

УДК 621.378.35

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНОГО ГЕТЕРОЛАЗЕРА С СЕЛЕКТИВНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

© 2004 г. А. Г. Буйкевич*, В. К. Кононенко**, доктор физ.-мат. наук; И. С. Манак*, канд. физ.-мат. наук

* Белорусский государственный университет, Минск, Белоруссия

** Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Белоруссии, Минск, Белоруссия
E-mail: buikevich@bsu.by

Теоретически исследовано влияние селективного резонатора с дифракционной решеткой на поляризацию излучения квантоворазмерного гетеролазера. Установлено изменение степени поляризации в зависимости от соотношения коэффициентов оптических потерь для ТЕ- и ТМ-мод. Определены пути оптимизации одномодовой генерации излучения требуемой поляризации.

Коды OCIS: 140.0140.

Поступила в редакцию 12.04.2004.

Размерное квантование характерным образом отражается на поляризационных зависимостях излучения полупроводниковых гетероструктур. Поляризационные особенности спектров усиления излучателей данного типа связаны с зависимостью вероятностей оптических переходов на состояния тяжелых и легких дырок от типа моды [1–3]: значительный вклад в усиление ТЕ-моды вносят переходы с участием тяжелых дырок, в то время как для ТМ-моды вероятность перехода с участием подзоны легких дырок больше, чем для подзоны тяжелых дырок. На поляризацию излучения квантоворазмерных гетероструктур оказывают влияние ориентация, геометрическая форма и размеры активной области [2–5], наличие механических напряжений [6–9]. При анализе поляризационных характеристик излучения следует учитывать также волноводные свойства активной области [10].

Динамика генерации лазеров определяется как характеристиками активной среды, так и параметрами оптического резонатора, управление спектром генерации можно осуществлять с помощью дисперсионного резонатора [11]. В качестве дисперсионного резонатора может служить оптический волоконный волновод с дифракционной решеткой [12], вносящий селективные потери. Обычно функция пропускания дисперсионного резонатора с селективными потерями описывается гауссовой функцией. Тогда коэффициент потерь резонатора k_n в зависимости от частоты ν можно представить в виде

$$k_n(\nu) = k_{n0} + \frac{(\nu - \nu_0)^2}{l\sigma_c^2}, \quad (1)$$

где k_{n0} – коэффициент неселективных потерь на частоте максимума пропускания селектора потерь ν_0 ,

σ_c – гауссова ширина пропускания селектора, l – длина резонатора. Если ν_0 изменяется со временем, происходит свивирование линии генерации в результате смещения спектрального положения минимума потерь резонатора [13].

Полагая, что ширина линии генерации $\Delta\nu$ и ширина пропускания селектора σ_c достаточно малы по сравнению с шириной полосы усиления лазера и межмодовым расстоянием резонатора, приходим к кинетическим уравнениям для описания одномодовой генерации на частоте ν_0 . С учетом поля-

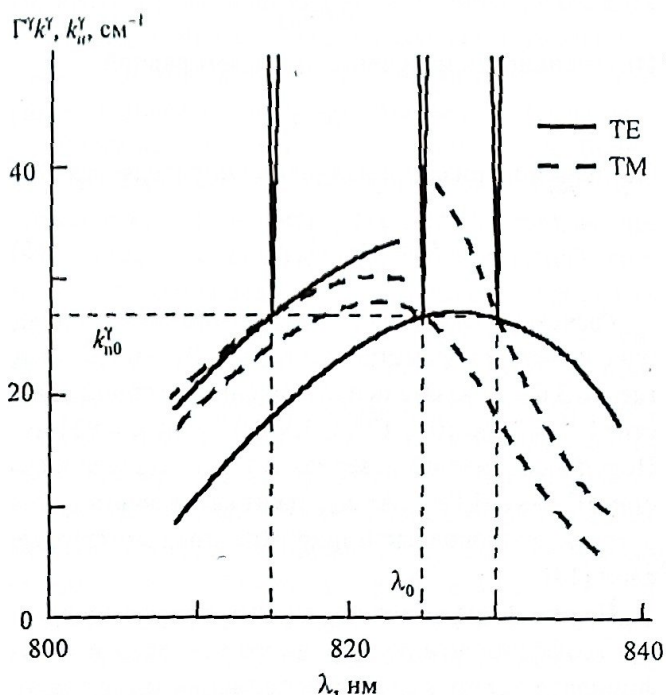


Рис. 1. Зависимости коэффициентов волноводного усиления $\Gamma'k'$ и потерь k_n' от длины волны излучения λ . $k_n^0 = 27 \text{ см}^{-1}$, $\lambda_0 = 815, 825, 830 \text{ нм}$.

