

- [2] Черепин В. Т. Ионный зонд. Киев: Наукова думка, 1981. 328 с.
 [3] Fogel Ya. M. // Intern. J. Mass-Spectr. and Ion Phys. 1972. Vol. 9. N 1. P. 109—125.
 [4] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бернша. М.: Мир, 1984. 336 с.

Харьковский
 политехнический институт
 им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
 24 августа 1988 г.

05; 06; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 3, 1989

КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА В МИКРОКРИСТАЛЛАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А. И. Екимов, А. П. Скворцов, Т. В. Шубина, С. К. Шумилов, Ал. Л. Эфрос

В последние годы большое внимание уделяется исследованию электрооптических эффектов в полупроводниковых системах с пониженной мерностью. Интерес к таким системам связан с тем, что в них штарковский сдвиг уровней энергии электронно-дырочных пар из-за пространственного ограничения не сопровождается катастрофическим падением силы осциллятора соответствующих переходов. В результате экситонные состояния не разрушаются

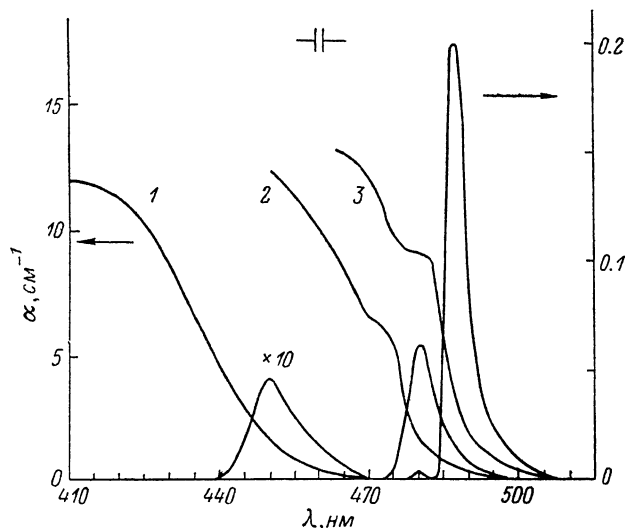


Рис. 1. Спектр поглощения α и соответствующий дифференциальный сигнал $\Delta I/I$ стекол, активированных микрокристаллами CdS различного размера \bar{a} .

\bar{a} , Å: 1 — 19, 2 — 54, 3 — 250.

при сдвигах, существенно превышающих величину энергии связи экситона, наблюдаемых в электрических полях, в несколько десятков раз больших, чем поле ионизации в объемном материале [1, 2]. В настоящей работе сообщается об обнаружении и исследовании эффекта Штарка в квазиуменьренных структурах — полупроводниковых микрокристаллах, выращенных в диэлектрической матрице стекла.

Исследовано влияние внешнего электрического поля напряженностью до 10^5 В/см на спектры поглощения стекол, активированных микрокристаллами CdS, в области края их межзонного поглощения. К образцам прикладывалось переменное ($f \sim 5$ кГц) электрическое поле, на удвоенной частоте измерялась спектральная зависимость дифференциального сигнала электропоглощения $\Delta I(\hbar\omega)/I(\hbar\omega)$, возникающего из-за периодического сдвига края фундаментального поглощения. При этом интенсивность прошедшего через образец света

$I(\hbar\omega)$ при сканировании спектра поддерживалась постоянной. В этом случае величина сдвига края поглощения в электрическом поле может быть определена из соотношения

$$\Delta I/I = \partial(\alpha d) / \partial \hbar\omega \Delta \hbar\omega, \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения света, d — толщина образца.

Средний радиус микрокристаллов в образце варьировался по методике, описанной в [3], от 20 до 250 Å. Измерения проводились при 77 К.

На рис. 1 приведены спектры поглощения и дифференциального сигнала $\Delta I/I$ для трех образцов, отличающихся размером микрокристаллов. Наблюдающийся коротковолновый сдвиг края поглощения по мере уменьшения размера микрокристаллов обусловлен размерным квантованием энергетического спектра электронов [4]. Как видно, спектральное положение дифференциального сигнала связано с краем поглощения и отслеживает этот сдвиг.

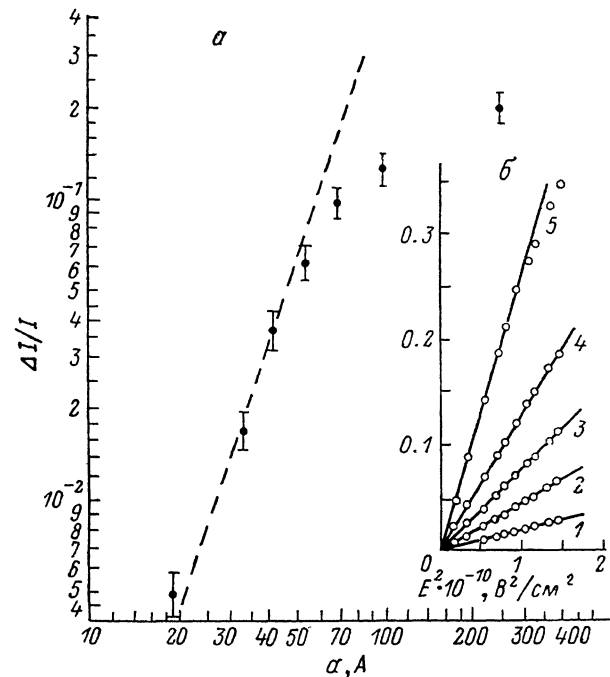


Рис. 2. Зависимость величины максимума дифференциального сигнала $\Delta I/I$ от среднего радиуса микрокристаллов \bar{a} (штриховой линией показана теоретическая зависимость) (а) и напряженности внешнего электрического поля $E = U/d$ (U — приложенное к образцу напряжение) (б).

