

РЕЗОНАНСНОЕ УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ФЛУКТУАЦИЯХ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ЭКСИТОННОГО ПОТЕНЦИАЛА

В.А.Кособукин, А.В.Селькин

Измерены сечение и индикатрисса резонансного упругого рассеяния света кристаллами CdS ($T = 2$ К) в области экситонного состояния $A_{n=1}$. Рассеяние обусловлено флуктуациями экситонного потенциального барьера, который может быть аппроксимирован безэкситонным ("мертвым") слоем со среднеквадратичной высотой шероховатости внутренней поверхности $h = 5$ Å и корреляционной длиной $l = 0,5$ мкм.

В работе ¹ было впервые обращено внимание на эффект резонансного упругого рассеяния света в спектральной области экситонного состояния. Для объяснения эффекта был пред-

ложен механизм релеевского рассеяния поляритонов на дефектах или примесях внутри кристалла. В настоящей работе получены новые экспериментальные данные по упругому рассеянию света в области экситонного состояния $A_{n=1}$ кристаллов CdS, которые не удается удовлетворительным образом описать в рамках предложенной ранее модели.

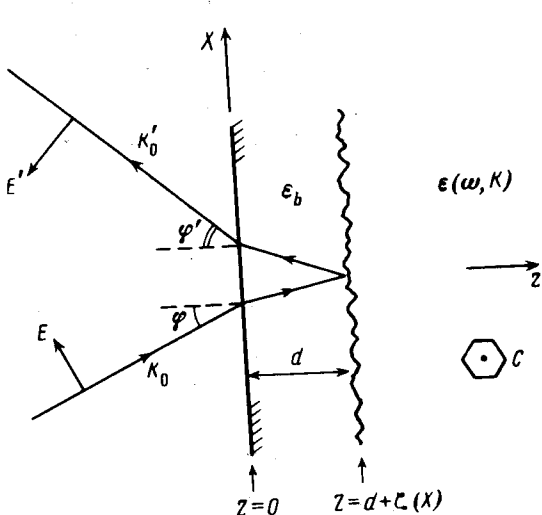


Рис. 1. Геометрия рассеяния света: случайная функция $\zeta(X)$ описывает профиль рассеивающей шероховатой поверхности "мертвого" слоя, d — средняя толщина слоя

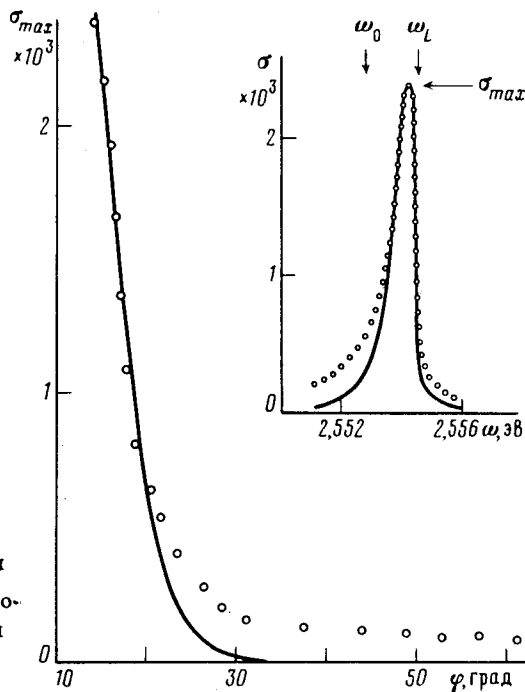


Рис. 2. Зависимость максимального значения σ_{max} сечения упругого рассеяния света кристаллом CdS ($T = 2$ К) в области экситонного резонанса $A_{n=1}$ от угла падения φ при $\varphi + \varphi' = 18^\circ$ (φ' — угол рассеяния); на вставке — спектр рассеяния при $\varphi = 14^\circ$, $\varphi' = 4^\circ$. Точки — эксперимент, сплошные кривые — теория.

На рис. 1 схематически изображена геометрия эксперимента, в которой исследовалось резонансное упругое рассеяние света. Плоскость рассеяния XZ , перпендикулярная оптической (гексагональной) оси C кристалла, содержала в себе векторы E и E' поляризации падающего и рассеянного света. Углы падения и рассеяния, φ и φ' , изменялись при повороте кристалла вокруг оси C так, что угол $\varphi + \varphi' = 18^\circ$ оставался фиксированным. Такая геометрия опыта соответствует резонансным условиям рассеяния света, поскольку оптический переход в экситонное состояние $A_{n=1}$ в CdS разрешен только в поляризации света $E \perp C$. Методические детали эксперимента описаны ранее ^{1,2}.

В эксперименте измерялось безразмерное сечение рассеяния $\sigma(\varphi', \varphi)$, определяемое как отношение интенсивности света, рассеянного под углом φ' , к плотности потока энергии возбуждающего света, падающего под углом φ (рис. 1). Измерения σ проводились путем сравнения интенсивностей диффузной и зеркально отраженной компонент рассеянного света. Спектральное поведение величины $\sigma(4^\circ, 14^\circ)$ представлено на вставке к рис. 2 экспериментальными точками (поперечная и продольная частоты ω_0 и ω_L определялись из анализа спектров отражения ³). Спектр рассеяния имеет заметно асимметричную форму с максимумом, расположенным вблизи частоты ω_L . По мере увеличения угла φ (уменьшения φ') максимальное значение сечения σ_{max} резко падает, что демонстрирует рис. 2, где изображена зависимость $\sigma_{max}(\varphi', \varphi)$ от угла падения φ (точки — эксперимент).

