

10-7-2020

STRONG COHERENT RADIATION OF MIXED MODES IN THE NEIGHBORHOOD OF THE CRITICAL VALUE OF EXCITON DECAY

B J. Ahmadaliev
Ferghana polytechnic institute

S R. Urmonov
Ferghana polytechnic institute

N Kh Yuldashev
Ferghana polytechnic institute

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

Recommended Citation

Ahmadaliev, B J.; Urmonov, S R.; and Yuldashev, N Kh (2020) "STRONG COHERENT RADIATION OF MIXED MODES IN THE NEIGHBORHOOD OF THE CRITICAL VALUE OF EXCITON DECAY," *Scientific-technical journal*: Vol. 3 : Iss. 4 , Article 1.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol3/iss4/1>

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.

FUNDAMENTAL SCIENCES

УДК: 538.911, 935, 958, 975; 621.315.592

STRONG COHERENT RADIATION OF MIXED MODES IN THE NEIGHBORHOOD OF THE CRITICAL VALUE OF EXCITON DECAY

Ahmadaliev B.J., Urmonov S.R., Yuldashev N.Kh.

Ferghana polytechnic institute

СИЛЬНОЕ КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СМЕШАННЫХ МОД В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ЗНАЧЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ ЭКСИТОНА

Ахмадалиев Б.Ж., Урмонов С.Р., Юлдашев Н.Х.

Ферганский политехнический институт

ЭКСИТОН СЎНИШИНИНГ КРИТИК ҚИЙМАТИ ЯҚИНИДА АРАЛАШ МОДАЛАРНИНГ КУЧЛИ КОГЕРЕНТ НУРЛАНИШИ

Ахмадалиев Б.Ж., Ўрмонов С.Р., Юлдашев Н.Х.

Фарғона политехника институти

Abstract. The results of a numerical calculation of the dispersion and photoluminescence spectra of mixed modes are analyzed depending on the decay Γ of mechanical excitons and the angle θ of emission of radiation into vacuum in the vicinity of the critical values Γ_c and θ_c . It is shown that the mechanism of A_L line formation depends significantly on the value of the light-exciton interaction $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma_c$ parameter: at $\theta_c = 12^\circ$ the value $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.1$ and weak polariton effect causes strong interference of mixed exciton-inhomogeneous waves, and when $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.2-0.4$ we have $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.2-0.4$ and dominates the role of strong interference of intermediate mixed polaritons against the background of anomalous dispersion. The superposition of M1 and M2 waves with strongly asymmetric $I_{M1}(\omega)$, $I_{M2}(\omega)$ and symmetric $I_{12}(\omega)$ contours forms an almost symmetric $I_{12}(\omega)$ resulting spectral contour with a maximum at the critical ω_c frequency.

Keywords: exciton-polaritons, mixed mode, spatial dispersion, anomalous dispersion, intermediate light-exciton interaction, exciton decay, interference luminescence.

Аннотация. Проанализированы результаты численного расчета дисперсии и спектров фотолюминесценции смешанных мод в зависимости от затухания Γ механических экситонов и угла выхода θ излучения в вакуум в окрестности критических значений Γ_c и θ_c . Показано, что механизм формирования линии A_L существенно зависит от значения параметра свето-экситонного взаимодействия $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma_c$: при $\theta_c = 12^\circ$ значение $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.1$ и слабый поляритонный эффект вызывает сильную интерференцию смешанных экситон-неоднородных волн, а при $\theta_c = 25^\circ - 60^\circ$ имеем $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.2-0.4$ и доминирует роль сильной интерференции промежуточных смешанных поляритонов на фоне аномальной дисперсии. Суперпозиция волн M1 и M2 с сильно асимметричными $I_{M1}(\omega)$, $I_{M2}(\omega)$ и симметричным $I_{12}(\omega)$ контурами формирует практически симметричный результирующий спектральный контур $I(\omega)$ с максимумом на критической частоте ω_c .

FUNDAMENTAL SCIENCES

Ключевые слова: экситон-поляритоны, смешанные моды, пространственная дисперсия, аномальная дисперсия, промежуточное свето-экситонное взаимодействие, затухание экситона, интерференционная люминесценция.

