

УДК 621.378

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК МОДИФИЦИРОВАННЫХ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ БРЭГГОВСКИХ ЗЕРКАЛ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНО-ИЗЛУЧАЮЩИХ ЛАЗЕРОВ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

В. В. Безотосный, П. В. Карга

Численно промоделированы параметры распределенных брэгговских зеркал обычной и модифицированной конструкций для инжекционных лазеров с вертикальным резонатором на длинах волн 0,81 мкм и 0,98 мкм.

Поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL) принципиально отличаются от обычных инжекционных лазеров (ИЛ) тем, что генерация излучения в них происходит в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры. Потенциальным преимуществом такой геометрии является возможность изготовления на одной подложке методами планарной технологии плотно упакованных матриц с большим числом элементов, а именно 10^4 и более на 1 см^2 . В ряде практических применений, таких как оптические процессоры и нейронные сети, высокоскоростные многоканальные оптические переключатели для систем оптической связи, необходимы двумерные фазированные и нефазированные матрицы лазерных диодов. Вместе с тем, основное конструктивное отличие поверхностно-излучающих лазеров от обычных инжекционных лазеров с торцевым выводом излучения является причиной того, что они имеют излучательные характеристики, уступающие лучшим образцам обычных ИЛ. Наряду с малой длиной усиливающей среды в направлении оси резонатора и, соответственно, более высокой плотностью порогового тока, существенным недостатком VCSEL также является высокое последовательное сопротивление R_s , обусловленное многослойными брэгговскими распределенными зеркалами. Наиболее эффективный путь решения этой проблемы – модификация свойств самих брэгговских зеркал, в частности, предложенный в [1] метод градиентных гетеропереходов. Однако, более простым для практической

реализации посредством МОС-гидридной эпитаксии является метод изготовления ступенчатых гетеропереходов [2], поскольку в данном случае не требуется применения специального оборудования и программного обеспечения для контроллеров газового потока. Отметим, что развитием второго подхода явилось использование принципов конструирования зонной структуры [3], позволившее получить рекордные параметры полного КПД – 17,3% для поверхностно-излучающих лазеров [4]. В указанной работе слои брэгговских зеркал имели переменный состав, соответствующий параболическому профилю показателя преломления, а модуляция легирования зеркал позволила сгладить профиль валентной зоны на гетеропереходах.

В данной работе проведено численное моделирование спектра отражения брэгговских зеркал, состоящих из двух и четырехслойных композиций гетерослоев применительно к гетероструктурам на основе $AlGaAs/GaAs$ на длине волны 0,81 мкм и гетероструктурам $InGaAs/AlGaAs/GaAs$ на длине волны 0,98 мкм.

Рассмотрим периодическую многослойную среду, состоящую из m различных веществ со следующим профилем показателя преломления:

$$n(x) = \begin{cases} n_1, & x_0 < x < x_1, \\ n_2, & x_1 < x < x_2, \\ \vdots \\ n_M, & x_{M-1} < x < x_M, \end{cases} \quad (1)$$

$$n(x + \Lambda) = n(x), \quad \Lambda = x_M - x_0. \quad (2)$$

Здесь ось x перпендикулярна границам раздела слоев, а Λ – период. В каждом периоде имеется M слоев. Толщину m -го слоя можно выразить как

$$t_m = x_m - x_{m-1}. \quad (3)$$

Распределение электрического поля в m слое n -го периода можно записать следующим образом [5]:

$$E(x) = a_n^{(m)} e^{ik_{mx}(x-n\Lambda)} + b_n^{(m)} e^{-ik_{mx}(x-n\Lambda)}, \quad (4)$$

где

$$k_{mx} = \{[(\omega/c)n_m]^2 - \beta^2\}^{1/2}, \quad m = 1, 2, \dots, M. \quad (5)$$

Периодическая многослойная среда эквивалентна одномерному кристаллу, который инвариантен относительно трансляций на постоянную решетки. Оператор трансляции

