

02 Сильная интерференционная люминесценция смешанных мод в окрестности критического значения затухания экситона

© Б.Ж. Ахмадалиев, Н.Х. Юлдашев[¶]Ферганский политехнический институт,
150107 Фергана, Узбекистан[¶] e-mail: uzferfizika@mail.ru

Поступила в редакцию 27.10.2020 г.

В окончательной редакции 23.04.2021 г.

Принята к публикации 18.05.2021 г.

Проанализированы результаты численного расчета дисперсии и спектров люминесценции смешанных экситонных мод кристаллов типа CdS (A_{n-1}) 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 $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma_c$, суперпозиция волн 1 и 2 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 .

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

DOI: 10.21883/OS.2021.09.51339.268-20

Введение

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей формирования дисперсии и спектров фотолюминесценции смешанных экситон-поляритонных мод (СЭПМ) гексагональных кристаллов типа CdS (A_{n-1}) в окрестности критического значения затухания $\Gamma \approx \Gamma_c$ механического экситона. Хотя экситонные дисперсии, поглощение и люминесценция подробно рассмотрены во многих работах (см., например, [1–5]), тем не менее отсутствует необходимая информация о свойствах смешанного экситона в условиях, когда $\Gamma \rightarrow \Gamma_c$. В кристалле CdS смешанные моды обнаруживаются при анизотропной геометрии излучения экситонов, волновой вектор которых составляет некоторый угол θ (отличный от 0° и 90°) с напряженностью электрического поля и гексагональной осью C_6 . Изменяя угол от 0° до 90° , можно плавно изменять значение „эффективного продольно-поперечного расщепления“ $\tilde{\omega}_{LT}$ в одном и том же кристалле [2,4] и тем самым исследовать состояния системы „экситон + фотоны“ в кристалле с промежуточным свето-экситонным взаимодействием (СЭВ) $\omega_{LT} \sim \Gamma$.

Как известно [3,6,7], для поперечных поляритонов с изотропной эффективной массой M экситона и резонансной частотой ω_0 , когда диссипативное затухание экситона $\Gamma = \Gamma_c = 4(\epsilon_b \omega_{LT} \omega_M)^{1/2}$ (где ϵ_b — фоновая диэлектрическая проницаемость кристалла, $\omega_M = \hbar k_0^2 / 2M$), дисперсионное уравнение на частоте $\omega = \omega_c = \omega_0 + \epsilon_b \omega_M$ имеет кратные корни относительно k^2 . Это также имеет место и для дисперсии смешанных мод [2,4,5], что приводит к существенному

перемешиванию квантовых состояний и к 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. Данный случай интересен, например, для создания источников когерентного излучения одиночных фотонов на основе новых принципов спектроскопии СЭПМ. Ниже приводим результаты анализа численного расчета дисперсии и спектров фотолюминесценции смешанных мод кристаллов типа CdS в зависимости от угла $\theta = \theta_c$.

Теория

В работах [4,8] показано, что в окрестности критического значения (для параметров кристалла CdS) максимальное значение $\hbar \Gamma_c \approx 0.5 \text{ meV}$ ($T \approx 45 \text{ K}$), и легко могут быть реализованы случаи промежуточного СЭВ и аномальной дисперсии, вызывающие сильное интерференционное излучение когерентных состояний смешанных мод с узкой спектральной шириной $\Delta \leq 0.1 \text{ meV}$. Мы воспользуемся формальным сходством между дисперсионными уравнениями поперечных и смешанных мод, обобщим результаты работы [1,6] для изотропного поглощения света экситонами с учетом пространственной дисперсии (ПД, spatial dispersion, SD) на случай анизотропного поглощения. Решения дисперсионного уравнения для смешанных мод с учетом затухания

