

УДК 548.0 : 535.36

© 1990

## РЕЗОНАНСНОЕ УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ CdS В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ А- И В-ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ

*В. А. Кособукин, М. И. Сажин, А. В. Селькин*

Исследованы низкотемпературные (2 К) спектры диффузного отражения (СДО) света кристаллами CdS в области экситонных резонансов  $A_{n-1}$  и  $B_{n-1}$ . Спектры имеют остро резонансный характер и по своей форме существенно отличаются от спектров зеркального отражения. В области В-резонанса в СДО обнаружена структура, обусловленная линейными по волновому вектору членами в энергетическом спектре экситона. Установлено, что индикатрисы рассеяния, измеренные в резонансной и нерезонансной областях спектра, могут заметно различаться. Такое различие определяется разницей в корреляционных длинах шероховатостей внешней и внутренней границ приповерхностного безэкситонного «мертвого» слоя. Дана детальная количественная статистическая характеристика поверхности исследованного образца. Анализ экспериментальных данных выполнен в рамках теории рассеяния света первого порядка по высоте шероховатостей с учетом эффектов пространственной дисперсии.

Одной из причин возникновения диффузной компоненты отраженного от кристалла света является шероховатость поверхности [1]. Вклад шероховатостей в диффузно рассеянный свет может существенно превосходить упругое объемное рассеяние в спектральной области сильного поглощения света. Такая ситуация реализуется в резонансной области частот, в частности в области экситонных состояний полупроводников. При этом резонансные условия взаимодействия света с кристаллом приводят к заметному увеличению сечения упругого рассеяния в узкой спектральной области, что дает возможность надежно проводить детальные исследования шероховатостей со среднеквадратичной высотой на уровне одной-двух постоянных решеток [2-4].

Результаты ранее выполненных исследований по зеркальному [5-7] и диффузному [2-4] отражению света от кристаллов CdS убедительно доказывают существование вблизи поверхности кристалла безэкситонного «мертвого» слоя (МС), который с хорошей точностью может быть аппроксимирован однородной диэлектрической пленкой толщиной порядка 2-3 экситонных радиусов, где вклад в экситонную поляризацию отсутствует. Учет шероховатостей как внешней, так и внутренней поверхностей МС имеет принципиальное значение для описания наблюдаемых спектральных зависимостей сечения рассеяния света  $\sigma(\omega)$  [3, 4].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований спектров резонансного упругого рассеяния (диффузного отражения) света кристаллами CdS (2 К) в спектральном интервале, включающем А- и В-экситонные резонансы. В рамках теории, учитывающей новые статистические особенности структуры приповерхностного слоя кристалла, выполнен количественный анализ представленных экспериментальных данных.

# 1. Экспериментальные результаты

Исследованные образцы CdS представляли собой монокристаллические пластинки высокого оптического и структурного совершенства с зеркально гладкими гранями роста. Образцы погружались в криостат с откачиваемым жидким гелием. Регистрация спектров осуществлялась на установке, собранной на базе спектрометра ДФС-24 (детали экспериментальной методики описаны ранее [2-4]).

Спектры записывались от грани кристалла, параллельной его оптической оси  $C$  в направлении распространения света  $K \perp C$  в поляризации  $E \perp C$  ( $p$ -компонента) и  $E \parallel C$  ( $s$ -компонента). В соответствии с методи-

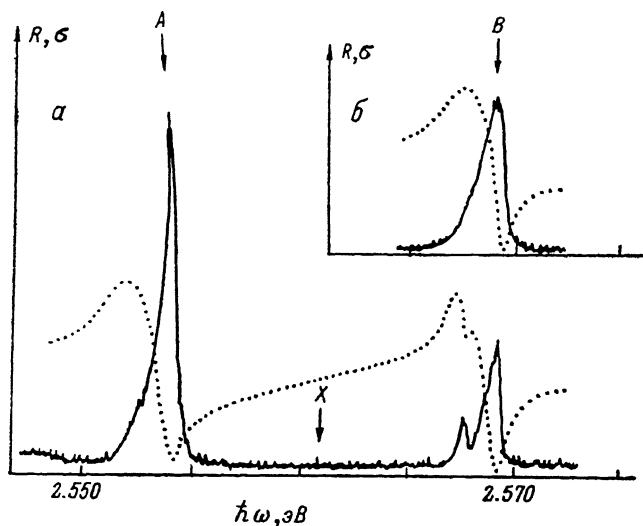


Рис. 1.

