

# ВЛИЯНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННОСТИ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P} : \text{Te}$ «ПЕРЕХОДНОГО» ДИАПАЗОНА СОСТАВОВ

Крутоголов Ю. К., Баркова Т. Б., Диордиев С. А.,  
Крутогорова Л. И., Лебедева Л. В.

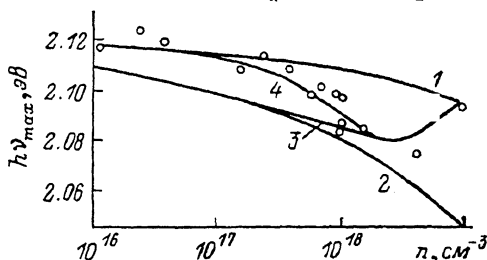
Изучение электронных процессов в разупорядоченных системах, в частности в сильно легированных полупроводниках, играет важную роль в развитии физики и техники полупроводников. Основное внимание при этом было уделено вырожденным сильно легированным и невырожденным сильно легированным компенсированным полупроводникам [1]. Однако область исследования сильно легированных слабо компенсированных полупроводников с невырожденным электронным газом осталась практически неосвещенной. В то же время в связи с расширением использования твердых растворов с составами, близкими к переходному от «прямозонного» материала к «непрямозонному», интерес к указанной области исследования разупорядоченных полупроводников постоянно растет.

Целью настоящей работы является изучение фотолюминесценции твердых растворов  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$  «переходного» диапазона составов в широком интервале легирования.

Слой  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$  ( $x \approx 0.66$ )  $n$ -типа проводимости с составом, близким к «переходному» [2], выращивались методом эпитаксии из газовой фазы в хлоридно-гидридной системе при легировании теллуром. Между эпитаксиальным слоем постоянного состава толщиной  $5 \div 15$  мкм и подложкой  $n$ -GaP (100) наращивался

Зависимость спектрального положения максимума фотолюминесценции от концентрации электронов в слоях  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$  ( $x \approx 0.66$ ).

1—4 — расчет, точки — эксперимент.



слой переменного состава с градиентом  $1.5 \div 2$  мол % / мкм. Состав твердого раствора определялся на рентгеновском микроанализаторе MS-46. Концентрация носителей заряда контролировалась трехзондовым методом пробоя точечного контакта металл—полупроводник, а также в ряде случаев  $C-V$ -методом и в легированных слоях изменялась в интервале от  $1 \cdot 10^{16}$  до  $1 \cdot 10^{19}$   $\text{см}^{-3}$ . Нелегированные слои также имели  $n$ -тип проводимости с концентрацией электронов  $\sim 5 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$ . Для возбуждения люминесценции использовался He—Cd-лазер с длиной волны излучения 441.6 нм. Регистрация спектров фотолюминесценции осуществлялась по стандартной методике с разрешающей способностью не хуже 2 нм. Все измерения выполнялись при комнатной температуре.

Спектр люминесценции состоит из одной краевой полосы, положение максимума ( $h\nu_{\max}$ ) которой соответствует прямым квазимерзонным переходам [2]. Полуширина краевой полосы равна  $\sim 80$  мэВ и практически не изменяется во всем интервале легирования. Характер изменения спектрального положения максимума краевой полосы при увеличении концентрации электронов ( $n$ ) в слоях показан на рисунке.