можно записать как

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

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 $\omega = \omega_c \simeq \omega_L + \omega_{M\perp} \varepsilon_b$ (где $\omega_{M\perp} = \hbar k_0^2/2M_\perp$) получаем

$$n_{M\beta}^2(\omega_c, \theta) = \varepsilon_0 + \frac{\Gamma}{4\omega_{M\perp}} \left[i - (-1)^\beta \sqrt{\frac{\Gamma_c^2(\theta)}{\Gamma^2} - l} \right], \quad (2)$$

где

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

Здесь частота ω имеет простой геометрический смысл: она соответствует точке пересечения дисперсионных кривых поперечных фотонов в поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ 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 характеризует величину ПД по отношению к затуханию, 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 $\Gamma \gg \Gamma_c$. В случае смешанных мод Γ_c , согласно (3), зависит от θ , и для типичных значений оптических параметров кристалла CdS из (3) получим максимальное значение $\Gamma_c \approx 0.48 \text{ meV}$ ($\tilde{\omega}_{LT} \approx 0.213 \text{ meV}$) при $\theta = \pi/2$, в то время как для изотропной геометрии $\Gamma_c \approx 1.457 \text{ meV}$ ($\omega_{LT} \approx 2.0 \text{ meV}$) в окрестности температур $T \approx 4 \text{ K}$ [8]. Поэтому для смешанных мод эффекты ПД и СЭВ проявляются слабее по сравнению с поперечными поляритонами. Однако, как показано ниже, в отличие от последних в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции СЭПМ обнаруживаются эффекты сильной анизотропии, аномальной дисперсии и гигантского интерференционного излучения.

Здесь особо следует отметить, что интерференционное излучение смешанных мод является одной из разновидностей проявления эффектов ПД [7]. Для сред без ПД величина $\Gamma_c = 0$, и в таких средах отсутствует интерференционный эффект. Заметное интерференционное излучение экситон-поляритонных состояний наблюдается во всех кристаллах с ПД, когда $\Gamma \approx \Gamma_c = 4\sqrt{\omega_{M\perp} \omega_{LT} \varepsilon_b}$, т.е.

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

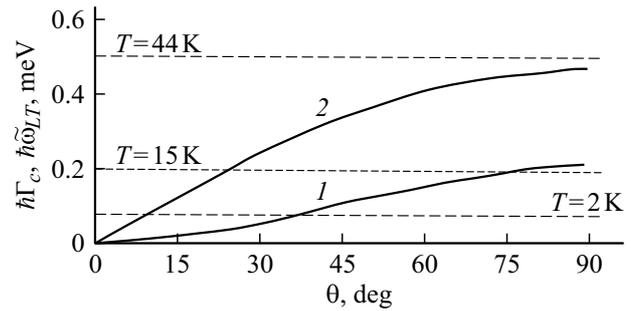


Рис. 1. Зависимости от угла выхода θ значений $\tilde{\omega}_{LT}$ (1) и Γ_c (2), рассчитанные для параметров смешанных мод экситонного резонанса A_{n-1} в CdS.

Для многих полупроводников с ярко выраженными экситонными резонансами знаменатель в формуле (4) $4\sqrt{\varepsilon_b \omega_{M\perp} / \omega_{LT}} \sim 1$, а, значит, рассматриваемый эффект практически обнаруживается в кристаллах с промежуточной величиной СЭВ.

