВ) имеет место слабый, а для остальных трех значений θ_c – промежуточный поляритонный эффект, а сильное свето-экситонное взаимодействие для смешанных мод не наблюдается.

Поэтому на рис. 1 a' в окрестности резонансной частоты ω_c практически не обнаруживается анти пересечения дисперсионных кривых M1 и M2, а на рисунках $b'-d'$ четко видны образование нижних и верхних поляритонных ветвей на фоне сильной аномальной дисперсии.

Далее обсуждаем результаты численного расчета спектров смешанной экситон-поляритонной люминесценции (СЭПЛ) в окрестности критических значений затухания $\hbar\Gamma \approx \hbar\Gamma_c$ и угла выхода $\theta = \theta_c$ излучения в вакуум. При этом представляет наибольший интерес динамика развития спектральных кривых парциальных $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ и суммарной $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ интенсивностей, а также изменения механизмов формирования их в соответствии с дисперсией смешанных мод M1, M1' и M2, M2' в зависимости от значений $\hbar\Gamma_c$, θ_c и $\tilde{\omega}_{LT}$ в свете выводов [1] (случай 2 и 3, т.е. $\Gamma \approx \Gamma_c \gg \tilde{\omega}_{LT}$ и $\Gamma \approx \Gamma_c \geq \tilde{\omega}_{LT}$). Сразу же следует заметить, что парциальные вклады $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ на частоте $\omega = \omega_c$ являются сингулярными величинами при $\Gamma = \Gamma_c$, однако при этом суммарная интенсивность $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ будет вполне измеряемая конечная величина и можно рассчитать её с помощью формулы (10) работы [1]. Также отметим, что интерференционная СЭПЛ при $\Gamma \approx \Gamma_c$ носит резонансный характер, т.е. в окрестности резонансной частоты ω_c с удалением от неё должно наблюдаться резкое уменьшение интерференционного эффекта, приводящее к узким спектральным линиям парциальных вкладов в общую интенсивность $I_p^{(0)}(\omega, \bar{\Omega})$.

Численный расчет спектров СЭПЛ проводились также как и в [6] по формулам (2.14)-(2.18) гл. III, а также при тех же условиях программного обеспечения Matlab [3,4].

На рис. 1 $a-d$ представлены рассчитанные спектральные зависимости общей $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ (сплошные линии) и парциальных $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ интенсивностей, обусловленных вкладами во внешнее излучение смешанных мод $\beta = M1, M2$ (пунктирные и штриховые кривые) и их интерференции $I_{p,M12}^{(0)}$ ($\beta = M12$, штрих-пунктирные линии) для типичных оптических параметров кристалла CdS при тех же критических значениях затухания $\hbar\Gamma = \hbar\Gamma_c$ и θ_c , что и для дисперсионных кривых $a'-d'$.

Из рисунков на первый взгляд заманчиво видеть, что парциальные спектральные линии $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ при разных значениях Γ_c качественно практически совпадают: имеют идентичные формы и максимумы вблизи частоты ω_c , полуширины которых почти не зависят от значения Γ_c , причем суммарная линия $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ в первом приближении, а $I_{p12}^{(0)}(\omega, \theta_c)$ полностью, симметричны относительно резонансной частоты ω_c . Это заведомо связано с тем, что параметр пространственной дисперсии для всех рисунков 1 *a-d* имеет постоянное значение $\gamma_{\text{ИД}} = \Gamma_c / \Gamma \approx 1.0$. Однако при внимательном сравнительном анализе указанных линий спектров можно установить следующие отличительные закономерности:

– во-первых, полуширина Δ_A спектральной линии A_L результирующей интенсивности $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ сильно зависит от значений $\Gamma = \Gamma_c$ (или θ_c) и $\tilde{\omega}_{LT}$, частота её максимума с ростом θ_c смещается в коротковолновую сторону от ω_c и строго говоря, симметричный лоренцевский характер, справедливый при $\Gamma \approx \Gamma_c \gg \tilde{\omega}_{LT}$, нарушается;

– во-вторых, особое внимание обращает на себя резко отличающиеся две части парциальных спектральных контуров $I_{M1}(\omega, \theta_c)$ и $I_{M2}(\omega, \theta_c)$: очень сильные, узкие, резонансные части полушириной $\Delta_p \approx 0.089$ мэВ над результирующим контуром $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$ и относительно слабые, протяженные, резко асимметричные крылья в окрестности частоты ω_c . При этом резонансные положительные парциальные вклады $I_{M1}(\omega_c) + I_{M2}(\omega_c)$ и отрицательный интерференционный вклад $-I_{p12}(\omega_c)$ почти компенсируются и не влияют на полуширину Δ_A линии A_L .