Как видно из рисунка, зависимость  $h\nu_{\max}(n)$  качественно отличается от таковой для вырожденного полупроводника [3]. На отсутствие вырождения указывает и постоянство полуширины краевой полосы излучения во всем интервале легирования. Действительно, несложные расчеты показывают, что из-за существенного различия эффективных масс плотности состояний для «прямого» ( $\Gamma$ ) и «непрямых» ( $L$ ,  $X$ ) минимумов зоны проводимости [4] и незначительного различия энергетического положения  $\Gamma$ - и  $L$ -минимумов для интересующего нас диа-

позона составов твердого раствора [2] во всем исследованном интервале легирования концентрация электронов в  $\Gamma$ -минимуме не превышает 10 % общей концентрации электронов. Это и приводит к отсутствию заметного вырождения электронного газа. С другой стороны, несмотря на аналогию полученной нами зависимости  $h\nu_{\max}(n)$  с приведенной в [5], ее нельзя объяснить процессами, происходящими в сильно легированных компенсированных полупроводниках, так как из изложенного выше следует, что слои  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$  компенсированы очень слабо. Таким образом, при легировании смещение максимума полосы излучения к низким энергиям может наблюдаться и для слабо компенсированных полупроводников с близким энергетическим положением прямого и непрямого минимумов.

Указанное смещение ни количественно, ни качественно не может быть объяснено лишь сужением запрещенной зоны на величину обменной энергии  $E_{00}$  при электрон-электронном взаимодействии (кривая 1), тем более что при вычислении  $E_{00}$  [3] необходимо учитывать только электроны, принадлежащие одной долине [6], а их концентрация в  $\Gamma$ -минимуме относительно мала.

Другой важной причиной уменьшения  $h\nu_{\max}$  является взаимодействие электронов со случайным полем разупорядоченно расположенных ионов примеси, приводящее к образованию «хвостов» плотности состояний у дна зоны проводимости и у потолка валентной зоны. При этом среднеквадратичная флуктуация концентрации ионизованной примеси в объеме с линейными размерами создает потенциальную яму глубиной [1]

$$\gamma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} 2\sqrt{\frac{q^2}{\pi}} \frac{q^2 (NR^3)^{1/2}}{\epsilon R}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $q$  — заряд электрона,  $N$  — средняя концентрация ионизованной примеси. Масштаб эффективных флуктуаций и соответственно наибольшая глубина потенциальных ям ограничены величиной радиуса экранирования [1, 5], роль которого в нашем случае играет длина экранирования Дебая для невырожденного электронного газа  $L_D = (\epsilon\epsilon_0 kT/q^2 n)^{1/2}$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура. Действительно, выражение (1) с  $R = L_D$  справедливо, если применима теория линейного экранирования, что эквивалентно предположению о слабой неоднородности электронной плотности [1]. Как будет видно из дальнейшего, во всем исследованном интервале легирования глубина потенциальных ям для электронов в прямом и непрямым минимумах зоны проводимости меньше  $kT$ . Поэтому электронный газ можно считать близким к идеальному бальмановскому и в значительной степени пренебречь влиянием структуры случайного потенциала на пространственное распределение электронной плотности [1, 7]. Тогда, подставляя в (1) выражение для  $L_D$  и учитывая, что для очень слабо компенсированного полупроводника  $N \simeq n$ , получим

$$\gamma = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left( \frac{q^2}{\epsilon\epsilon_0} \right)^{3/4} (kTn)^{1/4}. \quad (2)$$

Изменение энергии электрона, рассчитанное по формуле (2) с учетом  $E_{00}$ , показано на рисунке (кривая 2). Здесь пренебрегалось энергией основного состояния в потенциальной яме масштаба  $L_D$ , которое расположено выше дна ямы на величину порядка  $E_{\min} \simeq \hbar^2/2m^*L_D^2$  [8], где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m^*$  — эффективная масса соответствующих носителей заряда. Однако это обосновано лишь при  $E_{\min} \ll \gamma$ . В случае  $E_{\min} \geq \gamma$  в потенциальной яме вообще не возникает разрешенных состояний [8]. Последнее условие реализуется для электронов в  $\Gamma$ -минимуме при  $n \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому при данной концентрации фотолюминесценция обусловлена переходом электронов с практически невозмущенного дна зоны проводимости в горбы потенциального рельефа у потолка валентной зоны с постепенно уменьшающейся «эффективной высотой»  $\sim (\gamma - E_{\min}^*)$ . Тогда  $h\nu_{\max} \sim E_{g0} - E_{00} - (\gamma - E_{\min}^*)$  (кривая 3), где  $E_{g0}$  — ширина запрещенной зоны чистого полупроводника. Поскольку при  $n \sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  величина  $E_{\min}^*$  почти достигает  $\gamma$ , смещение  $h\nu_{\max}$  происходит лишь на  $E_{00}$ . С уменьшением кон-