Варьирование (за счет изменения θ) параметров $\Gamma(\theta)$ 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 СЭВ. При этом появляется интересная с физической точки зрения возможность экспериментального сопоставления предельных и промежуточных ситуаций, в которых параметры Γ и $\tilde{\omega}_{LT}$ могут принимать сильно отличающиеся от Γ и сравнимые с Γ значения. Сам параметр Γ может варьировать 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, $\Gamma > 0.075 \text{ meV}$. Такой случай имеет место в геометрии поперечных мод ($\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{C}$), когда $\Gamma \ll \omega_{LT}$ (для CdS $\hbar\tilde{\omega}_{LT} \leq 0.2 \text{ meV} \ll \hbar\omega_{LT} \approx 2 \text{ meV}$ при $T = 2 \text{ K}$). В предельном случае $\Gamma \ll \Gamma_c$, $\tilde{\omega}_{LT}$ эффекты ПД и СЭВ естественно не сказываются на формировании экситонного излучения, контур которого приобретает лоренцевский характер, а его полуширина определяется значением Γ [4,8]. В случае $\Gamma \sim \Gamma_c > \tilde{\omega}_{LT}$ наблюдается сильная интерференция состояний смешанных мод ($\mathbf{k}_{M1} \approx \mathbf{k}_{M2}$) в условиях аномальной дисперсии, причем поляритонные эффекты несущественны. При $\Gamma < \Gamma_c$ и $\Gamma \leq \tilde{\omega}_{LT}$ эффекты ПД, СЭВ и интерференционное излучение когерентных состояний смешанных мод M_1 и