$T^{(m)}$, который связывает m -е слои двух соседних периодов решетки соотношением

$$\begin{pmatrix} a_{n-1}^{(m)} e^{ik_{mx}x_m} \\ b_{n-1}^{(m)} e^{-ik_{mx}x_m} \end{pmatrix} = T^{(m)} \begin{pmatrix} a_n^{(m)} e^{ik_{mx}x_m} \\ b_n^{(m)} e^{-ik_{mx}x_m} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

выводится из условий непрерывности на границах раздела между слоями и имеет вид

$$T^{(m)} = \frac{1}{2M} \prod_{\alpha=m+1}^{M+m} \begin{pmatrix} (1 + C_\alpha) e^{-ik_{\alpha x}t_\alpha} (1 - C_\alpha) e^{ik_{\alpha x}t_\alpha} \\ (1 - C_\alpha) e^{-ik_{\alpha x}t_\alpha} (1 + C_\alpha) e^{ik_{\alpha x}t_\alpha} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$C_\alpha = \begin{cases} k_{\alpha x}/k_{(\alpha-1)x}, & \text{для } TE, \\ n_\alpha^2 k_{(\alpha-1)x}/n_{(\alpha-1)}^2 k_{\alpha x}, & \text{для } TM. \end{cases} \quad (8)$$

Кроме того должны выполняться условия

$$C_{M+\alpha} = C_\alpha, \quad t_{M+\alpha} = t_\alpha \quad (9)$$

и

$$\prod_{\alpha=1}^M C_\alpha = 1, \quad \sum_{\alpha=1}^M t_\alpha = \Lambda. \quad (10)$$

Как видно из (7), оператор трансляции получается в результате перемножения M матриц размерности 2×2 . Операторы трансляции для разных значений m отличны друг от друга, но имеют одинаковые собственные значения. Поскольку $T^{(m)}$ имеет размерность матрицы 2×2 , то его можно представить в виде

$$T^{(m)} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}. \quad (11)$$

При описании распространения и отражения электромагнитных волн мы будем использовать терминологию и обозначения работы [5]. При этом имеем дисперсионную зависимость

$$K(\beta, \omega) = \frac{1}{\Lambda} \arccos \left[\frac{1}{2}(A + D) \right]. \quad (12)$$

Соотношение (12) определяет зонную структуру периодической многослойной среды. При вещественном K мы имеем распространяющиеся блоховские волны. Это соответствует разрешенным зонам рассматриваемой структуры. В случае комплексного K присутствует мнимая часть, которая определяет затухание блоховской волны. Это будет соответствовать запрещенным зонам рассматриваемой структуры. Находя из (12)

блховский волновой вектор K , мы можем записать коэффициент отражения от рассматриваемой структуры в виде

$$|r_N|^2 = \frac{|C|^2}{|C|^2 + (\sin K\Lambda / \sin NK\Lambda)^2}. \quad (13)$$

Внутри запрещенных зон величина K является комплексным числом

$$K\Lambda = m\pi + iK_i\Lambda, \quad (14)$$

а формула (13) для коэффициента отражения принимает вид

$$|r_N|^2 = \frac{|C|^2}{|C|^2 + (\sinh K_i\Lambda / \sinh NK_i\Lambda)^2}. \quad (15)$$

