

06.3; 12

© 1991

## ЛИНЕЙКИ МОШНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

С.Ю. Карпов, Г. де Лакруз,  
В.Е. Мясин, А.Ю. Островский,  
Ю.В. Погорельский, И.Ю. Русанович,  
И.А. Соколов, Н.А. Стругов,  
А.Л. Тер-Мартirosян, Г.А. Фокин,  
В.П. Чалый, А.П. Шкурко,  
М.И. Этинберг

В настоящее время лазерные структуры, предназначенные для создания мощных полупроводниковых излучателей, изготавливаются методом эпитаксии из металлоорганических соединений [1-3]. В данном сообщении представлены результаты исследования полупроводниковых лазерных линеек, изготовленных в система твердых растворов  $AlAs - GaAs$  методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

В результате оптимизации в качестве базовой была выбрана гетероструктура, позволяющая получить повышенную мощность излучения при сохранении достаточно высокой дифференциальной квантовой эффективности. На подложке  $n-GaAs$  ( $n: n \approx 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) последовательно выращивались буферный слой  $n-GaAs$  ( $Si: n \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) толщиной 0.8 мкм, широкозонный эмиттер  $n-Al_{0.42}Ga_{0.58}As$  ( $Si: n \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) толщиной 2.2 мкм, волноводный слой  $n-Al_{0.23}Ga_{0.77}As$  ( $Si: n \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) толщиной 80 нм, активная область, симметрично расположенные волноводный слой и широкозонный эмиттер р-типа ( $Be: p \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Активная область представляла собой слабо легированную ( $n \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) одиночную квантовую яму из  $GaAs$  толщиной 15 нм.

Как правило, лазерные гетероструктуры в системе  $AlAs - GaAs$  выращиваются на  $As$ -стабилизированной (2x4)-поверхности. Рост слоев тройного раствора осуществляется при  $T \sim 650-720 \text{ }^\circ\text{C}$ ; для стабилизации при такой температуре поверхностной структуры (2x4) используется парциальное давление  $As_4$ , такое, что отношение  $As_4 / (Al + Ga) \sim 5-20$ . В то же время для  $GaAs$  установлено, что оптимальным является соотношение парциальных давлений компонент  $As_4 / Ga \sim 1.5-2.0$  (для скорости роста  $\sim 1 \text{ мкм/час}$ ), а при отношении давлений  $\geq 3$  наблюдается резкое возрастание количества точечных дефектов, сопровождающееся деградацией люминесцентных свойств и подвижности носителей [4]. Наши эксперименты показали, что слои  $AlGaAs$  ( $x=0.20-0.45$ ) с приборными характе-

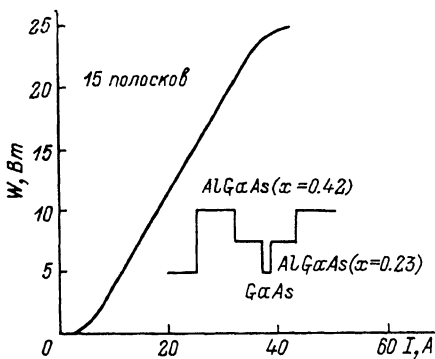


Рис. 1.

ристиками возможно получить при  $As_4 / (Al + Ga) \sim 2$  (и, соответственно, температуре 610–640 °С, поскольку верхняя граница области (2x4) при отношении парциальных давлений  $\sim 2$  и  $x = 0.20-0.45$  составляет 650 °С). Однако получение в этом режиме материала  $n$ -типа возможно только при  $n \leq 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Увеличение концентрации примеси оказывает влияние на процесс эпитаксиального роста, по-видимому, из-за сегрегации  $Si$  на поверхности [5, 6].

Эксперименты, выполненные на модельных структурах [7], показали наличие узкого температурного интервала 710–730 °С (реконструкция (3x1)), обеспечивающего получение низколегированного  $AlGaAs$  приборного качества. В дополнительных исследованиях было установлено, что в этом режиме возможно получение материала  $n$ -типа с концентрацией  $Si$  вплоть до  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Следует отметить, что в работе [8] максимальная подвижность двумерного электронного газа в инвертированной HEMT структуре была получена в узком интервале изменения ростовой температуры 700–720 °С.

Из выращенных структур изготавливались контрольные образцы четырехсколотых лазерных диодов. Пороговая плотность тока в таких лазерах не зависела от их размера и составляла 250–300 А/см<sup>2</sup>. Изготовленные на основе этих структур мезаполосковые лазеры с дополнительной оксидной изоляцией (ширина полоска 100 и 200 мкм) имели пороговую плотность тока 300 А/см<sup>2</sup> (при длине резонатора  $L = 1.2$  мм). Дифференциальная квантовая эффективность  $\eta_D$  не зависела от ширины полоска и в коротких лазерах достигала 75–80%. Мощность излучения одиночного гетеролазера без дополнительных покрытий составляла 800–900 мВт (при ширине полоска 100 мкм).

