

ПРОЯВЛЕНИЕ АНТИРЕЗОНАНСА ФАНО В ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ ЭКСИТОНОВ В CdS

*М.И.Страшикова, А.В.Комаров, В.Я.Резниченко,
В.В.Черный, В.Г.Абрамишвили*

На основании спектральных и магнитооптических исследований впервые показано, что дублетная форма полос поглощения, наблюдающаяся при низких температурах на очень тонких монокристаллах CdS в области экситонов с главным квантовым числом $n = 2$, обусловлена антирезонансным взаимодействием S - и P -состояний, аналогичным эффекту Фано.

В работе ¹ в низкотемпературных спектрах поглощения очень тонких монокристаллов CdS впервые была обнаружена дублетная структура экситонных полос A и B для состояний $n = 2$. Физическая природа этой структуры до настоящего времени оставалась непонятной.

Дело в том, что практически одинаковая дублетная структура наблюдалась для трех полос поглощения: A -экситона в поляризации $E \perp C$ и B -экситона в обеих поляризациях. Правила отбора для этих полос разрешают переходы в S -состояния экситонов (как и в нижайшие состояния с главным квантовым числом $n = 1$). По классификации Эллиотта ² они являются прямыми разрешенными и по интенсивности на два порядка превосходят переходы в P -состояния, поэтому в случае аддитивного сложения их интенсивностей именно S -состояния должны быть ответственны за сложную форму соответствующих полос. Высказанное в ¹ предположение, что причиной эффекта являются линейные по K члены в зоне проводимости (петля экстремумов), не подтвердилось в дальнейшем.

Для выявления происхождения тонкой структуры были проведены дополнительные спектральные и магнитооптические исследования, результаты которых представлены в данной работе. Они позволили впервые интерпретировать сложную форму указанных полос на основе теории Фано ³.

На рис.1 кривой 1 показан спектр поглощения монокристалла CdS толщиной $\sim 0,8$ мкм в области A -экситона $n = 2$. Он был зарегистрирован в поляризации $E \perp C$ на спектрометре ДФС-12 со спектральной шириной щели $0,05 \text{ \AA}$ при $4,2 \text{ К}$. Геометрия эксперимента, изображенная на вставке к рис.1, такова, что $C \parallel z$, $q \parallel x$. Здесь E и q – электрический и волновой векторы световой волны, C – оптическая ось кристалла. Видно, что кривая 1 имеет такую же двугорбую форму, как описана в ¹. Правилами отбора в этой поляризации, кроме переходов в S -состояние, разрешены также переходы в P_z -состояние, которые, как уже отмечалось, должны быть на два порядка менее интенсивны ².

Кривой 2 на рис.1 обозначен спектр поглощения в поляризации $E \parallel C$, где разрешен переход только в P_{xy} -состояние экситона. Этот спектр измерен на более толстом образце (~ 2 мкм) и, как видно, описывает довольно узкую и мало интенсивную полосу поглощения. Это обстоятельство со своей стороны экспериментально подтверждает теоретическое утверждение ², что сила осциллятора переходов в P -состояния действительно намного меньше, чем в S -состояния. В еще более толстых (до десятков мкм) кристаллах в этой поляризации можно зафиксировать также запрещенный правилами отбора переход в P_z -состояние. При использовавшихся нами толщинах образцов соответствующая линия отсутствовала.

При сравнении приведенных спектров поглощения оказалось, что положение провала на кривой 1 всегда совпадает с максимумом кривой 2 во всех исследованных кристаллах. Такое совпадение является, по-видимому, не случайным. Наблюдаемое явление аналогично описанному в теории Фано ³, где рассматривается взаимодействие дискретных полос поглоще-

ния с непрерывным фоном. В случае их полного „антирезонанса“, т.е. возбуждения в противофазе, на месте дискретного уровня в непрерывном спектре должен наблюдаться провал. Поэтому у нас возникло предположение, что двугорбая форма кривой 1 обязана антирезонансному взаимодействию S и P экситонных состояний. Данная ситуация несколько сложнее, чем в ³, поскольку в качестве непрерывного фона здесь выступает широкая полоса поглощения S -состояния, а в качестве дискретного уровня — узкая полоса P -состояния.

Воздействие внешнего магнитного поля H на форму и энергетическое положение провала кривой 1 в рамках сделанного предположения должно быть обусловлено известным эффектом расщепления и сдвига P -состояний A -экситона при $H \neq 0$, который детально исследовался в работе ⁴ для поляризации света $E \parallel C$.