кой [2-4] исследовалась также зависимость интенсивности рассеянного света от угла падения  $\varphi$  возбуждающего луча. Эта зависимость (индикатриса рассеяния) измерялась путем вращения кристалла вокруг оси  $C$  так, что угол  $2\varphi_0$  между направлением падающего луча и направлением наблюдения «кристалл—входная щель спектрометра» оставался фиксированным ( $2\varphi_0 = 18^\circ$ ). Угол  $\varphi_0$  становится равным углу падения в том случае, когда на входную щель спектрометра попадает зеркально отраженный луч. Угловая апертура падающего и регистрируемого рассеянного света выбиралась по возможности минимальной, не превышая  $2^\circ$ .

На рис. 1 проводится сопоставление экспериментальных спектров зеркального  $R$  (пунктирные кривые) и диффузного  $\sigma$  (фотоэлектрические записи) отражения света кристаллом CdS (2 K) в области экситонных резонансов  $A_{n=1}$  и  $B_{n=1}$  для поляризации света  $E \perp C$  (а) и  $E \parallel C$  (б). Спектры  $\sigma$  и  $R$  приведены в разных относительных единицах. Спектры диффузного отражения (СДО) соответствуют углу падения  $\varphi = 14^\circ$ , спектры зеркального отражения (СЗО) записаны при угле падения  $\varphi = \varphi_0 = 9^\circ$ . В поляризации света  $E \perp C$  структура СДО проявляется в области как  $A$ -, так и  $B$ -экситонных состояний там, где наблюдается резонансная структура СЗО. Спектральные особенности СДО и СЗО отсутствуют в  $A$ -резонансе, когда  $E \parallel C$ , но проявляются в  $B$ -резонансе. Поэтому при  $E \parallel C$  представляет интерес только спектральный интервал, включающий резонансную частоту  $B$ -экситона (рис. 1, б).

СЗО имеют стандартный вид, они с хорошей точностью воспроизводятся в теоретическом расчете с учетом МС для обоих резонансов и с учетом линейных по волновому вектору  $K$  членов в энергетическом спектре  $B$ -экситона [5, 8]. Структура, связанная с линейными по  $K$  членами, проявляется в поляризации света  $E \perp C$  как дополнительный, относительно узкий

дисперсионный контур отражения, обусловленный «возгарашем» (за счет линейных по  $K$  членов) дипольно запрещенного состояния  $\Gamma_2$ . Этот узкий дисперсионный контур расположен на фоне более широкого контура отражения, обусловленного оптическим возбуждением дипольно активного состояния  $\Gamma_3$ . В поляризации  $E \parallel C$  контур отражения формируется в результате дипольно разрешенного оптического перехода в состояние симметрии  $\Gamma_1$  (состояние  $\Gamma_2$  в этой поляризации не взаимодействует со светом).

Как отмечалось в предыдущих работах [3, 4], наблюдаемые СДО могут заметно различаться по форме даже при совпадающих СЗО. Этот факт имеет существенное значение для того, чтобы рассматривать шероховатость поверхности как слабое возмущение при решении задачи о диффузном отражении света. Форма СДО определяется степенью взаимной корреляции шероховатостей внешней и внутренней границ МС. С повышением степени корреляции между этими границами в СДО в области  $A$ -резонанса появляется дополнительный длинноволновый максимум, а интенсивность рассеяния падает. При полной корреляции для направлений рассеяния, близких к направлению зеркального отражения, СДО практически совпадает по форме с СЗО. Форма резонансной  $A$ -линии в СДО на рис. 1, а в соответствии с данными [4] должна отвечать относительно слабой корреляции профилей шероховатых поверхностей МС.

