

- [1] F e r g a s o n J.L. - SID Int. Symp. Tech. Papers, 1985, v. 16, p. 68-70.  
 [2] D r z a i s P.S. - J. Appl. Phys., 1986, v. 60, N 6, p. 2142-2148.  
 [3] К и р ь я ш к и н а З.И., Н а з в а н о в В.Ф., Ф и л и п ч е н к о В.Я., Л е б е д и н а Г.А., Е л и с т р а т о в В.А. - Письма в ЖТФ, 1975, т. 1, в. 22, с. 1044-1048.  
 [4] Н а з в а н о в В.Ф., Н о в и к о в А.В. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, в. 1, с. 11-13.

Саратовский государственный  
 университет  
 им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию  
 19 июня 1987 г.  
 В окончательной редакции  
 с 6 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 2

26 января 1988 г.

## КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ СДВИГ ЭЛЕКТРОННОГО РЕЗОНАНСА В КОМПОЗИЦИОННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

А.И. У с о с к и н, В.А. К о р н и е н к о,  
 О.А. П о п о в а

Сдвиг частоты экситонного резонанса в композиционной сверхрешетке (СР) связывается как с изменением энергетического спектра полупроводника [1], так и с нелокальным электромагнитным взаимодействием [2]. Сдвиг может вызываться также изменением энергии связи экситона большого радиуса, становящегося двумерным в слоях СР [1-3].

В настоящей работе исследован сдвиг частоты, обусловленный иным механизмом, связанным с отличием „действующего“ электрического поля световой волны в полупроводнике от среднего макроскопического поля в СР.

1. Рассмотрим СР, образованную из чередующихся слоев диэлектрика и полупроводника, толщина которых много меньше длины световой волны. Пусть для диэлектрика частотная зависимость диэлектрической постоянной  $\epsilon_0$  отсутствует, а для полупроводника в районе экситонного пика имеет вид  $\epsilon_1 = \epsilon_f + (4\pi N e^2 / m) / (\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma)$ , где  $N$ ,  $e$ ,  $m$  - эффективные значения концентрации, заряда и массы осцилляторов с резонансной частотой  $\omega_0$ ;  $\epsilon_f$  - не зависит от частоты. Если толщина слоев настолько мала, что можно пренебречь нелокальными эффектами [2], уравнение движения любого экситонного осциллятора в полупроводниковом слое может быть записано как

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_f e^{i\omega t}. \quad (1)$$

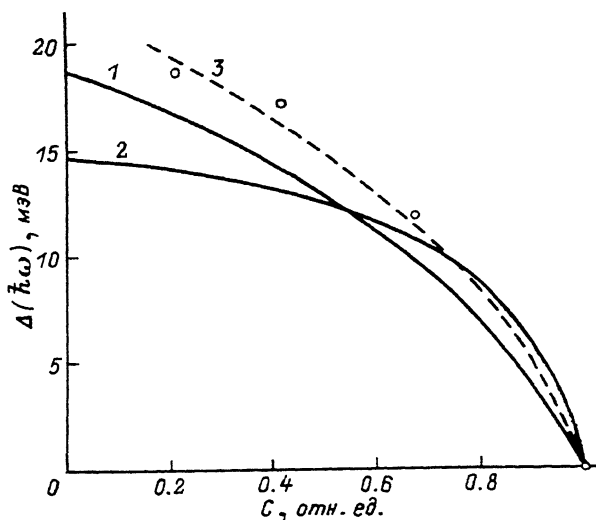


Рис. 1. Зависимости  $\Delta(\hbar\omega)$  от  $C$ . 1, 2 - расчет по формуле (3) для слоев  $PbI_2$  с  $C_{\parallel}/c$  и  $C_{\perp}/c$  соответственно при  $\hbar\omega_0 = 2.51$  эВ,  $\left(\frac{4\pi Ne^2\hbar^2}{m}\right)_{\parallel} = 0.377$  эВ<sup>2</sup>,  $\left(\frac{4\pi Ne^2\hbar^2}{m}\right)_{\perp} = 0.754$  эВ<sup>2</sup> [5, 7],  $\epsilon_0 = 1.82$ . 3 - эксперимент.

Так как нас будут интересовать колебания вдоль оси  $\vec{c}$  СР, направленной перпендикулярно к слоям, под  $E_f$  будем понимать нормальную компоненту напряженности электрического поля в полупроводниковом слое. Оптические свойства СР определяются компонентой тензора эффективной диэлектрической постоянной  $\epsilon = \bar{D}/\bar{E}$ , где  $\bar{D}$  и  $\bar{E}$  - усредненные по объему СР нормальные компоненты вектора индукции и напряженности поля. Таким образом,  $\epsilon$  определяется не „действующим“ полем  $E_f$ , а средним полем  $\bar{E}$ . Выражая поле  $E_f$  через  $\bar{E}$  и подставляя в (1), получим

$$\ddot{x} + \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} \frac{\epsilon_0}{\epsilon_f + C(\epsilon_0 - \epsilon_f)} \bar{E} e^{i\omega t} - \frac{4\pi Ne^2}{m} x \frac{1-C}{\epsilon_f + C(\epsilon_0 - \epsilon_f)}, \quad (2)$$