центрации электронов от  $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  картина существенно изменяется, поскольку появляются разрешенные состояния в потенциальных ямах у дна зоны проводимости с эффективной глубиной  $\sim (\gamma - E_{\text{min}}^{\Gamma})$ . Теперь

$$h\nu_{\text{max}} \sim E_{g^0} - E_{06} - [(\gamma - E_{\text{min}}^{\Delta}) - (\gamma - E_{\text{min}}^{\Gamma})]. \quad (3)$$

При  $n \leq 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  выполняются условия  $E_{\text{min}}^{\Delta} \ll \gamma$  и  $E_{\text{min}}^{\Gamma} \ll \gamma$ , так что влиянием энергии основного состояния для электронов и дырок на локальную ширину запрещенной зоны можно пренебречь, и смещение  $h\nu_{\text{max}}$  вновь определяется лишь величиной обменной энергии.

Несмотря на то что соотношения (2) и (3) носят оценочный характер, расчет по формуле (3) (кривая 4) находится в удовлетворительном соответствии с экспериментальными данными. Таким образом, зависимость спектрального положения максимума полосы фотолюминесценции от концентрации носителей заряда в широком интервале легирования для твердых растворов  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$  переходного диапазона составов определяется главным образом влиянием взаимодействия электронов с разупорядоченно расположенными ионами примеси.

#### Список литературы

- [1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [2] Крутоголов Ю. К., Довженко С. В., Диордиев С. А., Крутогорова Л. И., Кунакин Ю. И., Рыхжих С. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 887—890.
- [3] Bugajski M., Lewandowski W. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 2. P. 521—530.
- [4] Muller H.-J. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 132. N 2. P. 607—617.
- [5] Алфёров Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Трукан М. К. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 10. С. 2015—2026.
- [6] Рогачев А. А. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 2. С. 369—375.
- [7] Гуляев Ю. В., Плесский В. П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 4. С. 1475—1480.
- [8] Келдыш Л. В., Прошко Г. П. // ФТТ. 1963. Т. 5. В. 12. С. 3378—3389.

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
материалов электронной техники  
Калуга

Получено 16.04.1990  
Принято к печати 27.04.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

### ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ , ЛЕГИРОВАННЫХ ФОСФОРОМ

Васильев В. А., Дышловенко П. Е., Копылов А. А., Лютович К. Л.

Метод фотопроводимости, являющийся одним из наиболее эффективных для исследования примесных состояний в полупроводниках, мало применялся при изучении твердых растворов. Большой практический интерес представляют эпитаксиальные слои твердого раствора  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ , где, однако, характер поведения примесей совершенно не исследован.

В настоящей работе впервые исследована примесная фотопроводимость в твердом растворе  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ . Слои  $n$ -типа проводимости были получены методом газофазной эпитаксии на подложках  $p$ -Si с ориентацией (111). Образцы легировались фосфором в процессе роста. Состав твердого раствора определялся микрорентгеноспектральным анализом и варьировался в пределах  $x=0 \div 0.39$ . Толщина слоев составляла  $\sim 5$  мкм, удельное сопротивление при комнатной температуре —  $5 \div 50 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , концентрация электронов —  $5 \cdot 10^{13} \text{—} 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Оптические измерения проводились в диапазоне  $50 \div 650 \text{ см}^{-1}$  с использованием длинноволнового фурье-спектрометра ЛФС-1000, снабженного вакуум-