– в-третьих, механизм формирования линии A_L зависит от значения параметра свето-экситонного взаимодействия $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c) / \Gamma_c$. Так, уже при $\theta_c = 12^\circ$ имеем $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma_c \approx 0.1$ и слабый поляритонный эффект приводит к сильной интерференции вблизи ω_c ($-I_{p12} \geq I_{M1}, I_{M2}$) смешанных экситон-неоднородных волн, а при $\theta_c \geq 25^\circ$ преобладает роль СЭПМ М1 и М2. Суперпозиция этих двух мод с сильно асимметричными $I_{M1}(\omega)$, $I_{M2}(\omega)$ и симметричными $I_{p12}(\omega)$ контурами формируют практически симметричный спектральный контур $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c = 12^\circ)$ с максимумом на частоте ω_c (рис. 1 *a*);

– в-четвертых, с увеличением критического значения угла выхода как $\theta_c = 24,5^\circ, 56^\circ, 89^\circ$ монотонно увеличивается параметр светоэкситонного взаимодействия $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma_c \approx 0.18, 0.4, 0.44$ и, тем самым, доминируют промежуточные смешанные поляритоны в формировании спектров СЭПЛ на фоне усиления аномальной дисперсии, что проявляется в существенном изменении максимальных значений интенсивностей $I_{p,\beta}^{(0)}(\omega_c, \theta_c)$ и определенной трансформации формы парциальных спектральных контуров (рис. 1 *c-d*).

На рис. 1 можно увидеть наглядную корреляцию дисперсионных кривых (*a'-d'*) соответствующими спектральными линиями фотолуминесценции (*a-d*) смешанных мод при разных критических значениях $\Gamma = \Gamma_c$. Видно, что динамика изменения дисперсии смешанных мод М1, М2 и М1', М2' в зависимости от значения Γ_c отражаются соответствующим образом на спектральных линиях парциальных (кривые 1, 2),

интерференционных (кривые 12) и результирующих (кривые Σ) интенсивностях, описанных выше в четырех абзацах.

В заключение особо отметим, что если спектры экситон-поляритонной люминесценции в работах [3, 4] рассчитаны при заданном значении затухания $\hbar\Gamma$ и мы следили динамику изменения спектров люминесценции СЭПМ с ростом θ по мере одновременного увеличения роли пространственной дисперсии (ПД, $\gamma_{\text{ПД}} = \Gamma_c(\theta)/\Gamma$) и свето-экситонного взаимодействия (СЭВ, $\gamma_{\text{СЭВ}} = \tilde{\omega}_{\text{LT}}(\theta)/\Gamma$), то дисперсионные кривые и спектры люминесценции на рис. 1 демонстрируют одновременного влияния роли затухания и СЭВ в формировании спектров СЭПМ при постоянном значении параметра ПД $\gamma_{\text{ПД}} = 1.0$. Такое сопоставление условий формирования спектральной линии A_L показывает, что процессы затухания экситонов отражаются на её полуширине Δ_A сильнее по сравнению с ролью ПД.

References:

- [1] Ahmadaliev B., Yuldashev N. Radiation of exciton-polariton mixed modes in crystals of type CdS in a vicinity of critical value of decay mechanical excitons. Norwegian Journal of development of the International Science //2017 Vol.1. №12. (ISSN 3453-9875), pp.72-85. .
- [2] Axmediev N.N. Rol prostranstvennoy dispersii v pogloshenii sveta eksitonami // JETP 1980. T. 79. №4 (10). S.1534-1543.
- [3] Akhmadaliev B. Zh., Polvonov B. Z., Yuldashev N. Kh. Influence of Exciton Decay on the Polariton Luminescence Spectra of CdTe Crystal // Optics and Spectroscopy, Moscow, 2014, Vol.116, No.2., pp. 244–248.
- [4] Akhmadaliev B.Zh., Yuldashev N.Kh., Yulchiev I.I. Surface-Radiative Modes and Longitudinal Excitons in the Spectra of Exciton–Polariton Luminescence // Optika i Spektroskopiya, 2018, Vol. 125, No. 3, pp. 330–338.
- [5] Abdukadirov A.G., Sajin M.I., Selkin A.V., Yuldashev N.X. // Polyaritonnyaya lyuminesstentsiya smeshannix mod v kristallax s prostranstvennoy dispersiey // JETP 1990. T. 97. V.2. S.644-662.
- [6] Yuldashev N.X. Eksiton – polyaritonnyaya lyuminesstentsiya i perenos rezonansnogo izlucheniya v kristallax. – Fergana: «Farg’ona», 2002. 214 s.

Список литературы

- [1] Ahmadaliev B., Yuldashev N. Radiation of exciton-polariton mixed modes in crystals of type CdS in a vicinity of critical value of decay mechanical excitons. Norwegian Journal of development of the International Science //2017 Vol.1. №12. (ISSN 3453-9875), pp.72-85. .
- [2] Ахмедиев Н.Н. Роль пространственной дисперсии в поглощении света экситонами // ЖЭТФ 1980. Т. 79. №4 (10). С.1534-1543.
- [3] Akhmadaliev B. Zh., Polvonov B. Z., Yuldashev N. Kh. Influence of Exciton Decay on the Polariton Luminescence Spectra of CdTe Crystal // Optics and Spectroscopy, Moscow, 2014, Vol.116, No.2., pp. 244–248.
- [4] Akhmadaliev B.Zh., Yuldashev N.Kh., Yulchiev I.I. Surface-Radiative Modes and Longitudinal Excitons in the Spectra of Exciton–Polariton Luminescence // Optika i Spektroskopiya, 2018, Vol. 125, No. 3, pp. 330–338.
- [5] Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Селькин А.В., Юлдашев Н.Х. // Поляритонная люминесценция смещанных мод в кристаллах с пространственной дисперсией // ЖЭТФ 1990. Т. 97. В.2. С.644-662.
- [6] Юлдашев Н.Х. Экситон – поляритонная люминесценция и перенос резонансного излучения в кристаллах. – Фергана: «Фаргона», 2002. 214 с.