где  $C = t_f / (t_f + t_0)$  - концентрация полупроводника в СР,  $t_f$  и  $t_0$  - толщины слоев полупроводника и диэлектрика. Присутствие второго члена в правой части уравнения (2) приводит к появлению новой резонансной частоты:

$$\omega_1 = \left[ \omega_0^2 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{1-C}{\epsilon_f + C(\epsilon_0 - \epsilon_f)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

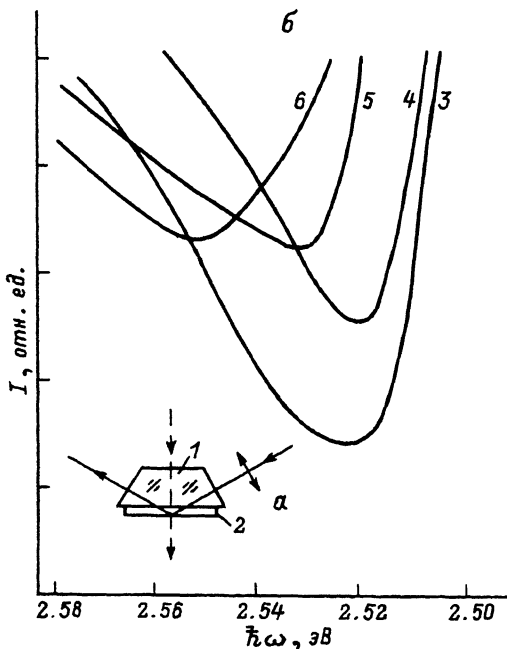


Рис. 2. Схема оптических измерений (а) и экспериментальные зависимости  $I(\hbar\omega)$  (б). 1 - стеклянная призма, 2 - СР. Кривые 3, 4 - соответствуют пленке  $PbI_2$ , 5, 6 - СР с  $t_1 = 72 \text{ \AA}$ ,  $t_0 = 104 \text{ \AA}$ ; 3, 5 -  $\vec{E} \perp \vec{c}$ , 4, 6 -  $\cos(\vec{E}, \vec{c}) \approx 0.9$ .

При  $\omega_0 = 0$  и  $C \rightarrow 0$  (система тонких удаленных друг от друга металлических слоев)  $\omega_1$  соответствует частоте возбуждения плазмонов [4]; при  $\omega_0 \neq 0$  имеет место высокочастотный сдвиг резонанса, уменьшающийся при утончении диэлектрических слоев, т.е. при  $C \rightarrow 1$ . Как видно из уравнения (2), сдвиг частоты возникает из-за появления дополнительной квазиупругой силы, пропорциональной „экситонной” составляющей поляризации  $P = Nex$ , что обуславливает коллективный характер резонанса.

Зависимости энергетического сдвига  $\Delta(\hbar\omega) = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_0$  от  $C$  для СР из слоев  $PbI_2$  и  $Na_3AlF_6$ , рассчитанные с помощью соотношения (3), представлены на рис. 1. При расчетах использованы экспериментальные данные, полученные в [5-7] для кристаллического  $PbI_2$ . Рассмотрены случаи, когда в слоях  $PbI_2$  ось  $C_6 \parallel c$  и  $C_6 \perp c$ . Примечательной особенностью является то, что, несмотря на высокую анизотропию диэлектрической постоянной ( $\epsilon_{F\parallel} = 4$ ,  $\epsilon_{F\perp} = 10$ ), энергетический сдвиг  $\Delta(\hbar\omega)$  слабо зависит от ориентации вектора  $\vec{E}$ . Данный эффект обусловлен компенсацией анизотропии  $\epsilon_F$  анизотропией силы осциллятора экситона.

2. Экспериментальное исследование экситонных резонансов проведено на СР из чередующихся слоев  $PbI_2$  с толщиной  $72 \text{ \AA}$  и

слоев  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$  с толщиной, варьируемой от 100 до 300 Å. Поскольку радиус экситона в  $\text{PbI}_2$  составляет 9 Å [5], есть основания полагать, что в полупроводниковых слоях СР толщиной 72 Å экситонный спектр подвержен относительно малому возмущению.