На основе базовой гетероструктуры были изготовлены лазерные линейки с 10–15 полосками (ширина полоска – 100 мкм, интервал

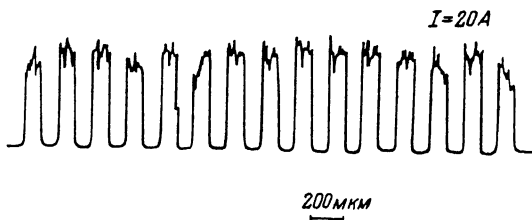


Рис. 2.

между полосками – 100 мкм). На заднее зеркало линейки наносилось многослойное металл-диэлектрическое покрытие с 80 % отражающей способностью. Испытания линейки проводились в квазипрерывном режиме при длительности импульса накачки 200 мкс и частоте 50 Гц. Температура теплоотода в процессе измерений поддерживалась равной 15 °С. Измерения ближнего поля излучения (рис. 1) показало, что уже при токах накачки, в два раза превышающих пороговый ток, мощность, излучаемая отдельными полосками, отличалась не более, чем на 15 %. На рис. 2 представлена ватт-амперная характеристика исследованной линейки. Дифференциальная эффективность составила 52 %, а максимальная мощность – 25 Вт для линейки из 15 лазеров. Полуширина огибающей спектра излучения на полувысоте составляла ~5 нм, а расходимость светового пучка в дальней зоне в направлениях параллельном и перпендикулярном плоскости р-р-перехода – соответственно 12 и 50°. Мощность излучения лазерной линейки ограничивалась разогревом активной области при токах, примерно в восемь раз превышающих пороговое значение.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Welch D.F., Chan B., Streifer W., Scifres D.R. // Electron. Lett. 1988. V. 24. P. 113.
- [2] Sakamoto M., Welch D.F., Endriz J.G., Scifres D.R., Streifer W. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 2299.
- [3] Yamana H., Iwamoto K., Yamaguchi N., Honda K., Mamine T., Kojima C. Proc. Conf. on Laser and Electro-Optics, 1990. p. 468.
- [4] Kobayashi K., Kamata N., Fujimoto I., Okada M., Suzuki T. // J. Vac. Sci. Techn. 1985. V. 3. P. 753.
- [5] Heiblum M., Wang W.I., Osterling L.E., Deline V. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 6751.

- [6] R o s k e t t A., K l e m J., B a r n e t t S.A., G r e e n J.E., M o r c o s H. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 2777.
- [7] К а р п о в С.Ю., К о в а л ь ч у к Ю.В., М я ч и н В.Е., Г. д е л а К р у з, П о г о р е л ь с к и й Ю.В., Р у с а н о в и ч И.Ю., С о к о л о в И.А., Ф а л е е в Н.Н., Ф о к и н Г.А., Э т и н б е р г М.И. // П и с ь м а в ЖТФ, 1991.
- [8] M o r c o s H., D r u m m o n d T.J., F i s h e r R. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 1030.

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

Поступило в Редакцию  
5 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17. вып. 7

12 апреля 1991 г.

03; 04

© 1991

## ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

И.В. З а й ц е в, С.В. З а й ц е в

В настоящее время ни одной из предложенных моделей шаровой молнии (ШМ) не удается объяснить весь комплекс ее необычных свойств [1-3].

В данной работе предлагается модель, которая исходит из гипотезы о том, что ШМ представляет собой аналог мыльного пузыря с положительным электрическим зарядом  $Q$ . Найдем условия стабильности этой конструкции. На поверхность заряженной сферы действует нормальное растягивающее напряжение:

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 E_0^2}{2}, \quad (1)$$

где  $E_0$  — напряженность электрического поля у поверхности сферы,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость. Это напряжение должно быть уравновешено внешним давлением. Такое давление может создать атмосфера из поляризованных молекул воды, которые соберутся вокруг заряженной сферы. Проверим это предположение теоретическим расчетом. Согласно статистической механике, частицы, пребывая в тепловом равновесии в поле сил, распределяются так, что плотность частиц  $n$  в точке с координатой  $R$  определяется формулой

$$n(R) = n(R_0) \cdot \exp\left\{-\frac{U(R) - U(R_0)}{kT}\right\}, \quad (2)$$