

ственно превышает боровский радиус тяжелой дырки  $a_B$ , а радиус внутренней орбиты практически совпадает с радиусом дырки в нейтральном акцепторе. Такой же результат известен и для  $D^-$ -центров [2]. Заметим, что найденные энергии связи удовлетворяют известному в атомной физике для многоэлектронных систем правилу Хунда [9], а именно состоянию с большим полным моментом соответствует большая энергия связи.

В заключение рассмотрим влияние химического сдвига акцептора на энергию связи  $A^+$ -центра. Если его величина относительно невелика, т. е. разница между экспериментальным значением энергии связи нейтрального акцептора  $E_B^{ex}$  и ее теоретической величиной  $(\frac{4}{9} E_B) E_B^{ex} - \frac{4}{9} E_B \ll E_B$ , то его влияние может быть рассмотрено по теории возмущений. Используя явный вид волновых функций (6), (7), представим короткодействующий потенциал, обусловленный химической природой акцептора, в виде

$$\Delta(r) = \left( E_B^{ex} - \frac{4}{9} E_B \right) \frac{\delta(r a^*)}{2 (a^* r)^2}. \quad (13)$$

Тогда, считая, что потенциал (13) действует на обе дырки, найдем поправку к энергии связи  $A^+$ -центра  $\Delta E_J$  в первом порядке теории возмущений. Она оказывается равной

$$\Delta E_J = \frac{E_B^{ex} - \frac{4}{9} E_B}{2 a^{*3}} \frac{[(\alpha_1 + \alpha_2)^3 (\alpha_1^3 + \alpha_2^3) + 16 \alpha_1^2 \alpha_2^3] (\alpha_1 + \alpha_2)^3}{(\alpha_1 + \alpha_2)^6 + 64 \alpha_1^2 \alpha_2^3} = \left( E_B^{ex} - \frac{4}{9} E_B \right) A_J, \quad (14)$$

где  $A_2 = 1.01$ ,  $A_0 = 0.99$ . Видно, что результирующая поправка для  $A^+$ -центра практически совпадает с величиной химического сдвига нейтрального акцептора, что связано с большой величиной радиуса орбиты, занимаемой второй дыркой.

#### Список литературы

- [1] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Мельников А. П. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. В. 5. С. 281—283.
- [2] Бете Г., Солпигер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960. 562 с.
- [3] Burger W., Lassmann K. // Phys. Rev. 1986. V. B33. N 8. P. 5868—5870.
- [4] Аверкиев Н. С., Ребане Ю. Т., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 96—100.
- [5] Luttinger J. H. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 4. P. 1030—1040.
- [6] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [7] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 11. С. 2191—2193.
- [8] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 10. С. 2013—2016.
- [9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 15.08.1989  
Принято к печати 6.09.1989

ФТП, том 24, вып. 1, 1990

### (Al, Ga) As ДГС РО ЛАЗЕРЫ НА ДЛИНЫ ВОЛН 0.8 МКМ (175 А/СМ<sup>2</sup>) И 0.73 МКМ (350 А/СМ<sup>2</sup>) С ЛЕГИРОВАННОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

Алфёров Ж. И., Иванов С. В., Кошнев П. С.,  
Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Луценко М. Э.

В настоящее время пороговые плотности тока (Al, Ga) As ДГС РО лазеров снижены до величин  $\sim 50-80$  А/см<sup>2</sup> [1, 2]. Вместе с тем для (Al, Ga) As-лазеров на длины волн  $\leq 0.8$  мкм достигнуты менее впечатляющие результаты [3]. Было также обнаружено, что наименьшая плотность порогового тока реализуется в структурах с нелегированной активной областью [1]. Вместе с тем

для лазеров с широким полоском на основе структур с высокой активной областью существенную роль играет растекание неравновесных носителей из области полоска (в случае лазерных структур типа «мелкая меза» — ширина 100—200 мкм) или их поверхностная рекомбинация на его боковых гранях (структуры типа «глубокая меза», пиленные лазеры). Данные эффекты могут заметно ухудшить приборные характеристики лазеров и в существенной степени определить величину характеристической температуры, пороговой плотности тока, дифференциальной эффективности. Избежать негативного влияния растекания неравновесных носителей или их поверхностной рекомбинации можно при легировании активной области ДГС РО лазера. При легировании активной области донорной примесью до  $n \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  диффузионная длина неосновных неравновесных носителей делается пренебрежимо малой по сравнению с типичными характерными размерами лазеров с широким полоском (100×500 мкм).

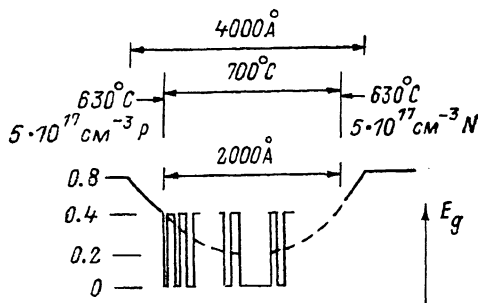


Рис. 1. Энергетическая диаграмма лазеров. Цифры слева — значения  $x$ .

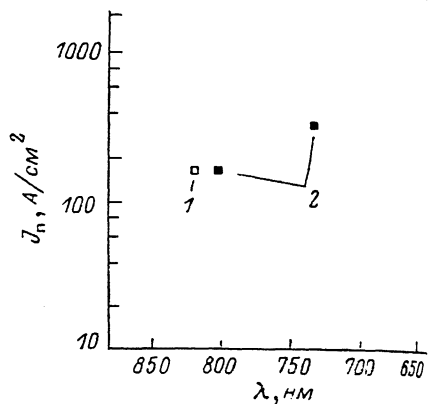


Рис. 2. Пороговые плотности токов для лазеров с нелегированной (1) и легированной (2) квантовыми ямами GaAs с 50 и 30 Å.  $\lambda$ , мкм: 1 — 0,8, 2 — 0,73.