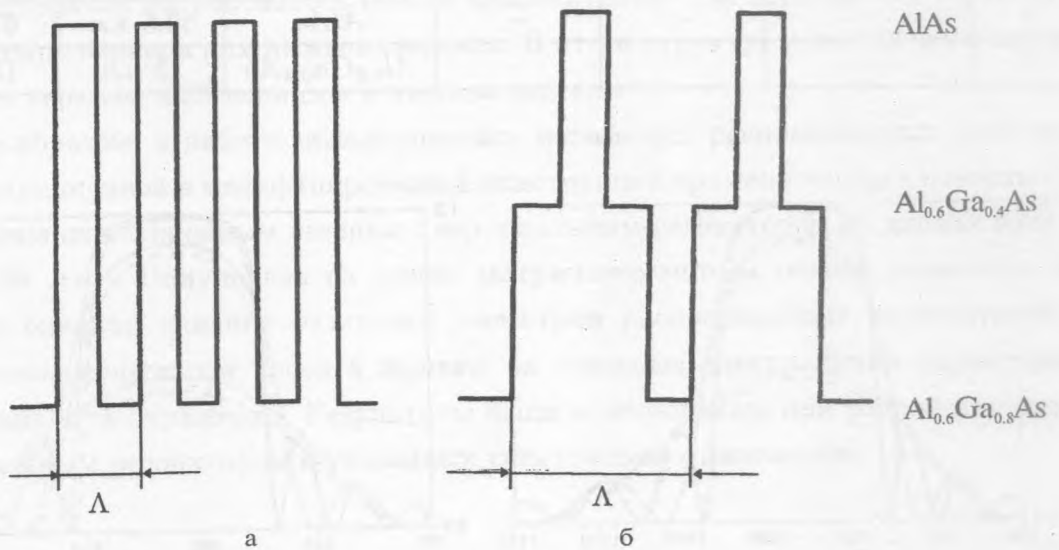


Рис. 1. Профиль показателя преломления для брэгговских зеркал на основе: а) $AlAs-Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ гетероструктуры; б) $AlAs-Al_{0,6}Ga_{0,4}As-Al_{0,2}Ga_{0,8}As-Al_{0,6}Ga_{0,4}As$ гетероструктуры.

Спектр отражения рассчитывался по формулам (13) и (15) для брэгговских отражателей на основе $AlGa - Al_{0,2}Ga_{0,8}As$, имеющих два слоя в периоде и на основе $AlAs - Al_{0,6}Ga_{0,4}As - Al_{0,2}Ga_{0,8}As - Al_{0,6}Ga_{0,4}As$, имеющих четыре слоя в периоде. Схематически профиль показателя преломления брэгговских зеркал показан на рис. 1. Параметры слоев подбирались так, чтобы максимум кривой зависимости коэффициента

отражения от длины волны находился вблизи 0,81 мкм или 0,98 мкм. Вышеуказанные комбинации составов слоев были выбраны из соображения технологической совместимости ростовых процессов для активной области и для брэгговских отражателей, а также для предотвращения поглощения излучения из активной области в распределенных зеркалах. Параметры брэгговских зеркал приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

номер слоя	двухслойный отражатель			четырёхслойный отражатель		
	состав слоев	толщина слоя, $\lambda = 0,81$ мкм	толщина слоя, $\lambda = 0,98$ мкм	состав слоев	толщина слоя, $\lambda = 0,81$ мкм	толщина слоя, $\lambda = 0,98$ мкм
1	$Al_{0,2}Ga_{0,8}As$	58 нм	72 нм	$Al_{0,2}Ga_{0,8}As$	43 нм	57 нм
2	$AlAs$	65,5 нм	82 нм	$Al_{0,6}Ga_{0,4}As$	15 нм	15 нм
3	—	—	—	$AlAs$	50,5 нм	67 нм
4	—	—	—	$Al_{0,6}Ga_{0,4}As$	15 нм	15 нм