Значение $\sigma_{max}(4^\circ, 14^\circ) = 2,4 \cdot 10^{-3}$ (рис. 2) можно получить в модели ¹ однократного релеевского рассеяния поляритона на короткодействующем потенциале примеси или дефек-

га, если параметр затухания Γ' экситона, связанный с таким рассеянием, положить равным $\Gamma' \approx 10 \cdot \Gamma$, где Γ — полная константа затухания экситона. Однако по своему смыслу $\Gamma' \ll \Gamma$, более того $\Gamma' \ll \Gamma$ для однократного рассеяния (на что указывает слабая деполяризация света при рассеянии²). Чтобы объяснить в той же модели угловую зависимость сечения (σ_{max} уменьшается на порядок при изменении угла падения φ от 14° до 28°), требуется допустить аномально сильную анизотропию рассеяния. С учетом большого значения показателя преломления ($n \approx 15$) на частоте максимума рассеяния эффект следует приписать практически абсолютно анизотропным центрам, существование которых представляется маловероятным.

Указанные трудности снимаются, если связать наблюдаемые эффекты с релеевским рассеянием на флуктуациях приповерхностного экситонного потенциала. Модель, использованную в расчете, поясняет рис. 1. Внешняя световая волна падает на плоскую наружную поверхность кристалла $Z = 0$ и диффузно рассеивается на шероховатой внутренней поверхности $Z = d + \zeta(X)$ безэкситонного "мертвого" слоя МС³, где d — средняя толщина МС, $\zeta(X)$ — случайная функция, описывающая профиль шероховатой поверхности, со средним по ансамблю реализаций этих функций $\langle \zeta(X) \rangle = 0$. МС характеризуется фоновой диэлектрической постоянной ϵ_b , область кристалла $Z = d + \zeta(X)$ описывается зависящей от волнового вектора K диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega, K)$, учитывающей вклад экситонов³. Шероховатости считаются малыми ($|\zeta/\lambda| \ll 1$, где λ — наименьшая длина нормальной волны, возбуждаемой на границе $Z = d + \zeta(X)$) и пологими ($|\nabla\zeta| \ll 1$). Поэтому достаточно ограничиться первым приближением теории возмущений по высоте шероховатостей при записи граничных условий, включая дополнительные граничные условия.

Экспериментальные данные работы² показывают, что спектр диффузного рассеяния света на неровностях границы кристалла (внешней границы МС) в основных чертах повторяет спектр зеркального отражения (СЗО). Приведенный же на рис. 2 спектр рассеяния кардинально отличается от экспериментального СЗО, но весьма близок по форме к рассчитанному в³ СЗО от границы полубесконечных сред ϵ_b и $\epsilon(\omega, K)$ (от внутренней поверхности МС). В связи с этим оказывается важным учет шероховатостей именно внутренней поверхности МС, которые физически соответствуют пространственным флуктуациям резкого потенциального рельефа для экситона вблизи поверхности кристалла.

Результаты расчета при учете шероховатостей внутренней границы МС представлены на рис. 2 сплошными кривыми. Корреляционная функция шероховатостей выбиралась в гауссовой форме⁴: $\langle \zeta(X) \cdot \zeta(X') \rangle = h^2 \cdot \exp(- (X - X')^2 / l^2)$, где h — среднеквадратичная высота, l — корреляционная длина шероховатостей. При подгонке теоретических кривых к экспериментальным данным варьировались значения h и l , остальные параметры экситонного резонанса $A_{n=1}$ в CdS при $T = 2$ К соответствовали экспериментальным СЗО³. Угловая зависимость интенсивности рассеяния (рис. 2) определяется параметром l , а σ_{max} (вставка на рис. 2) в основном зависит от h . Наилучшее согласие теории с экспериментом достигается при $h = 5 \text{ \AA}$ и $l = 0,5 \text{ мкм}$ (при этом $d = 70 \text{ \AA}$ ³). Полученные значения параметров h и l хорошо удовлетворяют исходным приближениям теории.

Некоторое различие между экспериментальными и теоретическими кривыми на рис. 2, по-видимому, обусловлено неучетом в теоретическом описании дополнительных механизмов рассеяния таких, как а) релеевское рассеяние на дефектах или примесях внутри кристалла, б) рассеяние на наружных неровностях МС, в) рассеяние с возбуждением поверхностных поляритонов (во втором порядке теории возмущений по высоте шероховатостей). По поводу последнего механизма следует отметить, что большое значение корреляционной длины *естественных* шероховатостей в CdS затрудняет возможность наблюдения поверхностных поляритонов⁴ в экспериментах по упругому рассеянию света.

Литература

1. Певцов А.Б., Пермогоров С.А., Селькин А.В. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 419.

2. Певцов А.Б., Селькин А.В. ФТТ, 1984, 26, 2875.

3. Певцов А.Б., Селькин А.В. ЖЭТФ, 1982, 83, 516.

4. Поверхностные поляритоны. Под ред. В.М.Аграновича и Д.Л.Миллса. М.: Наука, 1985.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

16 июля 1986 г.