Аннотация. Сўниши Γ_c ва чиқши бурчаги θ_c нинг критик қийматлари атрофида аралаш модаларнинг дисперсия ва фотолюминесценция спектрларини сонли ҳисоблаш натижалари механик экситон сўниши Γ ва вакуумга нурланиш бурчаги θ га қараб таҳлил қилинган. Кўринадики, A_L чизиқнинг шаклланиш механизми ёруғлик-экситон ўзаро таъсир параметри $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma_c$ нинг қийматига боғлиқ: $\theta_c = 12^\circ$ да $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.1$ бўлиб, кучсиз поляритон эффекти аралаш экситон ва бир жинсли бўлмаган модаларнинг кучли интерференциясини юзага келтиради, $\theta_c = 25^\circ - 60^\circ$ да эса $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.2 - 0.4$ бўлиб, аномал дисперсия шитирокида оралиқ аралаш поляритонларнинг кучли интерференцияси асосий ролни ўйнайди.

Кучли асимметрик $I_{M1}(\omega)$, $I_{M2}(\omega)$ ва симметрик $I_{12}(\omega)$ спектрал контурларга эга бўлган M1 ва M2 тўлқинларнинг суперпозицияси максимуми критик ω_c частотада бўлган деярли симметрик натижавий $I(\omega)$ контурни ҳосил қилади.

Калит сўзлар: экситон-поляритонлар, аралаш модалар, фазовий дисперсия, аномал дисперсия, оралиқ ёруғлик-экситон ўзаро таъсир, экситон сўниши, интерференцион люминесценция.

Введение Данная работа посвящена исследованию особенностей механизмов формирования дисперсии и спектров фотолюминесценции смешанных экситон-поляритонных мод (СЭПМ) кристаллов с гексагональной точечной симметрией типа CdS ($A_{n=1}$) в окрестности критического значения затухания $\Gamma \approx \Gamma_c$ экситона. К сегодняшнему дню хотя экситонные дисперсии, поглощения и люминесценции рассмотрены достаточно подробно во многих работах [1-6], тем не менее, отсутствуют сколько-нибудь значимые информации о свойствах смешанного экситона в условиях, когда $\Gamma \rightarrow \Gamma_c$. Смешанные моды обнаруживаются в кристалле CdS при анизотропной геометрии излучения экситона, волновой вектор которого составляет некоторый угол θ (отличным от 0° и 90°) с электрическим полем и гексагональной осью C_6 . При изменении угла θ от 0° до 90° плавно изменяется значение «эффективного продольно-поперечного расщепления» $\tilde{\omega}_{LT}$ в одном и том же кристалле [2,4], и тем самым, появляется возможность изучения состояний «экситон+фотоны» в кристалле с промежуточным свето-экситонным взаимодействием (СЭВ) $\omega_{LT} \square \Gamma$.

Известно [3,6-8], что для поперечных поляритонов с изотропной эффективной массой M экситона и резонансной частотой ω_0 , когда диссипативное затухание экситона $\Gamma = \Gamma_c = 4(\varepsilon_b \omega_{LT} \omega_M)^{1/2}$ (где ε_b - фоновая диэлектрическая проницаемость кристалла, $\omega_M = \hbar k_0^2 / 2M$), дисперсионное уравнение на частоте $\omega = \omega_c = \omega_0 + \varepsilon_b \omega_M$ имеет кратные корни относительно k^2 . Такая же ситуация имеет место и для дисперсии смешанных мод [2,4,5,9,10], что приводит к существенному перемешиванию квантовых состояний и сильному интерференционному излучению когерентных состояний нижней M1 и верхней M2 дисперсионных ветвей в окрестности частоты пересечения ω_c в зависимости от Γ и угла выхода θ излучения в вакуум. Это представляет интерес, например, для создания источников когерентного излучения одиночных фотонов на основе новых принципов спектроскопии СЭПМ. Мы приводим здесь результаты анализа численного расчета дисперсии и спектров

FUNDAMENTAL SCIENCES

фотолюминесценции смешанных мод для кристаллов типа CdS в зависимости от угла $\theta = \theta_c$ и затухания $\Gamma \approx \Gamma_c$.