В области  $B$ -резонанса интенсивность рассеяния, как правило, в несколько раз меньше, чем в области  $A$ -резонанса. Это видно из рис. 1 и соответствует заметно большему значению параметра затухания  $\Gamma^{(B)}$  для  $B$ -экситона по сравнению со значением  $\Gamma^{(A)}$  для  $A$ -экситона ( $\Gamma^{(A)} = 0.075$  [6],  $\Gamma^{(B)} = 0.185$ ,  $\Gamma^{(B)} = 0.2$  мэВ [8]). Что касается дублетной структуры СДО в области  $B$ -резонанса в поляризации  $E \perp C$ , то ее длинноволновый максимум локализован в области дополнительной особенности контура СЗО и должен быть связан с резонансным вкладом в рассеяние состояния  $\Gamma_2$ , т. е. с линейными по  $K$  членами в энергетическом спектре  $B$ -экситона. Состояние  $\Gamma_3$  формирует коротковолновый максимум СДО, который, как и в случае  $A$ -экситона, расположен в области основного минимума СЗО. В поляризации света  $E \parallel C$  (рис. 1, б) СДО характеризуется одним максимумом, расположенным в области основного минимума соответствующего ему СЗО.

Возникновение максимумов СДО в областях с минимальным значением коэффициента зеркального отражения в основном связано с резонансным увеличением показателя преломления поляритонной моды нижней ветви. С коротковолновой стороны от минимума СЗО эффективность возбуждения такой моды резко падает за счет включения в перенос энергии поляритонов верхней ветви [9] со значительно меньшими значениями показателя преломления, что приводит к формированию резкого спада на коротковолновом крыле СДО вблизи частоты  $\omega_L$  продольного экситона. Правда, здесь следует отметить, что при высокой степени корреляции между шероховатыми поверхностями МС происходит подавление этого эффекта вследствие интерференции рассеянных от разных поверхностей волн. Рассматриваемые нами СДО относятся к случаю слабой взаимной корреляции, когда интерференция таких волн не очень существенна.

Качественные особенности СДО в области  $B$ -экситонного состояния вполне объяснимы с точки зрения подхода, развитого в [4]. Теоретический расчет СДО для спектральной области этого экситонного состояния значительно сложнее проведенного ранее расчета для состояния  $A$ , где в граничных условиях на внутренней поверхности МС фигурировали только три моды (две поперечные и одна продольная). В случае  $B$ -экситона необходимо рассматривать шесть мод (из них три моды смешанного типа и три поперечные) с обобщенной формулировкой дополнительных граничных условий, использованной в работе [8] при анализе СЗО.

Интенсивность рассеянного света от кристаллов, характеризующихся спектрами типа  $A$  на рис. 1, приблизительно одного и того же порядка и соответствует среднеквадратичной высоте шероховатостей  $h \sim 5 \div 10 \text{ \AA}$ . Вместе с тем, как показали измерения на многих образцах, индикатрисы

рассеяния могут заметно отличаться для разных образцов, соответствующих разным значениям корреляционной длины шероховатостей  $L \sim 0.1 \div 1.0$  мкм. При этом было замечено, что индикатрисса рассеяния в ряде случаев обладает заметной спектральной чувствительностью, что, казалось бы, следует трактовать как проявление частотной зависимости корреляционной длины.

На рис. 2 (точки) изображены измеренные сечения рассеяния  $\sigma(\varphi, \omega)$  в зависимости от угла падения  $\varphi$  при двух разных значениях частоты света:  $\omega = \omega_A$  и  $\omega = \omega_X$  (точки  $A$  и  $X$  обозначены стрелками на рис. 1); геометрия рассеяния иллюстрируется на вставке к рис. 2, где  $\varphi + \varphi' = 2\varphi_0$ . Зависимости  $\sigma$  от  $\varphi$  представлены в разных относительных единицах для разных