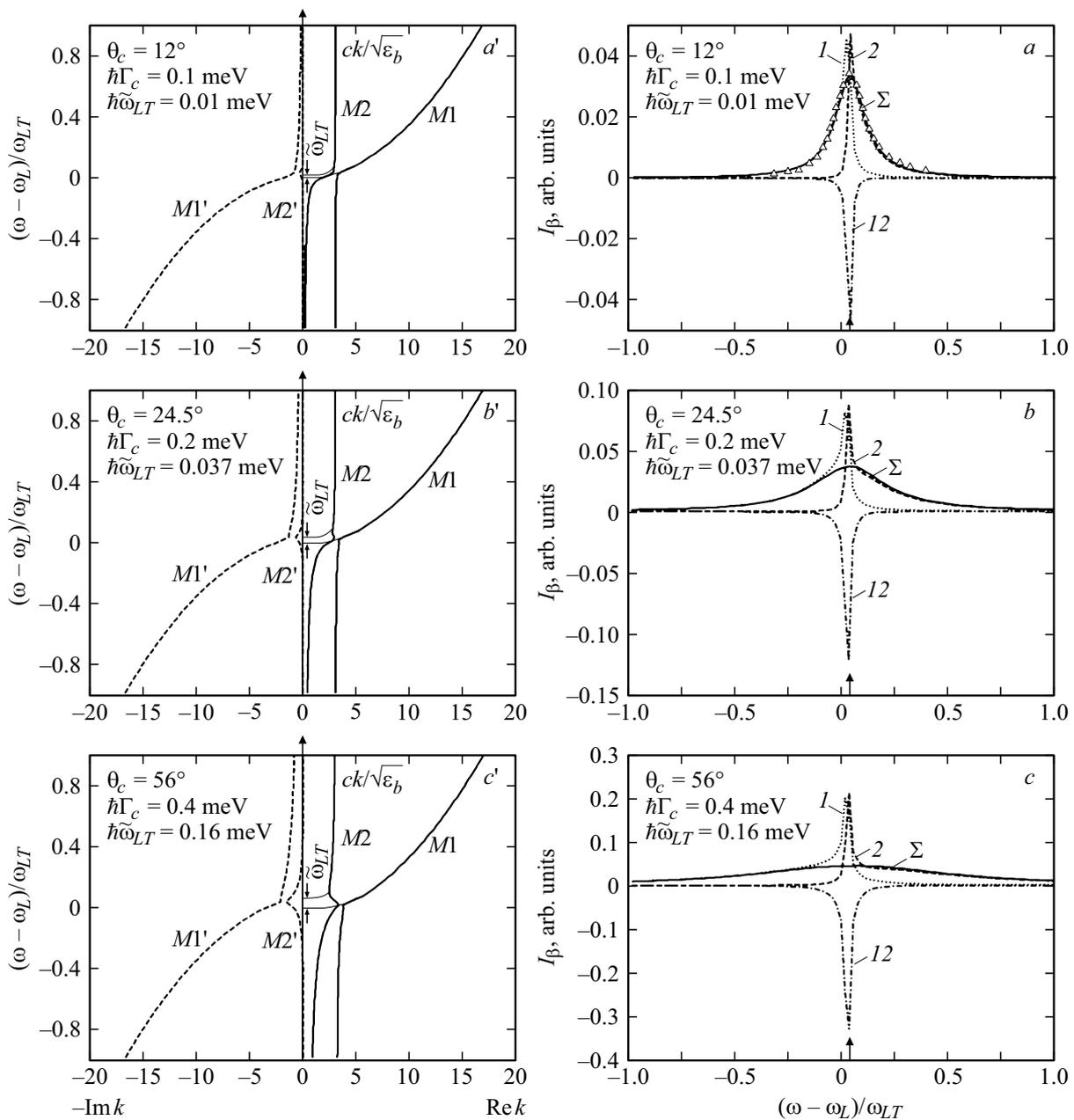


Рис. 2. Сравнение дисперсионных кривых (a' – c') и спектров фотолюминесценции (a – c) смешанных мод при критических значениях $\Gamma_c = \Gamma$, рассчитанных для значений параметров CdS при $T = 2$ К. Треугольники на рис. a — эксперимент [4].

M_2 должны играть более умеренную роль в спектрах экситон-поляритонной люминесценции (ЭПЛ).

В работах [3,4,6,7] была построена микроскопическая теория ЭПЛ с использованием диаграммной техники Келдыша в случае, когда диссипативное затухание экситона нарушает критерии применимости кинетического уравнения Больцмана для функции распределения экситон-поляритонов,

$$|\text{Re } k_\beta| \gg \alpha\beta, \quad |\text{Re}(k_\beta - k_{\beta'})| \gg \alpha\beta, \quad \alpha\beta',$$

$$(\beta, \beta' = 1, 2, 3 \text{ или } M1, M2). \quad (5)$$

Развитая теория, справедливая при произвольном соотношении между $|\text{Re } k_\beta|$ и $\alpha\beta$ (где k_β и $\alpha\beta$ — 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 I , сильно затухающих волн 2 и 3 в ЭПЛ [3,6,7] в окрестности частоты ω_L продольного экситона и удовлетворительно проанализированы.

зированы экспериментальные спектры ЭПЛ кристаллов CdS, ZnP₂ 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 [8] таких состояний при $\Gamma \approx \Gamma_c$ ($\theta \approx \theta_c$) на частоте $\omega = \omega_c$ нельзя пользоваться этими формулами из-за наличия особенности ($n_{M1}^1 - N_{M2}^2 = 0$) в их знаменателях. Поэтому исключаем частоту ω_c при численном расчете $I_\beta(\omega\theta)$ и ограничиваемся значениями $\omega \rightarrow \omega_c$. Оказалось, что можно устранить эту особенность для суммарной интенсивности $I^{(0)}(\omega, \theta) = \sum_{\beta=1,2,12} I_{M\beta}(\omega\theta)$, и мы получили формулу

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

где введены следующие обозначения: $C = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M_\perp^2 c \varepsilon_b \omega_{LT}}{\hbar}$, c — скорость света в вакууме,

$$\bar{n}_p = \frac{N_{0z} \varepsilon_b (n_{M1z} + M_{M2z})}{N_0^2 (\varepsilon_b - N_0^2 + n_{M1z} n_{M2z})},$$

$$\chi = \frac{n_{0z} \varepsilon_b}{n_0^2 (\varepsilon_b - n_{0x}^{1/2})} \quad \delta = \varepsilon_b k_0 l / (\varepsilon_b - n_{0x}^2)^{1/2} n_0,$$