\bar{a} , Å: 1 — 33, 2 — 42, 3 — 54, 4 — 70, 5 — 250.

Следует отметить, что уменьшение размера микрокристаллов приводит к значительному (на 2 порядка) уменьшению дифференциального сигнала электропоглощения.

На рис. 2, а приведены зависимости величины $\Delta I/I$ от напряженности приложенного электрического поля для образцов, содержащих микрокристаллы разного размера. Приведенные зависимости имеют квадратичный характер. Незначительное отклонение от квадратичности проявляется лишь в полях выше 10^5 В/см для микрокристаллов самого большого из исследованных размеров.

Наблюдаемые эффекты можно связать с квадратичным эффектом Штарка для пространственно ограниченных электронно-дырочных пар. Рассмотрим случай, когда радиус микрокристалла a меньше боровского радиуса экситона a_B . Как было показано в [8], для $a \ll a_B$ структура энергетического спектра пространственно ограниченной электронно-дырочной пары определяется в первую очередь размерным квантованием электрона. Дырка, масса которой m_h для CdS много больше массы электрона, движется в свою очередь в адиабатическом потенциале, который создает для нее своим зарядом находящийся на первом уровне размерного квантования электрон [6, 7, 8]. Этот потенциал вблизи центра микрокристалла имеет вид потенциала трехмерного гармонического осциллятора. Внешнее электрическое поле E приводит к появлению дополнительного члена $eE r_h$ в выражении для потенциальной энергии дырки (r_h — радиус вектор, описывающий положение дырки относительно центра

микрокристалла). В результате полный потенциал, действующий на дырку в электрическом поле, имеет вид

$$V(r_h) = -2.42 \frac{e^2}{\kappa a} + \frac{e^2}{\kappa a} \frac{\pi^2}{3} \frac{r_h^2}{a^2} - eE r_h, \quad (2)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Последний член в (2) приводит к смещению положения дна потенциальной ямы $\Delta r_h = a(E\kappa a^2 2\pi^2/3e)$ и соответственно сдвигу всех уровней энергии дырки на величину

$$\Delta \hbar\omega = -\frac{3}{4\pi^2} \kappa a^3 E^2. \quad (3)$$

Сдвиг же уровней энергии размерного квантования электрона в электрическом поле порядка $\kappa a^3 E^2 (a/a_B)$ и много меньше (3) при условии $a \ll a_B$.

Таким образом, в микрокристаллах размером меньше радиуса экситона действие поля определяется в основном сдвигом уровней энергии дырки. Поэтому зависимость квадратичного штарковского сдвига края поглощения от размера микрокристаллов в соответствии с (3) должна носить кубический характер.

Экспериментальная зависимость дифференциального сигнала электропоглощения от величины среднего радиуса микрокристаллов приведена на рис. 2, а. Видно, что при малых значениях \bar{a} она действительно растет как \bar{a}^3 , а при больших значениях \bar{a} насыщается. Наблюдаемое насыщение связано с тем, что при $a \gg a_B$ край поглощения формируется энергетическим спектром размерно-квантованного экситона [6]. В этом случае не слишком большое электрическое поле приводит к сдвигу уровней размерного квантования экситона, совпадающему с обычным штарковским сдвигом энергии основного состояния экситона $\Delta \hbar\omega = -9/4 \kappa a_B^3 E^2$ и одинаковому для микрокристаллов всех размеров.

Важно подчеркнуть, что максимум дифференциального сигнала приходится на длинноволновую часть края поглощения, где исходное пропускание достаточно велико (до 70 %). Этот эффект связан с тем, что форма края поглощения особенно в микрокристаллах малого размера определяется их дисперсией по размерам [8], причем длинноволновый край обусловлен поглощением микрокристаллов большого размера. Поскольку величина штарковского сдвига пропорциональна a^3 (см. (3)), то именно крупные микрокристаллы дают основной вклад в величину дифференциального сигнала, что обеспечивает наблюдаемый сдвиг сигнала электропоглощения $\Delta I/I$ в область большей прозрачности. Дисперсия микрокристаллов по размерам проявляется также и в уширении дифференциального сигнала по мере уменьшения \bar{a} .

Таким образом, установлено, что электрооптические свойства стекол, активированных полупроводниковыми микрокристаллами в области межзонного поглощения, определяются квадратичным эффектом Штарка. Обнаруженная зависимость величины эффекта от размера микрокристаллов обусловлена особенностями поведения энергетического спектра пространственно ограниченных электронно-дырочных пар в электрическом поле.

В заключение авторы выражают признательность В. Б. Тимофееву за привлечение их внимания к данной проблеме и Филипповой С. А. за содействие в работе.

Литература

- [1] Bajema K., Marlin R., Jaang F.-Y. et al. // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. P. 1300—1313.
- [2] Wood T. H., Burrus C. A., Miller D. A. B. et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44. N 1. P. 16—20.
- [3] Голубков В. В., Екимов А. И., Онущенко А. А., Цехомский В. А. // Физика и химия стекла. 1981. Т. 7. № 4. С. 397—401.
- [4] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. Вып. 8. С. 337—340.
- [5] Эфрос Ал. Л., Эфрос А. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. Вып. 7. С. 1209—1214.
- [6] Екимов А. И., Онущенко А. А., Эфрос Ал. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 6. С. 292—294.
- [7] Екимов А. И., Онущенко А. А., Шумилов С. К., Эфрос Ал. Л. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 3. С. 281—286.
- [8] Екимов А. И., Онущенко А. А., Плюхин А. Г., Эфрос Ал. Л. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. Вып. 4. С. 1490—1501.