ризации γ (ТЕ- или ТМ-мода) и вводя плотность фотонов $S^\gamma = \int S^\gamma(\nu) d\nu = S^\gamma(\nu_0) \Delta\nu$, где $S^\gamma(\nu)$ – форма линии генерации, кинетические уравнения запишем в виде [11, 14]

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{j}{ed} - R_{\text{сп}} - \nu \Gamma^\gamma k^\gamma S^\gamma, \\ \frac{dS^\gamma}{dt} &= \nu (\Gamma^\gamma k^\gamma - k_{\text{п}0}^\gamma) S^\gamma + \beta R_{\text{сп}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где n – концентрация неравновесных носителей тока в активной области, j – плотность тока накачки, d – ширина квантовой ямы, $R_{\text{сп}}$ – скорость спонтанной рекомбинации, ν – групповая скорость, k^γ – коэффициент усиления, Γ^γ – параметр оптического ограничения, β – коэффициент, показывающий вклад спонтанных излучательных переходов в лазерную моду. Здесь для простоты инжекционная эффективность и квантовый выход люминесценции принимаются равными 1, а вклад спонтанного излучения в генерирующую моду считается не зависящим от поляризации.

Стационарная система уравнений ($dn/dt = 0$, $dS^\gamma/dt = 0$) дополняется уравнениями для скорости спонтанной рекомбинации $R_{\text{сп}}$, коэффициента усиления $k^\gamma(\nu)$ и параметра оптического ограничения Γ^γ , а также условием электронейтральности активной области [14]. Очевидно, в режиме самовозбуждения ($\beta = 0$) выше порога, так как $\Gamma^\gamma k^\gamma = k_{\text{п}0}^\gamma$ и скорость спонтанной рекомбинации $R_{\text{сп}}$ стабилизируется на пороговом уровне, равном величине $j_{\text{п}}/ed$, имеем

$$S^\gamma = \frac{j - j_{\text{п}}}{ed\nu k_{\text{п}0}^\gamma}. \quad (3)$$

Интенсивность излучения полагаем равной

$$I^\gamma = h\nu\nu S^\gamma. \quad (4)$$

Степень поляризации излучения определяется как

$$P = \frac{I^{\text{ТЕ}} - I^{\text{ТМ}}}{I^{\text{ТЕ}} + I^{\text{ТМ}}}. \quad (5)$$

Расчеты проводились с использованием следующих значений параметров: $d = 8$ нм; $\beta = 10^{-4}$; $\nu = c/\tilde{n}$, где $\tilde{n} = 3,6$ – показатель преломления активной области; $\Gamma^{\text{ТЕ}} = 2,29 \times 10^{-2}$, $\Gamma^{\text{ТМ}} = 1,8 \times 10^{-2}$ при $\lambda = 825$ нм. Полупроводниковая лазерная гетероструктура в системе GaAs–Al_xGa_{1-x}As содержит квантовую яму, барьерные волноводные и широкозонные эмиттерные слои [14].

На рис. 1 представлены спектральные зависимости коэффициента волноводного усиления и коэффициента потерь в случае выполнения амплитудного условия генерации $\Gamma^\gamma k^\gamma = k_{\text{п}0}^\gamma = 27$ см⁻¹ для трех значений длины волны максимума пропускания селектора $\lambda_0 = 815, 825$ и 830 нм. Рисунок 2 демонст-

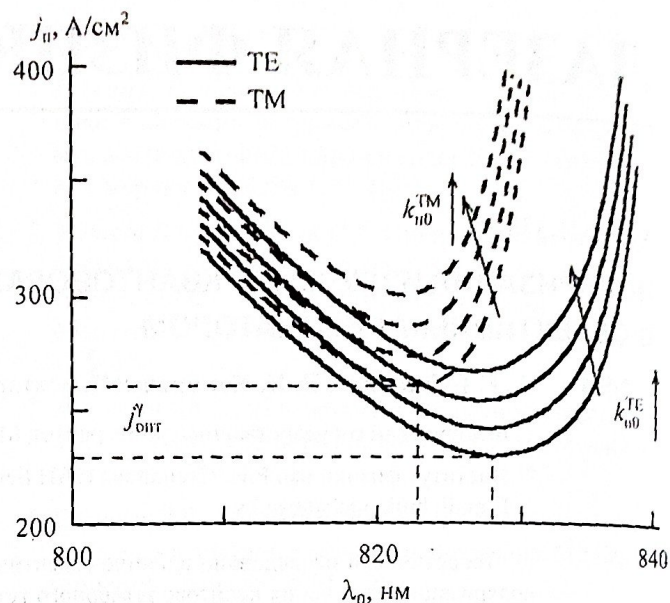


Рис. 2. Зависимости плотности порогового тока $j_{\text{п}}$ квантоворазмерного гетеролазера от длины волны селекции λ_0 . $k_{\text{п}0}^\gamma = 25, 27, 29, 31$ см⁻¹. (Стрелками указаны направления увеличения значений $k_{\text{п}0}^\gamma$.)