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

$$n_{0x} = n_0 \sin \theta, \quad n_{0z} = n_0 \cos \theta, \quad n_{M\beta z}' = \text{Re } n_{M\beta z},$$

$$n_{M\beta z}'' = \text{Im } n_{M\beta z}, \quad n_{M\beta z} = (n_{M\beta}^2 - n_{0x}^2)^{1/2},$$

$$\Gamma_f(\omega) = \sum_{\beta'=T1M1} \sum_{\mathbf{k}_{\beta'}} \frac{f_{\beta' \mathbf{k}_{\beta'}}(\omega)}{\tau_{M\beta' \mathbf{k}_{\beta'}}(\omega)}, \quad (7)$$

n_{0x} и $n_{M\beta} = (k_{M\beta}^2)^{1/2}/k_0$ — показатели преломления окружающей среды и кристалла для мод $\beta = M^1, 2$, $k_0 = \omega_0/C$ — длина мертвого (безэкситонного) слоя, L — длина диффузии для мод $T1$ и $M1$ с достаточно большими волновыми векторами, состояния которых можно описать функциями распределения $f_{\beta' \mathbf{k}_{\beta'}}(\omega)$ и временами релаксации $\tau_{M\beta' \mathbf{k}_{\beta'}}(\omega)$ (см. формулу (7)). Поскольку мы интересуемся узким частотным интервалом $\Delta \hbar \omega \approx 0.25 \text{ meV}$, 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 излучения из кристалла в вакуум $\theta = 12^\circ$ (a), 24.5° (b), 56° (c) и следующих значениях основных параметров экситона: $\hbar \Gamma = \hbar \Gamma_c \approx 0.1, 0.2, 0.4 \text{ meV}$ и $\hbar \omega_0 = 2552.4 \text{ meV}$,

$\hbar \omega_{LT} = 2 \text{ meV}$, $\varepsilon_{b\perp} = 9.4$, $M_\perp = 0.9m_0$, $M_\parallel = 2.85m_0$. 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 $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma = \omega_{LT} \sin^2 \theta_c / \varepsilon_b \Gamma_c$ для указанных критических углов принимает значения 0.1, 0.183, 0.399. Это означает, что для критического угла выхода в вакуум $\theta_c = 12^\circ$ ($\hbar \Gamma_c \approx 0.1 \text{ meV}$) 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 антипересечения дисперсионных кривых $M1$ и $M2$, а на рис. 1, b' , c' четко видна динамика образования нижних и верхних поляритонных ветвей на фоне сильной аномальной дисперсии.

Далее обсуждаем результаты численного расчета спектров люминесценции СЭПМ в окрестности критических значений затухания $\hbar \Gamma = \hbar \Gamma_c$ 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, так как 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 частоты ω_c с удалением от неё должно наблюдаться резкое уменьшение интерференционного эффекта, приводящего к узким спектральным линиям парциальных вкладов в общую интенсивность $I^{(0)}$.

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 $l = 70 \text{ \AA}$, $L = 0.80 \mu\text{m}$.

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} ($\beta = M12$, штрихпунктирные линии) при тех же критических значениях затухания $\hbar \Gamma = \hbar \Gamma_c$ и θ_c , что и для дисперсионных кривых $a'-c'$.

Заметим, что, согласно рисункам, парциальные спектральные линии $I_\beta(\omega, \theta_c)$ при разных значениях Γ_c качественно совпадают. Они имеют почти идентичные и резко асимметричные формы вблизи частоты ω_c , полуширина которых слабо зависит от значения Γ_c . Суммарная кривая $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ в первом приближении,