Вместе с тем легирование области оптического ограничения в ДГС РО лазерах вследствие эффектов сегрегации примесей приводит к ухудшению морфологии волноводных слоев и возрастанию внутренних потерь и, как следствие, к увеличению пороговой плотности тока.

В данной работе показано, что в случае, если в ДГС РО лазере легируется только область квантовой ямы, сохранить низкие значения пороговой плотности тока удастся.

Лазерные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии [4] на GaAs (100)-подложках, легированных цинком. Режимы выращивания и конструкция лазеров аналогичны описанным в [1], за исключением того, что ширины квантовой ямы составляли 50 и 30 Å. Энергетическая диаграмма структур представлена на рис. 1.

После выращивания пластины утоньшались до  $\sim 100$  мкм. После напыления и вжигания омических контактов из пластин выкалывались полосы шириной  $\sim 2000$  мкм, из которых скрайбированием изготавливались лазеры с широким полоском размером  $300 \times 2000$  мкм.

Экспериментальные результаты данной работы представлены на рис. 2. Пороговая плотность тока для лазера с нелегированной активной областью и квантовой GaAs-ямой 50 Å составила 175 А/см<sup>2</sup> (300 К) (рис. 2, точка 1). Аналогичная пороговая плотность тока была получена и в случае, когда квантовая яма была легирована кремнием  $n \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (точки 2).

Для лазера с квантовой ямой 30 Å, также легированной кремнием, пороговый ток составил 350 А/см<sup>2</sup>.

Таким образом, в ДГС РО лазерах с легированной квантовой ямой реализованы пороговые плотности тока 175 ( $\lambda = 0,8$  мкм) и 350 А/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 0,73$  мкм). Согласно нашим сведениям, эти значения являются наименьшими из опубликованных в литературе для (Al, Ga) As-лазеров для указанных длин волн.

- [1] Алфёров Ж. И., Васильев А. М., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Луценко М. Э., Устинов В. М. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1803—1807.  
 [2] Chen H. Z., Ghaffari A., Morkoc H., Yariv A. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 25. P. 1334—1335.  
 [3] Shealy J. R. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 18. P. 1455—1457.  
 [4] Копьев П. С., Леденцов Н. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1729—1742.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
 Ленинград

Получено 29.08.1989  
 Принято к печати 6.09.1989

ФТП, том 24, вып. 1, 1990

## ВЛИЯНИЕ ПОЛЕВОЙ ДИССОЦИАЦИИ ЭКСИТОНОВ НА ФОТОТОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Арутюнян В. М., Маргарян А. Л., Меликсетян В. А.

Обычно на спектрах фототока в области экситонных резонансов в полупроводниках наблюдаются минимумы. Однако при наличии какого-либо эффективного механизма диссоциации экситонов возможно также проявление максимумов. Одним из таких механизмов является полевая диссоциация экситонов. Действительно, как показано в [1], с увеличением анодного смещения, приложенного к границе раздела ZnO—электролит, приводящего к росту напряженности электрического поля в приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, имеет место трансформация наблюдаемого ранее в области экситонного резонанса минимума в максимум.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу влияния полевой диссоциации экситонов на фототок, реализуемой в условиях сильных электрических полей в ОПЗ полупроводника. За основу расчета взята модель, предложенная в [2], в которой рассматривалась только тепловая диссоциация экситонов. В [2] после решения диффузионного уравнения для распределения концентрации экситонов  $C(x)$  получено следующее выражение:

$$C(x) = \frac{\Phi_0 \alpha L_{ex}^2}{D_{ex} (1 - \alpha^2 L_{ex}^2)} \left[ e^{-\alpha x} - \frac{(\gamma + \alpha) L_{ex}}{1 + \gamma L_{ex}} e^{-x/L_{ex}} \right], \quad (1)$$

где  $\Phi_0$  — плотность потока фотонов при  $x=0$ ,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $L_{ex} = (D_{ex} \tau_{ex})^{1/2}$  — диффузионная длина экситонов,  $D_{ex}$  — коэффициент диффузии экситонов,  $\tau_{ex}$  — время жизни экситонов,  $\gamma \equiv \sigma_{ex} \sqrt{D_{ex}}$ ,  $\sigma_{ex}$  — скорость поверхностной аннигиляции экситонов. Так же как и в [2], будем полагать, что носители заряда генерируются не непосредственно, а через диссоциацию экситонов, однако мы будем учитывать одновременно и их полевую диссоциацию. Скорость генерации носителей  $g(x)$  представим в виде

$$g(x) = C(x) [\gamma_T + \gamma_{II}(x)], \quad (2)$$

где  $\gamma_T = (\tau_{ex}^d)^{-1}$ ,  $\tau_{ex}^d$  — время жизни экситонов относительно тепловой диссоциации, а  $\gamma_{II}(x)$  — вероятность туннельной диссоциации экситона, согласно [3], имеет вид

$$\gamma_{II}(x) = \frac{16E_0^2}{e\hbar a_B F(x)} \exp \left[ -\frac{4E_0}{3ea_B F(x)} \right]. \quad (3)$$

Здесь  $E_0$  — энергия связи экситона,  $a_B$  — его боровский радиус,  $F(x)$  — напряженность поля в точке  $x$ .

Как видно из (3), зависимость  $\gamma_{II}$  от  $x$  определяется тем, что напряженность электрического поля в ОПЗ  $F(x)$  не является постоянной, а возрастает от нуле-