Теория. В ранних работах [4,9] нами показано, что в окрестности критического значения θ_c для типичных параметров кристалла CdS максимальное значение $\hbar\Gamma_c \approx 0.5$ мэВ ($T \approx 45$ К) и легко могут быть реализованы случаи промежуточного СЭВ и аномальной дисперсии, вызывающие сильное интерференционное излучение когерентных состояний смешанных мод с узкой спектральной шириной $\Delta \leq 0.1$ мэВ. Можно воспользоваться формальным сходством между дисперсионными уравнениями поперечных и смешанных мод, следовательно, обобщить результаты работы [1,6] для изотропного поглощения света экситонами с учетом пространственной дисперсии (ПД) на случай анизотропного поглощения в кристалле CdS . Тогда решения дисперсионного уравнения смешанных мод с учетом затухания можем представить как

$$n_{M\beta}^2(\omega, \theta) = \frac{1}{2} \left\{ N(\omega, \theta) + \varepsilon_b - (-1)^\beta \left[N(\omega, \theta) - \varepsilon_b \right]^2 + 4(\omega_{LT} / \omega_{M\perp}) \sin^2 \theta \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где $\beta = 1, 2$, $N(\omega, \theta) = (1 - M_\perp / M_\parallel) \sin^2 \theta + (\omega - \omega_L + i\Gamma/2)$, M_\perp и M_\parallel - поперечная и продольная эффективные массы, ω_L - частота продольного экситона. Для одноосных кристаллов типа CdS выполняется неравенство $(1 - M_\perp / M_\parallel) \sin^2 \theta \ll \varepsilon_b$ и из (1) на частоте $\omega = \omega_c \cong \omega_L + \omega_{M\perp} \varepsilon_b$ (где $\omega_{M\perp} = \hbar k_0^2 / 2M_\perp$) получаем

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

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

Отметим, что здесь частота ω_c имеет простой геометрический смысл: она соответствует точке пересечения дисперсионных кривых поперечных фотонов в поляризации $\vec{E} \parallel \vec{C}$ и чисто продольных экситонов. На частоте $\omega = \omega_c$ при критическом значении затухания $\Gamma = \Gamma_c$ ($\theta = \theta_c$) из (2) получаются кратные корни $n_{M1} = n_{M2}$. Величина Γ_c (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 СЭВ 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 Γ_c согласно (3) зависит от θ и для типичных значений оптических параметров кристалла CdS из (3) получим максимальное значение $\Gamma_c \approx 0.48$ мэВ ($\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.213$ мэВ) при $\theta = \pi/2$, в то время как для изотропной геометрии $\Gamma_c \approx 1.457$ мэВ ($\omega_{LT} \approx 2.0$ мэВ) в окрестности температур $T \approx 4$ К [8]. Поэтому для смешанных мод эффекты пространственной дисперсии и светоэкситонного взаимодействия проявляются слабее по сравнению с чисто поперечными поляритонами. Однако, как покажем ниже, в отличие от последних в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции СЭПМ обнаруживаются сильная анизотропия и аномальная дисперсия, а также гигантское интерференционное излучение.

Здесь особо следует отметить, что интерференционное излучение смешанных мод является одной из разновидностей проявления эффектов ПД [7]. Для сред без ПД величина

FUNDAMENTAL SCIENCES

$\Gamma_c = 0$ и в таких средах отсутствует интерференционный эффект. Заметное интерференционное излучение экситон-поляритонных состояний наблюдается во всех кристаллах с ПД, когда $\Gamma \approx \Gamma_c = 4\sqrt{\omega_M \omega_{LT} \varepsilon_b}$, т.е. при

$$\frac{\omega_{LT}}{\Gamma} \approx \frac{1}{4\sqrt{\varepsilon_b \omega_M / \omega_{LT}}} . \quad (4)$$

Для многих полупроводников с ярко выраженными экситонными резонансами знаменатель (4) $4\sqrt{\varepsilon_b \omega_M / \omega_{LT}} \sim 1$, а значит рассматриваемый эффект практически обнаруживается в кристаллах с промежуточной величиной свето-экситонного взаимодействия.

Варьирование (за счет изменения θ) параметров $\Gamma_c(\theta)$ и $\tilde{\omega}_{LT}(\theta)$ для одного и того же образца *CdS* при фиксированных значениях других параметров экситонного резонанса обеспечивает очень простой и надежный способ изучения эффектов, связанных с ПД и свето-экситонным взаимодействием. При этом появляется интересная с физической точки зрения возможность экспериментального сопоставления предельных и промежуточных ситуаций, в которых параметры Γ_c и $\tilde{\omega}_{LT}$ могут принимать сильно отличающиеся от Γ и сравнимые с Γ значения. Сам параметр Γ может варьироваться в определенных пределах, например, путем изменения температуры кристалла.

