

3-7-2019

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

B J. Ahmadaliev

*Fergana Polytechnic Institute*

M F. Akhmadjonov

*Fergana Polytechnic Institute*

O R. Nurmatov

*Fergana Polytechnic Institute*

N Kh Yuldashev

*Fergana Polytechnic Institute*

O M. Mamatov

*Fergana Polytechnic Institute*

*See next page for additional authors*

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

---

### Recommended Citation

Ahmadaliev, B J.; Akhmadjonov, M F.; Nurmatov, O R.; Yuldashev, N Kh; Mamatov, O M.; Muxammadyakubov, H E.; and Urmonov, S R. (2019) "THE DISPERSION AND PHOTOLUMINESCENCE SPECTRUM OF MIXED EXCITONS AT CRITICAL DAMPING VALUES," *Scientific-technical journal*: Vol. 2 : Iss. 1 , Article 2.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol2/iss1/2>

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).

---

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

## Authors

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

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. Мухаммадэкубов, С.Р. Ўрмонов

Фарғона политехника институти

**Abstract.** The dispersion and luminescence spectra of mixed exciton-polariton modes depending on exciton decay  $\Gamma$  of mechanical excitons in the region a critical value  $\Gamma_c$  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  $\Gamma$  механических экситонов в окрестности критического значения  $\Gamma_c$ .

**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  $\varepsilon_b$  - фоновая диэлектрическая проницаемость кристалла,  $\omega_{LT}$  - 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  $\omega_c$  дисперсионных кривых M1 и M2 (или M1' и M2') в зависимости от  $\hbar\Gamma$  и угла выхода  $\theta$  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  $\Gamma$  механических экситонов в окрестности критического значения  $\Gamma_c$ .

Рассмотрим сначала дисперсии смешанных экситон-поляритонных мод в зависимости от затухания  $\Gamma$  механических экситонов в условиях  $\Gamma = \Gamma_c$  и  $\theta = \theta_c$ . Как показано в [5,6] в окрестности критического значения  $\theta_c$  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  $\omega_c$  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  $\Gamma_c$  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 осуществиться  $\Gamma_c \gg \Gamma$ . В случае смешанных мод  $\Gamma_c$