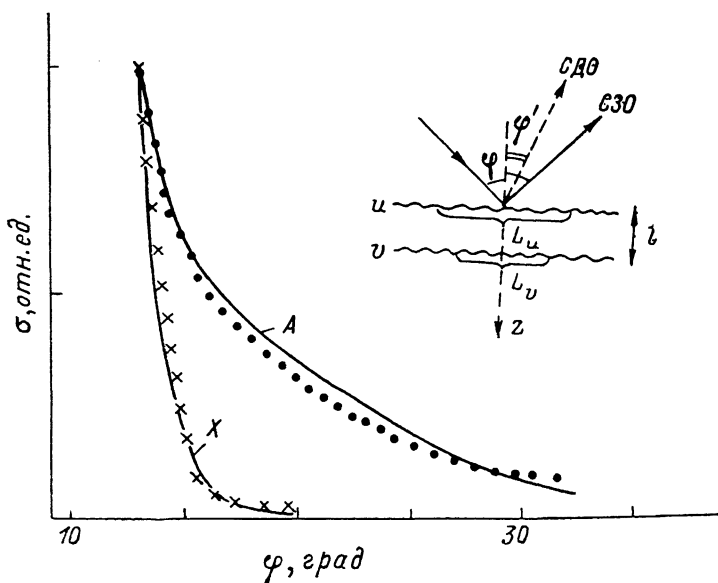


Рис. 2. Зависимость сечения рассеяния света  $\sigma$  от угла падения  $\varphi$  для кристалла CdS в резонансной ( $A$ ) и нерезонансной ( $X$ ) областях спектра.

Точки — эксперимент, сплошные кривые — теория.

кривых (реальное соотношение значений  $\sigma$  в точках спектра  $A$  и  $X$  при  $\varphi = 14^\circ$  демонстрирует рис. 1,  $a$ ). Обращает на себя внимание существенное различие между экспериментальными кривыми  $\sigma(\varphi, \omega_A)$  и  $\sigma(\varphi, \omega_X)$ , которое говорит о том, что значение  $L$  на частоте  $\omega_X$  должно заметно превосходить значение  $L$  на частоте  $\omega_A$ .

## 2. Теория и количественный анализ

Теория резонансного упругого рассеяния света с возбуждением экситонов на шероховатой поверхности кристалла представлена в работе [4]. Количественный расчет СДО, выполненный в первом порядке теории возмущений по отношению высоты шероховатости к длине волны нормальной моды, хорошо воспроизводит основные экспериментальные данные. Однако зависимости  $\sigma$  от  $\varphi$  (рис. 2) на разных частотах не могут быть описаны с использованием только одного параметра корреляционной длины  $L$ .

Формальный учет спектральной зависимости корреляционной длины противоречит ее смыслу: она определяется чисто геометрическими факторами, которые не могут зависеть от частоты света. Трудности интерпретации экспериментальных данных рис. 2 снимаются, если учесть, что в формировании СДО участвуют две шероховатые поверхности МС, у которых различаются между собой их корреляционные длины (в работе [4] такое различие не учитывалось).

Эти шероховатые поверхности МС ( $u$  — наружная поверхность,  $v$  — внутренняя) с корреляционными длинами  $L_u$  и  $L_v$  ( $L_u > L_v$ ) схематически показаны на вставке к рис. 2. Для статистического описания такой структуры необходимо ввести в рассмотрение обобщенную корреляционную матрицу-функцию  $\langle \zeta_\alpha(\rho) \zeta_\beta^*(\rho') \rangle$ , где случайные функции  $\zeta_\alpha(\rho)$  и  $\zeta_\beta(\rho)$  описывают профили шероховатых поверхностей  $\alpha = u, v$  и  $\beta = u, v$  при  $\rho, \rho' \perp \mathbf{e}_z$  ( $\mathbf{e}_z$  — нормаль к плоской (в среднем) поверхности). Угловые скобки означают статистическое усреднение по ансамблям реализации этих функций, при этом  $\langle \zeta_\alpha(\rho) \rangle = \langle \zeta_\beta(\rho) \rangle = 0$ . Принимая гауссовскую форму компонент корреляционной матрицы-функции, последнюю можно представить в виде

$$\langle \zeta_\alpha(\rho) \zeta_\beta^*(\rho') \rangle = h_\alpha h_\beta \mathcal{K}_{\alpha\beta} \exp(-|\rho - \rho'|^2 / L_{\alpha\beta}), \quad (1)$$