На рис.1 построены рассчитанные зависимости от θ величин Γ_c и $\tilde{\omega}_{LT}$ для типичных значений параметров экситонного резонанса $A_{n=1}$ в *CdS*. Этот рисунок позволяет сделать вывод, что в эксперименте действительно могут быть реализованы существенно разные соотношения между величинами Γ , Γ_c и $\tilde{\omega}_{LT}$: 1) $\Gamma \gg \Gamma_c$, $\Gamma \gg \tilde{\omega}_{LT}$; 2) $\Gamma \geq \Gamma_c$, $\Gamma \gg \tilde{\omega}_{LT}$; 3) $\Gamma \leq \Gamma_c$, $\Gamma > \tilde{\omega}_{LT}$; 4) $\Gamma \ll \Gamma_c$, $\Gamma < \tilde{\omega}_{LT}$. Случай сильной экситон-фотонной связи $\Gamma \ll \tilde{\omega}_{LT}$ сюда не включен из-за реальных ограничений на значения экситонного затухания в *CdS* ($\Gamma > 0.075 \text{ мэВ}$). Такой случай имеет место в геометрии поперечных мод ($\vec{E} \perp \vec{C}$, $\vec{k} \perp \vec{C}$), когда $\Gamma \ll \omega_{LT}$ (для *CdS* $\hbar\tilde{\omega}_{LT} \leq 0.2 \text{ мэВ} \ll \hbar\omega_{LT} \approx 2 \text{ мэВ}$ при $T = 2K$).

В предельном случае $\Gamma \gg \Gamma_c$, $\tilde{\omega}_{LT}$ ПД и СЭВ, естественно, не сказывается на формировании экситонного излучения, контур которого приобретает лоренцевский характер, а его полуширина определяется значением Γ [4,9]. В случае $\Gamma \sim \Gamma_c > \tilde{\omega}_{LT}$ наблюдается сильная интерференция состояний смешанных мод ($\vec{k}_{M1} \approx \vec{k}_{M2}$) в условиях аномальной дисперсии, причем поляритонные эффекты несущественны. При $\Gamma < \Gamma_c$ и $\Gamma \leq \tilde{\omega}_{LT}$ эффекты ПД, СЭВ и

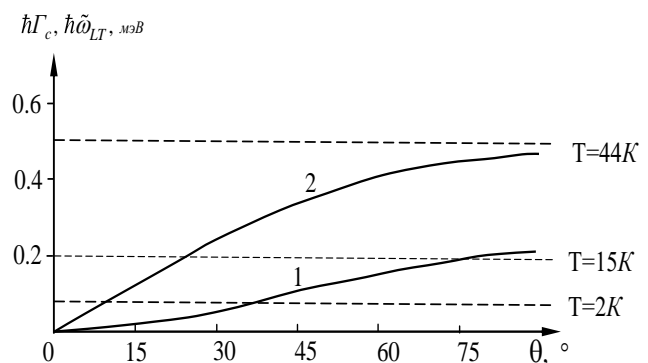


Рис. 1. Зависимости от угла выхода θ значений $\tilde{\omega}_{LT}$ (1) и Γ_c (2), рассчитанные для параметров смешанных мод экситонного резонанса $A_{n=1}$ в *CdS*.

интерференционное излучение когерентных состояний смешанных мод $M1$ и $M2$ должны играть более умеренный роль в спектрах экситон-поляритонной люминесценции (ЭПЛ). В работах [4,6,7] была построена микроскопическая теория ЭПЛ с использованием диаграммной техники Келдыша в случае, когда диссипативное затухание экситона нарушает критерии

FUNDAMENTAL SCIENCES

применимости кинетического уравнения Больцмана для функции распределения экситон-поляритонов $|\text{Re}k_\beta| \gg \alpha_\beta$, $|\text{Re}(k_\beta - k_{\beta'})| \gg \alpha_\beta$, $\alpha_{\beta'}$ ($\beta, \beta' = 1, 2, 3$ или M1, M2). (5)