а $I_{12}(\omega, \theta_c)$ полностью симметричны относительно ω_c . Это обусловлено тем, что параметр ПД для всех рис. 1, $a-c$ имеет одинаковое значение $\gamma_{\text{ПД}} = \Gamma_c/\Gamma \approx 10$. Однако при внимательном анализе указанных спектральных линий можно установить следующее. 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 $\Delta_P \approx 0.089 \text{ meV}$ над суммарным контуром $I^{(0)}(\omega, \theta_c)$ и относительно слабые, протяженные, резко асимметричные крылья. При этом резонансные, положительные парциальные вклады $I_{M1}(\omega_c) + I_{M2}(\omega_c)$ и отрицательный интерференционный вклад $I_{M12}(\omega_c)$ сильно гасят друг друга и почти не влияют на полуширину Δ_A линии A_L . В-третьих, механизм формирования линии A_L зависит от значения параметра СЭВ $\tilde{\omega}_{LT}(\theta_c)/\Gamma_c$. 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 $\theta \geq 25^\circ$ преобладает роль СЭПМ $M1$ и $M2$. Суперпозиция этих двух мод с сильно асимметричными $I_{M1}(\omega)$, $I_{M2}(\omega)$ и симметричными $I_{12}(\omega)$ контурами формирует практически симметричный спектральный контур $I^0(\omega, \theta_c = 12^\circ)$ с максимумом на частоте ω_c (рис. 2, a), и количественно хорошо воспроизводится экспериментальный спектр для CdS (треугольники). Расхождения теории и эксперимента на дальних краях спектра не превышают 5–7%. В-четвертых, с увеличением критического значения угла выхода ($\theta_c = 24.5^\circ, 56^\circ$) монотонно увеличивается параметр СЭВ $\tilde{\omega}_{LT}/\Gamma_c \approx 0.18, 0.4$, и доминируют промежуточные смешанные поляритоны в формировании спектров люминесценции СЭПМ на фоне усиления аномальной дисперсии, что проявляется в существенном изменении максимальных значений интенсивностей $I_B(\omega, \theta_c)$ и слабой 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 $M1, M2$ и $M1', M2'$ 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 в настоящей работе результатов можно сделать следующий вывод. Рассчитанные ранее в работах [3,4,7] спектры люминесценции при заданном значении затухания $\hbar\Gamma$ позволяли следить за динамикой изменения спектров ЭПЛ с ростом θ при одновременном присутствии ПД ($\gamma_{\text{ПД}} = \Gamma_c(\theta)/\Gamma$) и СЭВ ($\gamma_{LT} = \tilde{\omega}_{LT}(\theta)/\Gamma$). А представленный в настоящей работе совместный анализ дисперсионных кривых и спектров люминесценции СЭПМ демонстрирует одновременное влияние затухания и СЭВ на формирование спектров когерентного излучения сильно затухающих смешанных волн при постоянном значении параметра $\gamma_{\text{ПД}} = 1.0$. Этот анализ условий формирования спектральной линии A_L позволяет утверждать, что процессы затухания экситонов влияют на её полуширину Δ_A сильнее, чем ПД.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.В. Селькину за предоставление экспериментальных результатов.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Ахмедиев Н.Н.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 4 (10). С. 1534.
- [2] *Lebedev M.V., Lysenko V.G.* // Sov. Phys. JETP. 1984. V. 59. N 6. P. 2193.
- [3] *Ивченко Е.Л., Селькин А.В., Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Юлдашев Н.Х.* // Опт. и спектр. 1989. Т. 67. № 4. С. 845.
- [4] *Абдукадыров А.Г., Сажин М.И., Селькин А.В., Юлдашев Н.Х.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. В. 2. С. 644.
- [5] *Masami Susaki, Kazuki Wakita, Nobuyuki Yamamoto.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 38. N 5A. P. 1.
- [6] *Akhmadaliev B.Zh., Polvonov B.Z., Yuldashev N.Kh.* // Opt. Spectrosc. 2014. V. 116. N 2. P. 244.
- [7] *Akhmadaliev B.Zh., Yuldashev N.Kh., Yulchiev I.I.* // Opt. Spectrosc. 2018. V. 125. N 3. P. 330.
- [8] *Юлдашев Н.Х.* Экситон-поляритонная люминесценция и перенос резонансного излучения в кристаллах. Фергана: Фергона, 2002. 214 с.