рирует спектральную зависимость плотности порогового тока накачки при различных значениях $k_{\text{п}0}^\gamma$. Оптимальные значения порогового тока накачки $j_{\text{опт}}^\gamma$ для ТЕ- и ТМ-мод приходятся на длину волны вблизи 827 и 823 нм соответственно и в зависимости от $k_{\text{п}0}^\gamma$ принимают значения от 230 до 310 А/см². С ростом $k_{\text{п}0}^\gamma$ наблюдается сдвиг значений $j_{\text{опт}}^\gamma$ в коротковолновую область.

Величину коэффициента потерь $k_{\text{п}0}^\gamma$ можно изменять, например, нанесением соответствующих покрытий на торцы лазерного диода. Следует отметить, что дифракционная эффективность резонатора с решеткой зависит от типа поляризации распространяющегося излучения и параметров применяемой решетки [15, 16], что также отражается на поляризационной зависимости коэффициента потерь $k_{\text{п}0}^\gamma$. Кроме того, при одинаковых значениях $k_{\text{п}0}^\gamma$ величина порогового тока накачки для излучения ТЕ-поляризации оказывается меньше из-за большего (для рассматриваемой гетероструктуры) модового усиления ТЕ-моды сравнительно с ТМ-волной.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности излучения I^γ лазера на квантовой яме с селективным резонатором (кривые 1 и 2) и доминирующих мод генерации неселективного резонатора [14] (кривые 3 и 4) от плотности тока накачки j , стрелкой указано значение плотности порогового тока, рассчитанное из условия самовозбуждения ($\beta = 0$). Как видно, применение селективного резонатора приводит к более быстрому росту интенсивности излучения от плотности тока накачки при достижении порога генерации, что в свою очередь ведет к достижению предельных значений ± 1 для степени

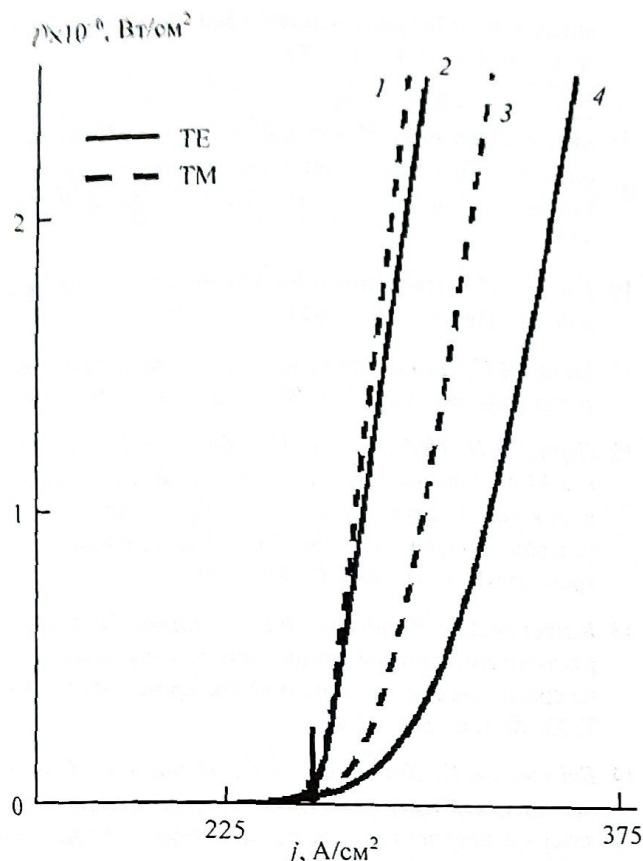


Рис. 3. Зависимости интенсивности излучения P от плотности тока накачки j . 1 — $k_{n0}^{TE} = 33 \text{ см}^{-1}$, $k_{n0}^{TM} = 25 \text{ см}^{-1}$, $\lambda_0 = 823,82 \text{ нм}$; 2 — $k_{n0}^{TE} = 30 \text{ см}^{-1}$, $k_{n0}^{TM} = 25 \text{ см}^{-1}$, $\lambda_0 = 826,18 \text{ нм}$; 3 — $k_{n0}^{TE} = 33 \text{ см}^{-1}$, $k_{n0}^{TM} = 25 \text{ см}^{-1}$, $\lambda = 823,82 \text{ нм}$; 4 — $k_{n0}^{TE} = 30 \text{ см}^{-1}$, $k_{n0}^{TM} = 25 \text{ см}^{-1}$, $\lambda = 826,18 \text{ нм}$; кривые 3 и 4 соответствуют доминирующим модам генерации в неселективном резонаторе [14].