Развитая теория, справедливая при произвольном соотношении между $|\text{Re}k_\beta|$ и α_β (где k_β и α_β - волновой вектор и коэффициент поглощения волны дисперсионной ветви β), позволила учесть интерференцию когерентно излучающих квантовых состояний поперечных поляритонов и продольных экситонов, а также смешанных мод при наличии затухания $\Gamma \neq 0$. На основе этой теории были последовательно рассчитаны вклады смешанных мод M1, M2 и их интерференции [4], а также нижней поляритонной ветви 1, сильно затухающих волн 2 и 3 в ЭПЛ [6,7] в окрестности частоты ω_L продольного экситона и удовлетворительно проанализированы экспериментальные спектры ЭПЛ кристаллов CdS и CdTe.

Полученные в [4] формулы для парциальных интенсивностей $I_\beta(\omega, \theta)$ применимы при любых значениях Γ_c / Γ и $\tilde{\omega}_{LT} / \Gamma$, когда $\Gamma \cong \Gamma_\beta \gg \tau_{M\beta}^{-1}$, где $\tau_{M\beta}$ - время внутризонного рассеяния для излучающих состояний смешанных мод. Однако в условиях сильной интерференции [9] таких состояний при $\Gamma \approx \Gamma_c$ ($\theta \approx \theta_c$) на частоте $\omega = \omega_c$ нельзя пользоваться этими формулами из-за наличия особенности ($n_{M1}^2 - n_{M2}^2 = 0$) в их знаменателях. Поэтому исключаем частоту ω_c при численном расчете $I_\beta(\omega, \theta)$ и ограничиваемся значениями $\omega \rightarrow \omega_c$. Тем не менее, нам удалось устранить эту особенность для суммарной

интенсивности $I^{(0)}(\omega, \theta) = \sum_{\beta=1,2,12} I_{M\beta}(\omega, \theta)$ и получить формулу

$$I^{(0)}(\omega, \theta) = C \cdot \frac{4n_{ox}^2 n_{oz} L_{cr}}{|N_M|^2} \cdot \Gamma_f(\omega), \quad (6)$$

где введены следующие обозначения:

$$C = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M_\perp^2 c \varepsilon_b \omega_{LT}}{\hbar}, \quad c - \text{скорость света в вакууме}$$

$$N_M = (\varepsilon_b - n_{ox}^2 + n_{M1z} \cdot n_{M2z}) [(1 + \bar{n}_p) \cos \delta - i \sin \delta \cdot (\chi + \bar{n}_p / \chi)] / n_0^2, \\ \bar{n}_p = \frac{n_{0z} \varepsilon_b (n_{M1z} + n_{M2z})}{n_0^2 (\varepsilon_b - n_{ox}^2 + n_{M1z} \cdot n_{M2z})}, \quad \chi = \frac{n_{0z} \varepsilon_b}{n_0^2 (\varepsilon_b - n_{ox}^2)^{1/2}}, \quad \delta = \varepsilon_b k_0 \ell / (\varepsilon_b - n_{ox}^2)^{1/2} n_0,$$

$$L_{cr} = L \cdot \frac{2k_0^2 L^2 [I + k_0 L (n_{M1z}'' + n_{M2z}'')] }{(I + 2k_0 L n_{M1z}'')(I + 2k_0 L n_{M2z}'') [(I + k_0 L (n_{M1z}'' + n_{M2z}''))^2 + k_0^2 L^2 (n_{M1z}' - n_{M2z}')^2]},$$

$$n_{0x} = n_0 \sin \theta, \quad n_{0z} = n_0 \cos \theta, \quad n_{M\beta z}' = \text{Re} n_{M\beta z}, \quad n_{M\beta z}'' = \text{Im} n_{M\beta z}, \quad n_{M\beta z} = (n_{M\beta}^2 - n_{ox}^2)^{1/2},$$

$$\Gamma_f(\omega) = \sum_{\beta'=T1, M1} \sum_{\vec{k}_{\beta'}} \frac{f_{\beta' \vec{k}_{\beta'}}(\omega)}{\tau_{M\beta' \vec{k}_{\beta'}}(\omega)}, \quad (7)$$

n_0 и $n_{M\beta} = (\vec{k}_{M\beta}^2)^{1/2} / k_0$ - показатели преломления окружающей среды и кристалла для мод $\beta=M1, M2$, $k_0 = \omega_0 / c$, ℓ - длина мертвого (безэкситонного) слоя, L - длина диффузии для мод T1 и M1 с достаточно большими волновыми векторами, состояния которых можно описать функциями распределения $f_{\beta' \vec{k}_{\beta'}}(\omega)$ и временами релаксации $\tau_{M\beta' \vec{k}_{\beta'}}(\omega)$ (см. формулу (7)).