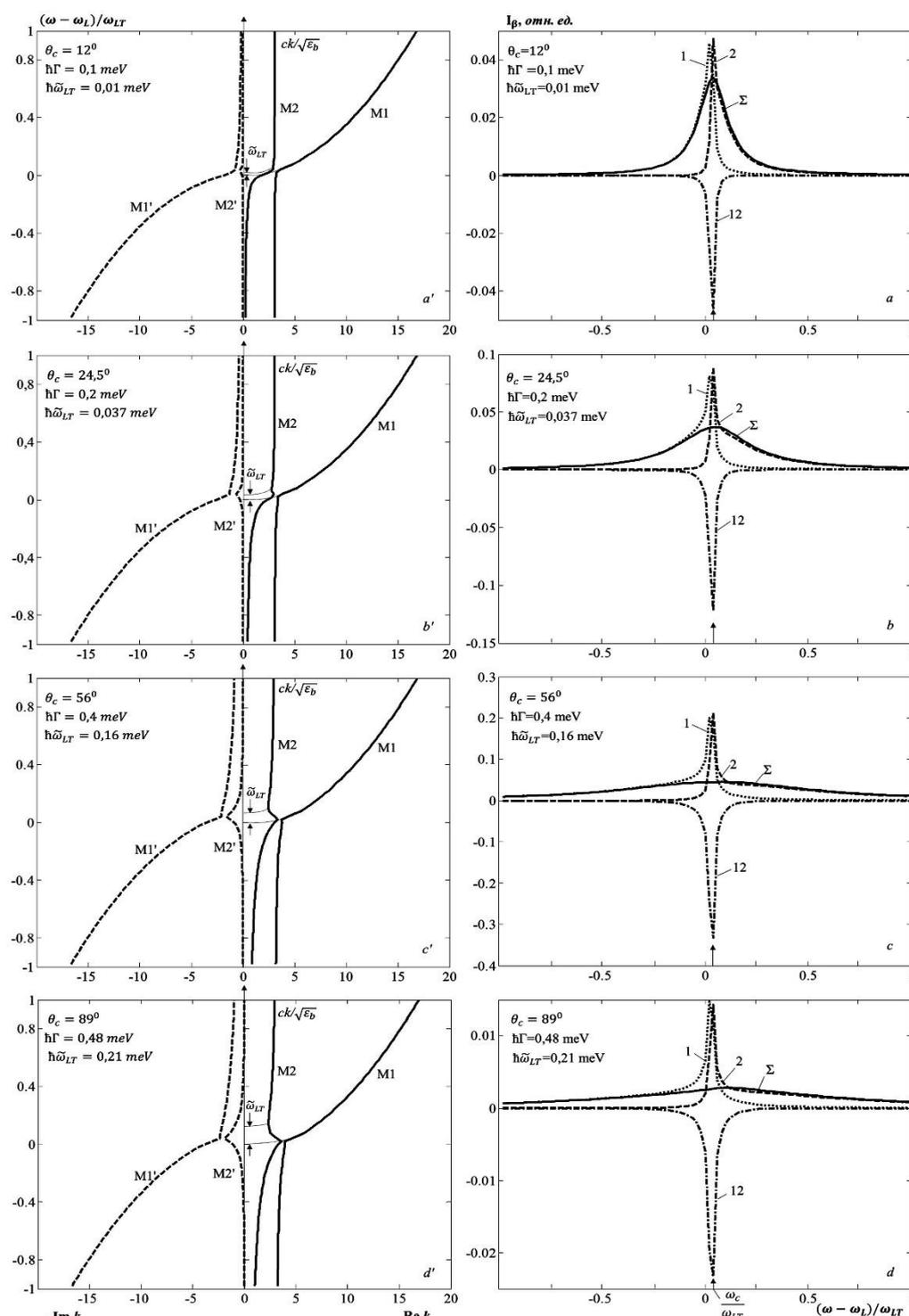


Рис.1. Сравнение дисперсионных кривых ( $a'-d'$ ) и спектров фотолю-минесценции ( $a-d$ ) смешанных мод при критических значениях  $\Gamma_c = \Gamma$ .

согласно (3) зависит от  $\theta$  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),  $56^\circ$  (c),  $89^\circ$  (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  $\omega_c$  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  $\theta_c$  – промежуточный поляритонный эффект, а сильное свето-экситонное взаимодействие для смешанных мод не наблюдается.

Поэтому на рис. 1  $a'$  в окрестности резонансной частоты  $\omega_c$  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  $\hbar\Gamma_c$ ,  $\theta_c$  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  $\omega_c$  с удалением от неё должно наблюдаться резкое уменьшение интерференционного эффекта, приводящее к узким спектральным линиям парциальных вкладов в общую интенсивность  $I_p^{(0)}(\omega, \tilde{\Omega})$ .

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

– во-первых, полуширина  $\Delta_A$  спектральной линии  $A_L$  результирующей интенсивности  $I_p^{(0)}(\omega, \theta_c)$  сильно зависит от значений  $\Gamma = \Gamma_c$  (или  $\theta_c$ ) и  $\tilde{\omega}_{LT}$ , частота её максимума с ростом  $\theta_c$  смещается в коротковолновую сторону от  $\omega_c$  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  $\omega_c$ . 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  $\Delta_A$  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  $\omega_c$  ( $-I_{p12} \geq I_{M1}, I_{M2}$ ) 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  $\omega_c$  (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 СЭПМ 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  $\Gamma_c$  отражаются соответствующим образом на спектральных линиях парциальных (кривые 1, 2),

интерференционных (кривые 12) и результирующих (кривые  $\Sigma$ ) 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  $\theta$  по мере одновременного увеличения роли пространственной дисперсии (ПД,  $\gamma_{ПД} = \Gamma_c(\theta)/\Gamma$ ) и свето-экситонного взаимодействия (СЭВ,  $\gamma_{LT} = \tilde{\omega}_{LT}(\theta)/\Gamma$ ), то дисперсионные кривые и спектры люминесценции на рис. 1 демонстрируют одновременного влияния роли затухания и СЭВ в формировании спектров СЭПЛ при постоянном значении параметра ПД  $\gamma_{ПД} = 1.0$ . Такое сопоставление условий формирования спектральной линии  $A_L$  показывает, что процессы затухания экситонов отражаются на её полуширине  $\Delta_A$  сильнее по сравнению с ролью ПД.

#### 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: «Фарғона», 2002. 214 с.