где  $h_\alpha^2 = \langle \zeta_\alpha^2(\rho) \rangle$  — средний квадрат отклонения поверхности  $\alpha$  от плоскости;  $L_\alpha = L_{\alpha\alpha}$  — поперечная корреляционная длина;  $L_{\alpha\beta} = L_{\beta\alpha}$  (при  $\alpha \neq \beta$ ) — взаимная корреляционная длина поверхностей  $\alpha$  и  $\beta$ ;  $\mathcal{K}_{\alpha\beta} = \langle \zeta_\alpha(0) \zeta_\beta^*(0) \rangle / (h_\alpha h_\beta)$  — коэффициенты корреляции, удовлетворяющие условиям  $\mathcal{K}_{uu} = \mathcal{K}_{vv} = 1$  и  $-1 \leq \mathcal{K}_{uv} = \mathcal{K}_{vu} \leq 1$ .

Путем стандартных преобразований [10] из (1) может быть получено выражение для матрицы пространственной спектральной плотности

$$g_{\alpha\beta} = (1/4\pi) h_\alpha h_\beta \mathcal{K}_{\alpha\beta} L_{\alpha\beta}^2 \exp(-1/4 |G|^2 L_{\alpha\beta}^2), \quad (2)$$

где  $G$  — вектор переброса, определяемый разностью касательных составляющих волновых векторов падающего и рассеянного фотонов. Для рассматриваемой нами геометрии рассеяния (падающий и рассеянный лучи лежат в одной плоскости и поляризованы в  $p$ -компоненте)  $|G| = k_0 |\sin \phi - \sin(2\varphi_0 - \phi)|$  и зависимость дифференциального сечения рассеяния  $\sigma$  от угла падения, определяемая корреляционными длинами  $L_{\alpha\beta}$ , имеет вид

$$\sigma = k_0^2 [|A_u|^2 g_{uu} + |A_v|^2 g_{vv} + 2g_{uv}] \operatorname{Re}(A_u A_v^*), \quad (3)$$

где  $k_0 = \omega/C$  ( $C$  — скорость света);  $A_u, A_v$  — безразмерные комплексные функции частоты  $\omega$  и угла падения  $\varphi$ , которые при реально встречающихся значениях корреляционных длин не очень заметно зависят от  $\varphi$  по сравнению с зависимостями  $g_{\alpha\beta}(\varphi)$ . Выражение (3) заведомо положительно при произвольных функциях  $A_u$  и  $A_v$ , если  $g_{uv} \leq \sqrt{g_{uu}g_{vv}}$ , что соблюдается для любых  $G$  при выполнении неравенств

$$|\mathcal{K}_{uv}| \leq L_u L_v / L_{uv}^2 \leq 2L_u L_v / (L_u^2 + L_v^2) \leq 1. \quad (4)$$

Ограничения (4), накладываемые на коэффициент взаимной корреляции  $\mathcal{K}_{uv}$ , показывают, что при  $L_u \neq L_v$  полная 100%-ная корреляция между шероховатыми поверхностями МС невозможна.

На рис. 3 представлены спектральные зависимости функций  $F = |A_u|^2$  (сплошная кривая),  $F = |A_v|^2$  (пунктир) и  $F = 2\operatorname{Re}(A_u A_v^*)$  (штриховая кривая), позволяющие судить об относительном вкладе слагаемых, входящих в выражение (3). Эти зависимости построены для характерных параметров экситонного резонанса  $A_{n=1}$  в CdS (2 K) при  $\varphi = 14^\circ$  и  $\varphi_0 = 9^\circ$ . Они демонстрируют остро резонансное поведение всех трех функций, при этом  $\operatorname{Re}(A_u A_v^*) < 0$ . Линейная комбинация этих функций с коэффициентами  $g_{\alpha\beta} > 0$  определяет сложную спектральную зависимость сечения рассеяния  $\sigma$ . Когда коэффициент взаимной корреляции  $\mathcal{K}_{uv}$  мал, вкладом третьего (корреляционного) слагаемого в выражении (3) можно пренебречь. Тогда спектр рассеяния определяется в основном слагаемыми, содержащими функции  $|A_u|^2$  и  $|A_v|^2$ , сложение которых с весовыми множителями  $g_{uu}$  и  $g_{vv}$ , как видно из рис. 3, может давать результирующий спектр только с одним максимумом. При высокой степени корреляции ( $\mathcal{K}_{uv} \sim 1$  в  $g_{uv}$ ) поверхностей МС корреляционное слагаемое в (3), имеющее отрицательный знак, частично компенсирует первые два слагаемых, что приводит