FUNDAMENTAL SCIENCES

Поскольку мы интересуемся узким частотным интервалом $\Delta\hbar\omega \approx 0.25 \text{ мэВ}$, то при численном расчете спектров люминесценции СЭПМ пренебрегали плавной частотной зависимостью величин f и Γ .

Анализ результатов численного расчета. На рис. 2 a' , b' , c' 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), причем $\hbar\Gamma = \hbar\Gamma_c \approx 0.1, 0.2, 0.4$ мэВ и $\hbar\omega_0 = 2552.4$ мэВ, $\hbar\omega_{LT} = 2$ мэВ, $\varepsilon_{b\perp} = 9.4$, $M_{\perp} = 0.9 m_0$, $M_{\parallel} = 2.85 m_0$. 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 СЭВ $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c) / \Gamma = \omega_{LT} \text{Sin}^2 \theta_c / \varepsilon_b \Gamma_c$ для указанных критических углов принимает следующие значения: 0.1; 0.183; 0.399. 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 двух значений θ_c – промежуточный поляритонный эффект. 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' , c' четко видны образование нижних и верхних поляритонных ветвей на фоне сильной аномальной дисперсии.

Далее обсуждаем результаты численного расчета спектров люминесценции СЭПМ 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 $I_{\beta}(\omega, \theta_c)$ и суммарной $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ 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 случаях $\Gamma \approx \Gamma_c \gg \tilde{\omega}_{LT}$ и $\Gamma \approx \Gamma_c \geq \tilde{\omega}_{LT}$. Парциальные вклады $I_{\beta}(\omega, \theta_c)$ на частоте $\omega = \omega_c$ не рассчитывались, т.к. они являются сингулярными величинами при $\Gamma = \Gamma_c$ на данной частоте. Однако при этом суммарная интенсивность $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ будет вполне измеряемая конечная величина и можно рассчитать её с помощью формулы (6). Следует отметить, что интерференционная люминесценция СЭПМ 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, приводящего к узким спектральным линиям парциальных вкладов в общую интенсивность $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$.

Численный расчет парциальных спектров $I_{\beta}(\omega, \theta_c)$ проводился на компьютере с помощью программного обеспечения Matlab по формулам (16а) и (16б) работы [4]. При этом использовали те же значения экситонных параметров кристалла CdS, как и на рис. 2 a' , b' , c'

и дополнили их значениями $\ell = 70 \text{ \AA}$, $L = 0.80 \text{ мкм}$.

На рис. 2 $a-c$ представлены рассчитанные спектральные зависимости общей $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ (сплошные линии) и парциальных $I_{\beta}(\omega, \theta_c)$ интенсивностей, обусловленных вкладами во внешнее излучение смешанных мод $\beta = M1, M2$ (пунктирные и штриховые кривые) и их интерференции I_{M12} ($\beta = M12$, штрих-пунктирные линии) при тех же критических значениях затухания $\hbar\Gamma = \hbar\Gamma_c$ и θ_c , что и для дисперсионных кривых $a'-c'$.

Из рисунков на первый взгляд интересно видеть, что парциальные спектральные линии $I_{\beta}(\omega, \theta_c)$ при разных значениях Γ_c качественно практически совпадают: имеют идентичные

FUNDAMENTAL SCIENCES

формы и максимумы вблизи частоты ω_c , полуширины которых почти не зависят от значения Γ_c , причем суммарная линия $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ в первом приближении, а $I_{12}(\omega, \theta_c)$ полностью, симметричны относительно резонансной частоты ω_c . Это заведомо связано с тем, что параметр пространственной дисперсии для всех рисунков 1 *a-c* имеет постоянное значение $\gamma_{\text{пл}} = \Gamma_c / \Gamma \approx 1.0$. Однако при внимательном сравнительном анализе указанных линий спектров можно установить следующие отличительные закономерности:

– во-первых, полуширина Δ_A спектральной линии A_L результирующей интенсивности $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ 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 $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ 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 $I_{M12}(\omega_c)$ 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 ($-I_{12} \geq I_{M1}, I_{M2}$) 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

эксперимент [4]. $I_{12}(\omega)$ контурами формируют практически симметричный спектральный контур $I^{(0)}(\omega, \theta_c = 12^\circ)$ с максимумом на частоте ω_c (рис. 2 *a*);

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

На рис. 2 прослеживается четкая корреляция между дисперсионными кривыми (*a'-c'*) и соответствующими спектральными линиями фотолюминесценции (*a-c*) 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 вызывает адекватные изменения формы спектральных линий парциальных (кривые 1, 2), интерференционных (кривые 12) и результирующих (кривые Σ) интенсивностей, обусловленные описанными выше особенностями.

Заключение. Таким образом на основе полученных здесь результатов можно сделать вывод, что рассчитанные ранее в работах [3,4] спектры при заданном значении затухания $\hbar\Gamma$ позволяли следить динамику изменения спектров ЭПЛ с ростом θ по мере одновременного

FUNDAMENTAL SCIENCES

увеличения роли ПД ($\gamma_{\text{ПД}} = \Gamma_c(\theta)/\Gamma$) и СЭВ ($\gamma_{\text{ЛТ}} = \tilde{\omega}_{\text{ЛТ}}(\theta)/\Gamma$). Рассчитанные в данной работе дисперсионные кривые и спектры люминесценции СЭПМ демонстрируют одновременного влияния роли затухания и СЭВ в формировании спектров когерентного излучения при постоянном значении параметра ПД $\gamma_{\text{ПД}} = 1.0$. Такое сравнение условий формирования спектральной линии A_L позволяет утверждать, что процессы затухания экситонов отражаются на её полуширине Δ_A сильнее по отношению к роли ПД.