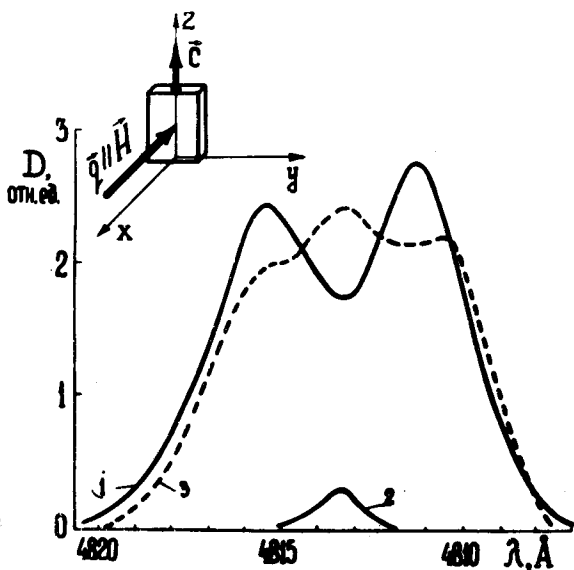


Рис.1

Рис.1. Спектры поглощения CdS в области A -экситона, $n=2$ при $H=0$ ($E \perp C$ — кривая 1, $E \parallel C$ — кривая 2) и при $H=31$ кЭ ($E \perp C$ — кривая 3)

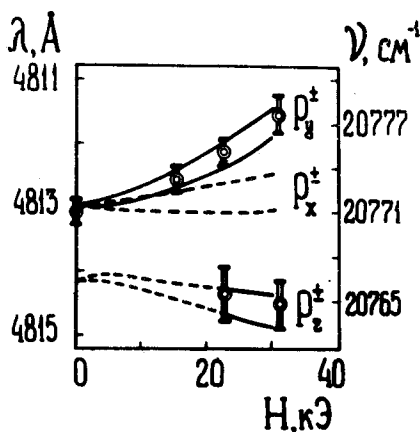


Рис.2

Рис.2. Влияние магнитного поля на спектральные положения антирезонансных провалов на кривой поглощения A -экситона, $n=2$, $E \perp C$ (точки) и расщепленных P -компонент экситона при $E \parallel C$ по работе ⁴ (линии)

Кривой 3 на рис.1 обозначен спектр поглощения, зарегистрированный в магнитном поле $H_x = 31$ кЭ, $H_y = H_z = 0$ при $E \perp C$, $q \parallel H$. Два провала, четко наблюдаемые на кривой 3, оказались в тех местах спектра, где должны находиться согласно ⁴ расщепленные указанным магнитным полем P_y и P_z состояния A -экситона с $n=2$. По записям спектров поглощения при различных значениях поля от нуля до 31 кЭ было установлено, что с ростом поля основной провал сдвигается в коротковолновую область спектра. Провал, расположенный на длинноволновом крыле кривой 3, появляется при $H > 20$ кЭ, его амплитуда увеличивается по мере роста поля от ~ 20 до 30 кЭ.

Результаты измерения магнитополевых зависимостей сдвига минимумов указанных на кривой 3 провалов представлены точками на рис.2. Сплошными и пунктирными линиями обозначены зависимости от поля спектрального положения P_y , P_z и P_x экситонных состояний, полученные в ⁴. На рис. 2 видно, что основной провал ведет себя так же, как P_y компонента. Дополнительный провал появляется, когда P_z компонента усиливается в поляризации $E \parallel C$ за счет смешивания полем с P_y компонентой ⁴. Провал, соответствующий

ций P_x состоянию отсутствует. Это связано, вероятно, с тем, что в геометрии нашего эксперимента ($q \parallel x$) электрический вектор световой волны не возбуждает этого состояния.

Таким образом, полученные экспериментальные данные убедительно свидетельствуют о том, что положения обоих провалов в полосе поглощения при $E \parallel C$ коррелируют с положениями расщепленных P -состояний A -экситона при $E \parallel C$ и подтверждают наше предположение об их антирезонансной природе. На этом основании мы считаем, что дублетную форму полосы поглощения A -экситона в состоянии $n=2$ можно интерпретировать как проявление антирезонанса Фано, обусловленного взаимодействием S - и P -состояний экситона.

Этот эффект, судя по имеющимся экспериментальным спектрам, является общим для всех полос поглощения, соответствующих возбужденным состояниям с $n=2$.

Нетривиальным результатом, с точки зрения теории Фано, является факт, что взаимодействуют состояния, разрешенные в ортогональных поляризациях $E \perp C$ и $E \parallel C$. По-видимому, его можно объяснить, если предположить, что возмущением, которое приводит к взаимодействию этих состояний, является волновой вектор движущегося экситона ⁴.

Авторы выражают благодарность М.Я.Валаху за полезные замечания и обсуждение работы.

Литература

1. Бродин М.С., Страшикова М.И. Труды IX Международной конференции по физике полупроводников. М.: Наука, 1969, 1, 489.
2. Elliott R.J. Phys. Rev., 1957, 108, 1384.
3. Fano U. Phys. Rev., 1961, 124, 1866.
4. Hopfield J.J., Thomas D.G. Phys. Rev., 1961, 122, 35.