к более сложной форме СДО, в частности к появлению двугорбой структуры спектра [4].

Если значения корреляционных длин различаются (в формуле (4)  $L_u \neq L_v$ ,  $L_{uv}^2 \geq 1/2(L_u^2 + L_v^2)$ ), то относительный вклад отдельных слагаемых в (3) зависит от угла падения  $\varphi$ , что может проявляться как изменение формы СДО в зависимости от  $\varphi$ . При этом на разных частотах индикатрисса рассеяния будет иметь разный вид (рис. 2). В соответствии с физическим смыслом рассматриваемой ситуации значение корреляционной длины

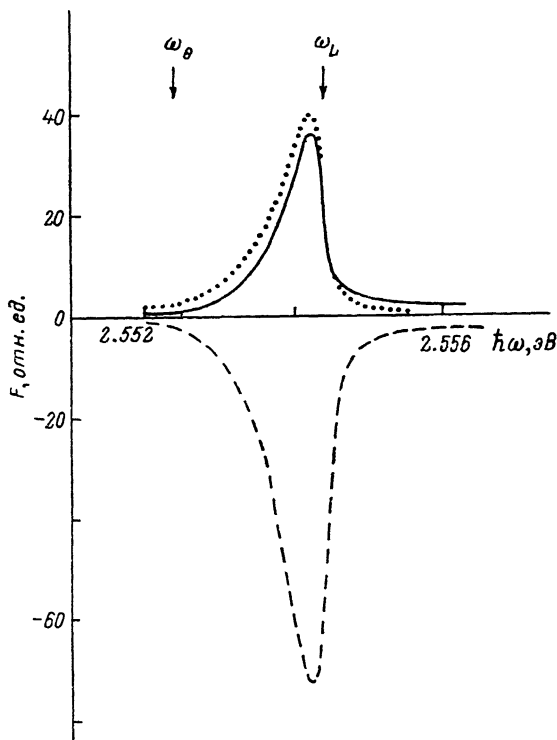


Рис. 3.

внутренней поверхности МС не может превосходить значение  $L_u$  на внешней поверхности. Это связано с тем, что внутренняя поверхность МС формируется приповерхностным экситонным потенциалом, который в основном должен «отслеживать» профиль наружной шероховатой поверхности, обеспечивая взаимную корреляцию поверхностей  $u$  и  $v$ . Однако наличие примесей или дефектов в приповерхностной области кристалла должно сбивать эту корреляцию, приводя, в частности, к уменьшению длины  $L_v$  по отношению к  $L_u$ . Как видно из сравнения функций  $|A_u|^2$  и  $|A_v|^2$  на рис. 3, в резонансной области частот вклад в сечение рассеяния от внутренней ( $v$ ) поверхности МС может быть сравнимым с вкладом от внешней ( $u$ ) поверхности. Однако с удалением от резонансной области относительный вклад  $v$ -поверхности быстро уменьшается в связи с уменьшением вероятности возбуждения экситона, т. е. внутренняя поверхность МС (граница экситонной поляризации кристалла) фактически исчезает. При этом внешняя поверхность МС как геометрическая поверхность кристалла, конечно, остается, хотя интенсивность рассеяния на ней заметно уменьшается. Таким образом, вдали от резонанса индикатрисса рассеяния определяется только корреляционной длиной  $L_u$ , чему соответствует спектральная точка  $X$  на рис. 1 и  $X$ -кривая на рис. 2. Следовательно, корреляционная длина  $L_u$  может быть найдена независимо из измерений индикатриссы рассеяния в нерезонансной области частот.