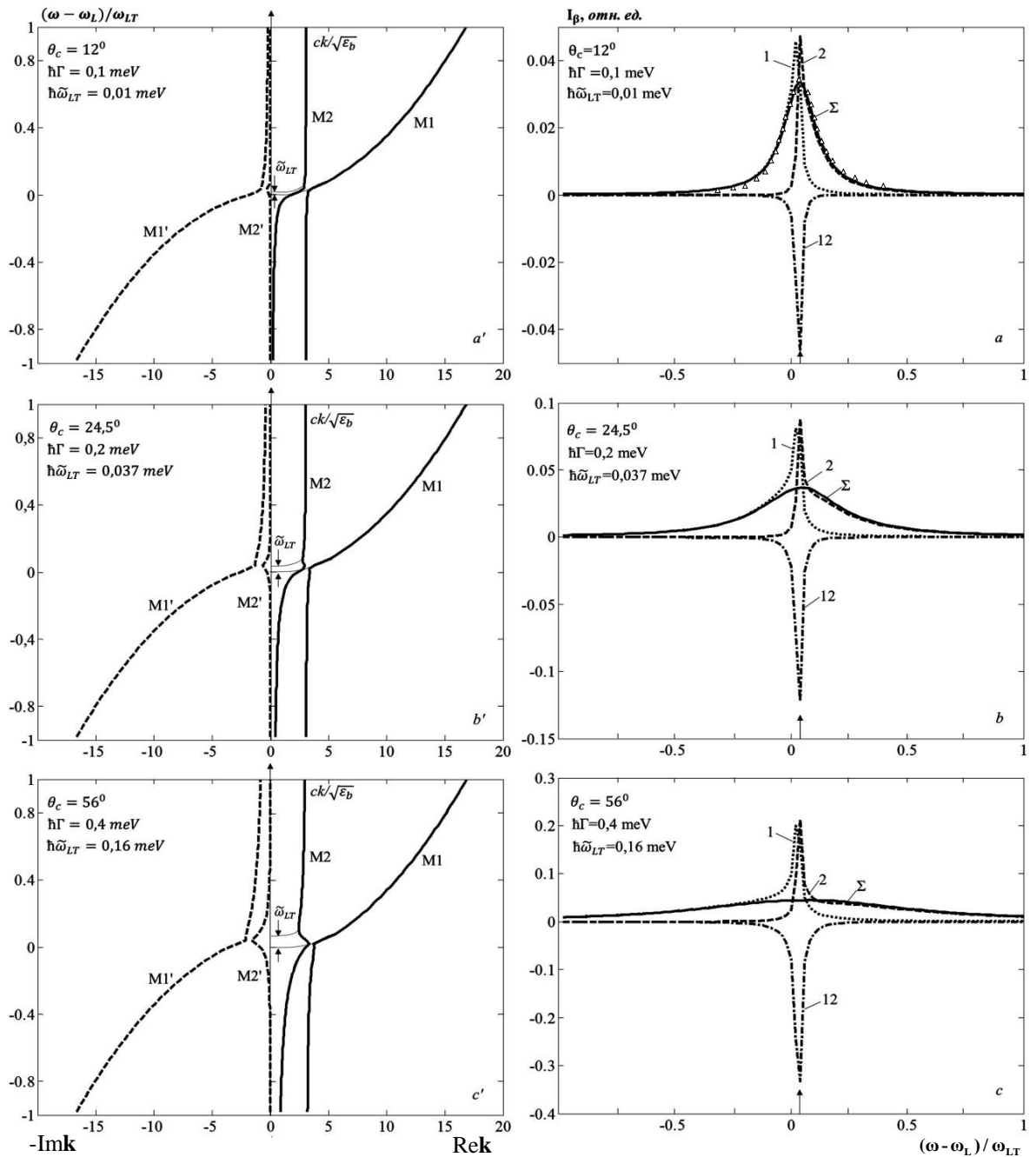


Рис.2. Сравнение дисперсионных кривых (a'-c') и спектров фотолуминесценции (a-c) смешанных мод при критических значениях $\Gamma_c = \Gamma$, рассчитанных для значений параметров CdS при $T=2$ К. Треугольники-

FUNDAMENTAL SCIENCES

Литература

- [1] Ахмедиев Н.Н. Роль пространственной дисперсии в поглощении света экситонами // ЖЭТФ 1980. Т. 79. №4 (10). С.1534-1543.
- [2] M. V. Lebedev, V. G. Lysenko, and V. B. Timofeev. Spatial-dispersion effects in a mixed mode of exciton polaritons in CdS // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1984, 86, 2193-2200.
- [3] Ивченко Е.Л., Селькин А.В., Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Юлдашев Н.Х. Поляритонная люминесценция в окрестности частоты продольного экситона с учетом затухания. // Опт. и спектр., 1989. Т.67. В.4. С. 845-850.
- [4] Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Селькин А.В., Юлдашев Н.Х. // Поляритонная люминесценция смешанных мод в кристаллах с пространственной дисперсией // ЖЭТФ 1990. Т. 97. В.2. С.644-662.
- [5] Masami Susaki, Kazuki Wakita and Nobuyuki Yamamoto. Luminescence of Mixed-Mode Exciton-Polariton in CuGaS₂ // Japanese Journal of Applied Physics, 1999. Volume 38, Part 1, Number 5A.
- [6] B.Zh. Akhmadaliev, B.Z. Polvonov, N. Kh.Yuldashev. Influence of Exciton Decay on the Polariton Luminescence Spectra of CdTe Crystal // Optics and Spectroscopy, Moscow, 2014, Vol.116, No.2., pp. 244–248.
- [7] B.Zh. Akhmadaliev, N.Kh.Yuldashev, I.I. Yulchiev. Surface-Radiative Modes and Longitudinal Excitons in the Spectra of Exciton–Polariton Luminescence // Optika i Spektroskopiya, 2018, Vol. 125, No. 3, pp. 330–338.
- [8] B.J. Akhmadaliev, N.Kh. Yuldashev, I.I. Yulchiev. The Role of Radiative Surface Modes and Longitudinal Excitons in the Formation of Exciton-Polariton Luminescence Spectra of CdS-Type Crystals. // Optics and Photonics Journal. Vol.8.No.3, 2018, pp.50-65.
- [9] Юлдашев Н.Х. Экситон – поляритонная люминесценция и перенос резонансного излучения в кристаллах. – Фергана: «Фаргона», 2002. 214 с.
- [10] Akhmadaliev B.J., Yuldashev N.X. Adiation 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. No. 12, p.72-77.