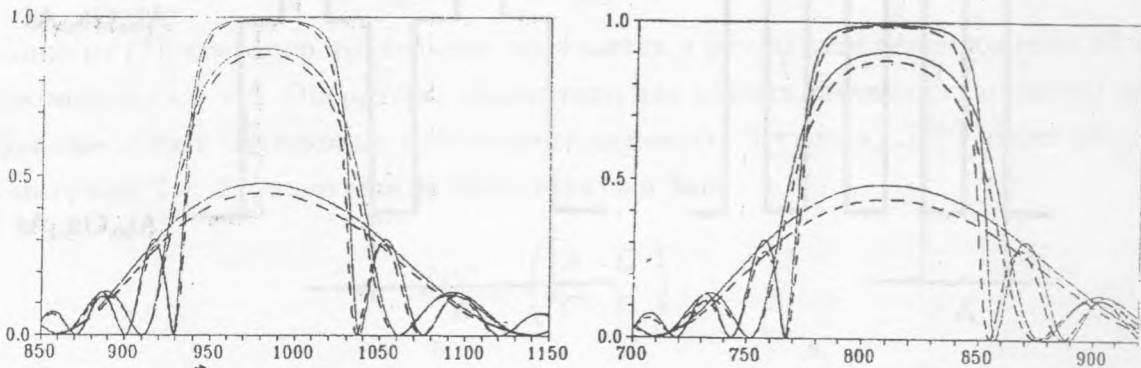


Рис. 2. Спектры отражения для двухслойных и четырехслойных брэгговских зеркал при количестве периодов 7, 15, 25: а) на длине волны 0,81 мкм; б) на длине волны 0,98 мкм.

Результаты расчетов представлены на рис. 2. Сплошными линиями обозначены спектры отражения в случае двух слоев в периоде, а пунктирными – в случае четырех слоев в периоде при количестве периодов 7, 15 и 25. Как видно из рис. 2, наибольшие отличия в коэффициенте отражения двух и четырехслойных брэгговских зеркал

наблюдаются при небольшом числе периодов. В частности, на рис. 2 при 7 периодах для лазеров на 0,81 мкм разница в максимуме коэффициента отражения составляет 10%, а при 25 периодах разница уменьшается до 0,5%. Полуширина спектров отражения уменьшается для четырех слоев в периоде на 10% в случае 7 периодов и на 6% в случае 25 периодов. Аналогичным образом ведет себя коэффициент отражения такой же по составу алюминия комбинации слоев $AlGaAs$ на длине волны 0,98 мкм, с той лишь разницей, что отличие в максимальном коэффициенте отражения и полуширине спектра отражения четырехслойных зеркал от двухслойных при том же числе периодов меньше (рис. 26). Результаты расчетов были использованы при разработке конструкции VCSEL. На практике уменьшение коэффициента отражения брэгговских зеркал с четырьмя слоями в периоде компенсировалось увеличением числа периодов. В конкретном случае VCSEL на длине волны 0,81 мкм, для обеспечения величины коэффициента отражения 99% для нижнего, по отношению к подложке, зеркала и 95% для верхнего выходного зеркала потребовалось ввести дополнительно два периода для верхнего зеркала и четыре периода для нижнего зеркала. В итоге структуры на 0,81 мкм имели 19 периодов в верхнем и 25 периодов в нижнем зеркале.

Таким образом, в работе моделировались параметры распределенных брэгговских зеркал традиционной и модифицированной конструкций применительно к поверхностно-излучающим инжекционным лазерам с вертикальным резонатором на длинах волн 0,81 мкм и 0,98 мкм. Полученная на основе матричного метода модель позволила количественно оценить влияние различной геометрии распределенных отражателей при произвольном количестве слоев в периоде на основные спектральные характеристики коэффициента отражения. Результаты были использованы при разработке лазеров с вертикальным резонатором в указанных спектральных диапазонах.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Balts R., Demeester P., Lagasse P. E. J. Appl. Phys., **62**, 723 (1987).
- [2] Tai K., Yang L., Wang Y. H., et al. Appl. Phys. Lett., **56(25)**, 2496 (1990).
- [3] Schubert E. F., Tu L. W., Zydzik G. J., et al. Appl. Phys. Lett., **60**, 466 (1992).
- [4] Peters M. G., Yonng D. B., Peters F. H., et al. IEEE Photonics Technology Letters, **6**, 31 (1994).

[5] Yeh P., Yariv A., Hong C.-S. J. Opt. Soc. Am., **67**, 4, April 1977.

Поступила в редакцию 25 марта 1996 г.