поляризации при меньших значениях j (рис. 4), само же значение плотности порогового тока изменяется незначительно.

На рис. 5 на диаграмме $k_{n0}^{TE} - k_{n0}^{TM}$ указаны значения плотности порогового тока $j_n = j_n^y$ при $\lambda_0 = 823,82 \text{ нм}$ и фиксированном значении одного из коэффициентов

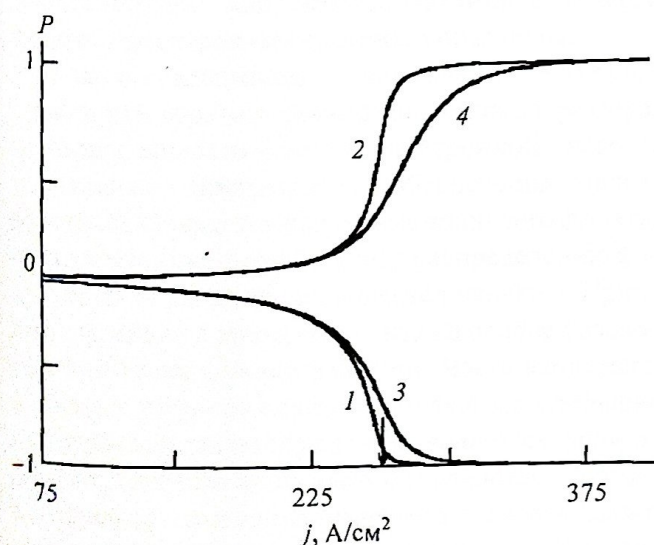


Рис. 4. Зависимости степени поляризации излучения P от плотности тока накачки j при тех же параметрах, что и на рис. 3.

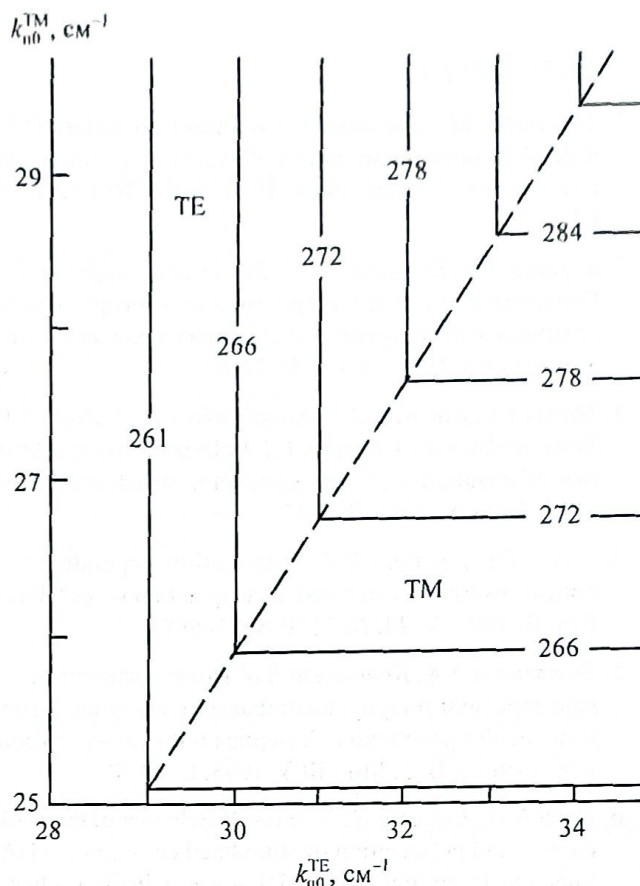


Рис. 5. Плотность порогового тока j_n и тип поляризации (ТЕ или ТМ) генерируемого излучения в зависимости от соотношения коэффициентов потерь k_{n0}^{TE} и k_{n0}^{TM} в селективном резонаторе. (На линиях значения j_n указаны в ед. А/см^2 .)