В области резонанса индикатриссу рассеяния (3) формируют, вообще говоря, все три слагаемых. Однако при  $L_u \neq L_v$  относительный вклад этих слагаемых может существенно зависеть также от угла падения  $\varphi$  из-за экспоненциальной зависимости от  $\varphi$  спектральных плотностей  $g_{\alpha\beta}$  из (2). Если при малых значениях  $|\varphi - \varphi_0|$  вклады этих слагаемых могут быть сравнимыми, то по мере отклонения  $\varphi$  от  $\varphi_0$  «выживает» слагаемое с меньшим значением  $L_{\alpha\beta}$ , т. е. слагаемое, содержащее корреляционную длину  $L_v$ . Именно такой случай соответствует представленной на рис. 2 экспериментальной кривой  $A$ , которая практически определяется только значением  $L_v$ .

Конкретный вид комплексных функций  $A_u$  и  $A_v$  зависит от параметров объемного резонанса и приповерхностного МС, включая параметры граничных условий. Варьирование значений этих параметров приводит к существенному изменению теоретических СДО, которое проявляется как в форме спектров, так и положении спектральных особенностей. Так, рис. 4 демонстрирует влияние толщины  $l$  приповерхностного МС на спектральное положение, полуширину и интенсивность максимума СДО. Видно, что увеличение  $l$  ( $l$ , Å: 1 — 180, 2 — 250, 3 — 70) приводит к заметному смещению максимума спектра рассеяния в длинноволновую сторону от частоты  $\omega_L$ . При этом только теоретическая кривая для  $l=70$  Å хорошо соответствует экспериментальному СДО (точки) в области  $A$ -ре-

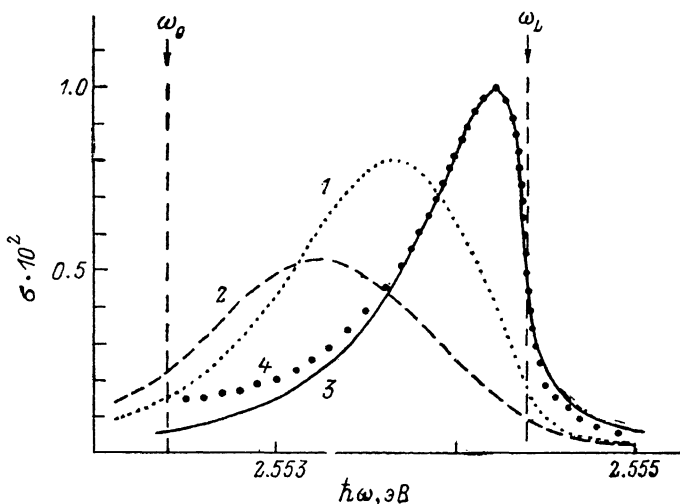


Рис. 4.

зонанса при  $\varphi=14^\circ$  и  $\varphi'=4^\circ$  для исследованного образца (см. также спектры на рис. 1). Именно при указанном значении  $l$  для того же образца достигается наилучшее совпадение экспериментальных и теоретических СДО.

Значения остальных использованных в расчете параметров  $A$ -экситонного резонанса в CdS совпадают с полученными ранее из анализа СДО [5, 6] (они хорошо согласуются также с результатами по резонансному рассеянию света Мандельштама—Бриллюэна [11]). Что касается данных настоящей работы по резонансному упругому рассеянию света, то сопоставление экспериментальных и рассчитанных СДО (рис. 4) и индикатрисс рассеяния (рис. 3) позволяет получить, кроме того, статистические характеристики МС. Для исследованного нами конкретного образца  $\mathcal{K}_{uv}=0$ ,  $h_u=4$  Å,  $h_v=10$  Å,  $L_u=1.3$  мкм,  $L_v=0.3$  мкм.

