

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА НА ФАЗУ ЭКСИТОННОЙ ВОЛНЫ

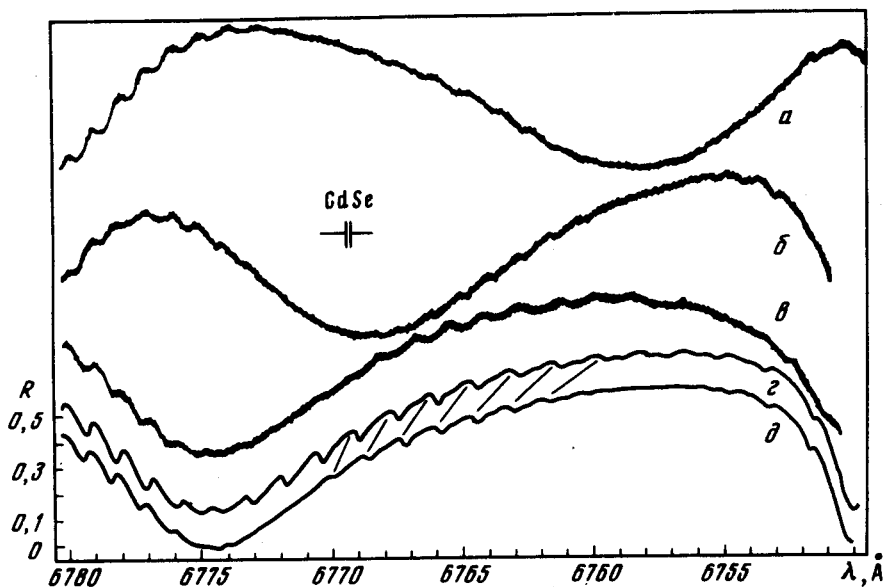
*В.А.Киселев, И.В.Макаренко, Б.С.Разбирин,
И.Н.Уральцев*

Развитый в работах [1, 2] метод исследования интерференционных спектров экситонов применяется для изучения фазы экситонной волны. Впервые обнаружена сильная зависимость фазы от волнового вектора. Такое поведение фазы обусловлено влиянием поверхностного потенциала.

Проблема влияния поверхностного потенциала на экситонные состояния кристаллов давно привлекает внимание исследователей [3 – 5]. К сожалению, однако, имеющиеся экспериментальные данные по форме полос экситонного отражения света до сих пор не анализировались с привлечением предложенных в [3, 4] реалистических моделей потенциалов. Это объясняется как трудностями такого анализа, так и тем, что на качественном уровне особенности линий отражения могут быть объяснены с помощью простейшего потенциала — потенциала твердой стен-

ки [5]. Поэтому проблема поверхностного потенциала экситона остается открытой. Изучение зависимости сдвига фазы экситонной волны δ от длины волнового вектора k при отражении экситона от поверхности кристалла открывает новые возможности для нахождения поверхностных потенциалов. Такое исследование оказывается осуществимым благодаря проявлению в спектрах тонких кристаллов интерференции добавочных волн [1] или размерного квантования экситонов [2]. В настоящей работе мы сообщаем о поведении $\delta(k)$ при кинетических энергиях экситона в интервале $\sim 0,2 - 0,7$ от его энергии связи.

Исследовались спектры отражения и пропускания тонких кристаллов CdSe высокого качества, выращенных из газовой фазы. Изучалась область экситона A при нормальном падении света. Температура образцов составляла 1,6К. Спектры записывались на приборе с дисперсией $1,9\text{\AA}/\text{мм}$.



Спектры отражения кристаллов CdSe в области между экситонами A $n = 1$ и $n = 2$: а - в - эксперимент при $T = 1,6\text{К}$, $E \perp c$; г - теоретический расчет без учета $\delta(\omega)$; д - то же с учетом $\delta(\omega)$

На рисунке представлены спектры отражения трех кристаллов (а - в) близких, но несколько различающихся по толщине ($\sim 0,8 \text{ мкм}$) в указанном выше интервале энергий. Отчетливо видна структура, связанная с интерференцией добавочных волн [1] (мелкие осцилляции), которая возникает на фоне интерференции Фабри - Перо светоподобной волны (крупные осцилляции). Отметим две важные особенности спектров. 1) В области $\lambda \approx 6772\text{\AA}$ и $\lambda \approx 6758 - 6755\text{\AA}$ добавочная структура отсутствует, причем спектральные положения таких "пустых" участков почти совпадают для разных образцов и не зависят от положений интерференционных особенностей. 2) Начиная с $\lambda \approx 6778\text{\AA}$ период добавочных осцилляций увеличивается несколько медленнее, чем предсказывает теория [1, 6], которая не принимает во внимание фазу экситонной волны (кривая г).

Обе особенности объясняются с единой точки зрения, а именно, определенной зависимостью $\delta(k)$. Кривая (δ) на рисунке получена в результате учета такой зависимости в рамках феноменологической теории [6, 7] с дополнительными граничными условиями вида¹⁾

$$\left(P(z, \omega) + \gamma(\omega) \frac{c}{\omega} P'(z, \omega) \right) \Big|_{z = \pm a} = 0, \quad (1)$$

где P — экситонный вклад в поляризацию, $z = \pm a$ соответствует граням кристалла, $\gamma(\omega)$ — феноменологическая функция частоты, связанная с $\delta(\omega)$ соотношением

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega}{c k} \operatorname{tg} \delta(\omega). \quad (2)$$

Если $\delta = \pm \pi N$ ($N = 0, 1, 2, \dots$), то $\gamma = 0$, и в этом случае наблюдаются наиболее сильные добавочные осцилляции [1]. Если $\delta = \pm \pi(N + \frac{1}{2})$ то $\gamma = \pm \infty$, и осцилляции отсутствуют [1]. Используя этот факт, можно подобрать $\delta(\omega)$ так, чтобы теоретический спектр (кривая δ) имел "пустые" участки в тех же местах, в каких наблюдаются экспериментально. Очевидно в рассматриваемом интервале длин волн δ должна изменяться на $\sim 3/2\pi$. Далее можно утверждать, что δ должна расти с ростом ω , так как только в этом случае происходит сжатие спектра. Для построения кривой δ использовалась следующая аппроксимация

$$\delta/k = (2,67(\omega - \omega_0) - 53,9)\text{Å}, \quad (3)$$

где ω_0 — резонансная частота (в см^{-1}). Значения остальных параметров, необходимых для расчета, близки к тем которые приводились ранее [1, 2], однако для обсуждаемой части спектра оказался существенным учет влияния вышележащих состояний на дисперсию светоподобной волны.

Таким образом, исследование особенностей интерференционных спектров тонких кристаллов позволяет судить о фазе экситонной волны в кристалле и, следовательно, о проявлении поверхностного потенциала.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июня 1977 г.

Литература

- [1] V. A. Kiselev, B. S. Razbirin, I. N. Ural'tsev. Phys. Stat. Sol. (b), 72, 161, 1975.

¹⁾ Более строгая теория будет изложена в подробной статье.

- [2] В.А.Киселев, И.В.Макаренко, Б.С.Разбирин, И.Н.Уральцев. ФТТ, 19, №3, 1977.
- [3] З.С.Грибников, Э.И.Рашба, ЖТФ, 28, 1948, 1958.
- [4] М.Ф.Дейген, М.Д.Глинчук. ФТТ, 5, 3250, 1963.
- [5] J. J. Hopfield, D. G. Thomas . Phys . Rev., 132, 563, 1963.
- [6] С.И.Пекар. ЖЭТФ, 34, 1176, 1958.
- [7] В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов . М., изд. Наука, 1965.
-