потерь k_{n0}^y . Как видно, набор значений коэффициентов потерь ТЕ- и ТМ-мод разбивается на две области (на рисунке разделены штриховой линией), в которых генерация происходит на моде соответствующей поляризации. Вдоль штриховой линии генерация возможна одновременно на модах обеих поляризаций.

Таким образом, подбирая параметры селективного резонатора (частоту максимума пропускания селектора и коэффициенты потерь ТЕ- и ТМ-мод), можно определить оптимальные условия одномодовой генерации излучения заданной поляризации. Для системы $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ показано, что оптимальное значение порогового тока при генерации ТЕ-моды приходится на длину волны вблизи 827 нм. Установлено, что степень поляризации излучения в режиме стационарной генерации определяется соотношением между коэффициентами оптических потерь для ТЕ- и ТМ-мод. А именно, на диаграмме $k_{n0}^{TE} - k_{n0}^{TM}$ выделяются две области. Одна (область I), где значения $k_{n0}^{TE} \leq k_{n0}^{TM}$, а также когда k_{n0}^{TE} незначительно превышает k_{n0}^{TM} (в рассмотренном случае не более чем на 16%). Степень поляризации P в этой области положительна (доминирует ТЕ-мода). Другая (область II), где выполняется иное соотношение между k_{n0}^{TE} и k_{n0}^{TM} и P отрицательна (преобладает мода ТМ-поляризации).

ЛИТЕРАТУРА

1. Yamanishi M., Suemune I. Comment on polarisation dependent momentum matrix elements in quantum well lasers // Jpn. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. № 1. P. L35–L36.
2. Карасев Д.В., Кононенко В.К., Манак И.С., Харевич Д.Л. Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1992. № 3–4. С. 52–55.
3. Manak I.S., Karasev D.V., Kononenko V.K., Nalivko S.V., Romanenko A.A., Vitalisov A.A. Polarization characteristics of quantum well semiconductor structures / Proc. SPIE. 1996. V. 3094. P. 2–17.
4. Sercel P.C., Vahala K.J. Polarization dependence of optical absorption and emission in quantum wires // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. № 11. P. 5681–5691.
5. Виталисов А.А., Кононенко В.К. Поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей типа квантовой проволоки // Лазерная и оптико-электронная техника. В. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 34–43.
6. Patel N.B., Ripper J.E., Brosnan P. Behavior of threshold current and polarization of stimulated emission of GaAs injection lasers under uniaxial stress // IEEE J. Quant. Electron. 1973. V. 9. № 2. P. 338–341.
7. Cassidy D.T., Adams C.S. Polarization of the output of InGaAsP semiconductor diode lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1989. V. 25. № 6. P. 1156–1160.
8. Ptashchenko A.A., Deych M.V., Mironchenko N.B., Ptashchenko F.A. Polarization of the spontaneous radiation of stressed laser heterostructures // Sol.-St. Electron. 1994. V. 37. № 4–6. P. 1255–1258.
9. Ya H., Cheng W.Z., Chen Y.F., Lin T.Y. Upside-down tuning of light- and heavy-hole states in GaNAs/GaAs single quantum wells by thermal expansion and quantum confinement // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. № 18. P. 3386–3388.
10. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983. 294 с.
11. Ханнин Я.И. Динамика квантовых генераторов. Квантовая радиофизика. Т. 2. М.: Сов. радио, 1975. 196 с.
12. Дураев В.П., Неделин Е.Т., Недобывайло Т.П., Сумароков М.А., Климов К.И. Полупроводниковые лазеры с волоконной брэгговской решеткой и узким спектром генерации на длинах волн 1530–1560 нм // Квант. электрон. 2001. Т. 31. № 6. С. 529–530.
13. Казберук А.В., Карпушко Ф.В., Синицын Г.В. Характеристики автосвирирования частоты излучения лазера на красителе с нелинейным селектором // ЖПС. 1980. Т. 33. № 3. С. 561–564.
14. Буйкевич А.Г., Кононенко В.К., Манак И.С. Степень поляризации излучения квантоворазмерного гетеролазера с неселективным резонатором // ЖПС. 2004. Т. 71. № 2. С. 193–197.
15. Breidne M., Maestre D. Equivalence of ruled, holographic, and lamellar gratings in constant deviation mountings // Appl. Opt. 1980. V. 19. № 11. P. 1812–1821.
16. Салахутдинов И.Ф., Сычужов В.А., Парье О. Высокоэффективные дифракционные решетки для работы в схеме Литтмана–Меткалфа // Квант. электрон. 1998. Т. 25. № 11. С. 1009–1012.