СР с высокой периодичностью (отклонение от которой не превышало 2%) получены осаждением из молекулярных пучков. По данным структурного анализа,  $\text{PbI}_2$  в СР образует сплошные текстурированные слои с преимущественной ориентацией кристаллографической оси  $C_6$  перпендикулярно плоскости слоя. Слои  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$  обладают мелкодисперсной поликристаллической, либо аморфной структурой. Оптические измерения проводились при 77 К для  $\vec{E} \perp \vec{c}$  в проходящем свете при нормальном падении и для  $\cos(\vec{E} \wedge \vec{c}) \geq 0,9$  в отраженном р-поляризованном свете при наклонном падении на СР (см. рис. 2, а). В последнем случае световой пучок в результате полного внутреннего отражения на свободной поверхности СР проходил через СР дважды, причем отражение от границы СР-подложка вносило относительно малый вклад. Спектральные зависимости измеренной интенсивности света  $I$  приведены на рис. 2, б для пленки  $\text{PbI}_2$  и 20-слойной СР. Как видно из рис. 2, б, спектральное положение пиков поглощения для различных ориентаций вектора  $\vec{E}$  в случае пленки  $\text{PbI}_2$  практически совпадает, что согласуется с данными [7], в то время как для СР наблюдается заметный высокочастотный сдвиг пика, соответствующего  $\vec{E} \parallel \vec{c}$ , относительно пика для  $\vec{E} \perp \vec{c}$ . Последний пик также несколько смещен в сторону больших энергий относительно пика  $\text{PbI}_2$ , что, по-видимому, связано с размерными эффектами. Экспериментальная зависимость  $\Delta(\hbar\omega) = f(c)$ , приведенная на рис. 1, находится в удовлетворительном согласии с расчетом для случая  $C_6 \parallel c$ , который, как отмечалось выше, соответствует реальной структуре СР.

Обнаруженный эффект концентрационного сдвига оптического резонанса создает принципиальную возможность для плавной перестройки резонансной частоты путем изменения соотношения толщин диэлектрических и полупроводниковых слоев СР. Диапазон „перестройки“ лежит в интервале между частотами поперечной  $\omega_0$  и продольной  $\omega_L = \left( \omega_0^2 + \frac{4\pi N e^2}{m \epsilon_f} \right)$  волн, характерных для „массивного“ полупроводника.

## Л и т е р а т у р а

- [1] С и л и н А.П. - УФН, 1985, т. 147, в. 3, с. 479-521.
- [2] А g r a n o v i c h V.M., K r a v t s o v V.E. - Solid State Comm., 1985, v. 55, N 1, p. 85-90.
- [3] M i l l e r D.A., C h e m l a D.S., E i l e n b e r g e r D.J., S m i t h P.W. - Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 8, p. 679-681.

- [4] С л э т е р Дж. Диэлектрики. Полупроводники. Металлы. М.: Мир, 1969. 647 с.
- [5] Ш м а н д и й В.М., М и л о с л а в с к и й В.К. - ФТТ, 1980, т. 22, в. 8, с. 2233-2239.
- [6] М и л о с л а в с к и й В.К., Р ы б а л к а А.И. - УФЖ, 1975, т. 20, № 10, с. 1612-1615.
- [7] H a r b e k e G., T o s a t t i E. - Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, N 24, p. 1567~1570.

Поступило в Редакцию  
13 апреля 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 2

26 января 1988 г.

### ЭЛЕКТРОННО-СВЕТОВОЙ ОТЖИГ СУЛЬФИДА КАДМИЯ

И.В. К р ю к о в а, В.В. К а п а е в,  
Ю.В. К о п а е в, Н.Н. К о с т и н

Обычно лазерный отжиг полупроводников, таких как *Ge, Si, GaAs*, в наносекундном диапазоне длительностей импульсов удаётся описать в рамках теплового механизма [1]. Однако это не исключает возможности осуществления нетеплового механизма лазерного отжига при определенных экспериментальных условиях для класса веществ, у которых близко по энергии к основной фазе находятся другие фазы.

В настоящей работе исследуется механизм отжига нарушенных приповерхностных слоев *CdS* в условиях лазерной генерации ( $\hbar\omega = 2,36$  эВ), возбуждаемой электронным пучком. Использовалась продольная геометрия накачки активных элементов из сульфида кадмия, которые представляли собой механически полированные с двух сторон плоскопараллельные пластины толщиной 150-1000 мкм. Электронный пучок диаметром 0,5 мм падал на поверхность пластины через „глухое“ зеркало с коэффициентом отражения  $R_1 \approx 92\%$ . На другой поверхности, через которую выводилось излучение, устанавливалось полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения  $R_2 \approx 35-60\%$ . Изменялись вольт-амперные характеристики лазеров при энергии возбуждающего электронного пучка  $\sim 200$  кэВ и длительности импульса 8-10 нс в режиме одиночных импульсов.

На рисунке представлены зависимости плотности мощности  $P$ , генерируемой лазером, от плотности тока  $j$  в электронном пучке для различных длин активных элементов  $L$ . При некоторой плотности тока  $j_{ск}$  и плотности лазерного излучения  $P_{ск}$  имеет место скачкообразное возрастание мощности  $P$ . Нарастание  $P$  происходит за 5-8 импульсов, затем рост мощности прекращается. Скачки наблюдались в основном при облучении базовой плос-