Подчеркнем, что возможность отдельного определения параметров  $h_u$  и  $h_v$  из СДО связана с чувствительностью формы кривых  $\sigma(\varphi)$  и  $\sigma(\omega)$  к отношению  $h_u/h_v$ , которое влияет на относительный вклад в сечение рассеяния  $\sigma$  внешней и внутренней поверхностей МС. Абсолютное измерение  $\sigma$  позволяет получить конкретные числа для  $h_u$  и  $h_v$ . Тот факт, что  $L_u > L_v$  и  $h_u < h_v$ , говорит о наличии дефектов или примесей в МС исследованного образца, которые в значительной степени нарушают корреляцию между его поверхностями. Последнее хорошо согласуется с полученным значением коэффициента взаимной корреляции  $\mathcal{K}_{uv}=0$ .

В настоящей работе мы не проводим количественный анализ СДО и индикатриссы рассеяния для  $B$ -резонанса из-за громоздкости вычислений. Заметим только, что в качественном отношении картина упругого рассея-

ния света в области  $B$ -экситонного состояния характеризуется теми же основными факторами, что и в области  $A$ -состояния.

В настоящей работе представлены результаты изучения СДО кристаллов сульфида кадмия в области частот, включающей  $A$ - и  $B$ -экситонные резонансы. Анализ экспериментальных данных выполнен в рамках теории рассеяния света первого порядка по высоте шероховатостей поверхности кристалла с учетом эффектов пространственной дисперсии. Принципиальным моментом работы является использование концепции приповерхностного безэкситонного МС со статистически шероховатыми внешней (поверхность кристалла) и внутренней (оптическая граница экситонной поляризации кристалла) поверхностями.

Параметры теории однозначным образом связаны с измеряемыми характеристиками кристаллических образцов. Высоты шероховатостей определяются по интенсивности СДО в резонансной и нерезонансной областях спектра, корреляционные длины — по ширине индикатрисс рассеяния в этих областях, а коэффициент взаимной корреляции поверхностей МС — по форме СДО. Объемные параметры экситонного резонанса и параметры граничных условий фиксируются экспериментальными данными по СДО.

Возможность непротиворечивого количественного описания как СДО, так и СЗО в рамках предложенного нами единого подхода служит важным доказательством в пользу развиваемой в нашем подходе концепции МС. На основании приведенных результатов можно сделать вывод, что экситонная спектроскопия диффузного отражения света представляет собой весьма эффективный метод детальной статистической характеристики поверхности полупроводникового кристалла.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Maradudin A. A., Millis D. L. // *Phys Rev.* В. 1975. V. 11. N 4. P. 1392—1415.
- [2] Кособукин В. А., Селькин А. В. // *Письма в ЖЭТФ.* 1986. Т. 44. № 8. С. 377—380.
- [3] Диас Дельгадо Р., Кособукин В. А., Селькин А. В. // *Опт. и спектр.* 1987. Т. 63. № 1. С. 6—8.
- [4] Kosobukin V. A., Sel'kin A. V. // *Sol. St. Comm.* 1988. V. 66. N 3. P. 313—318.
- [5] Певцов А. Б., Селькин А. В. // *Эллипсометрия: теория, методы, приложения* / Под ред. А. В. Ржанова и Л. А. Ильина. Новосибирск: Наука, 1987. С. 156—158.
- [6] Певцов А. Б., Селькин А. В. // *ЖЭТФ.* 1982. Т. 83. № 2 (8). С. 516—531.
- [7] Певцов А. Б., Пермогоров С. А., Селькин А. В. // *Письма в ЖЭТФ.* 1984. Т. 39. № 6. С. 261—263.
- [8] Ивченко Е. Л., Селькин А. В. // *ЖЭТФ.* 1979. Т. 76. № 5. С. 1837—1855.
- [9] Sel'kin A. // *Phys. St. Sol. (b).* 1977. V. 83. P. 47—53.
- [10] Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. *Введение в статистическую радиофизику.* Т. 2. М.: Наука, 1978. 463 с.
- [11] Wicksted J., Matsushita M., Cummins H. Z., Shigenary T., Lu X. Z. // *Phys. Rev.* В. 1984. V. 29. N 6. P. 3350—3361.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
6 сентября 1989 г.