

06;07

Квантово-размерные лазеры со слабой зависимостью выходной мощности от температуры

© С.В. Наливкин, А.А. Афоненко, И.С. Манаки

Белорусский государственный университет, Минск

Поступило в Редакцию 9 августа 1999 г.

Предложена конфигурация инжекционного лазера на основе асимметричной квантово-размерной гетероструктуры с неоднородным возбуждением квантовых ям (КЯ), позволяющая существенно ослабить зависимость выходной мощности излучения от температуры. Показано, что вблизи комнатной температуры относительное изменение мощности генерации может быть менее 1% на 10°С.

В инжекционных лазерах, работающих в режиме непрерывной генерации, наблюдается уменьшение выходной мощности излучения, обусловленное разогревом лазерного диода [1]. Для температурной стабилизации лазерных диодов широко используются элементы Пельтье [2]. Зависимость выходной мощности излучения от температуры может быть уменьшена также путем модификации резонатора лазера [3,4]. В работе рассмотрен эффект, достигаемый в асимметричной квантово-размерной гетероструктуре с двумя неоднородно возбужденными КЯ, позволяющий существенно ослабить температурную зависимость выходной мощности инжекционного лазера.

Активная область асимметричных многослойных гетероструктур включает квантово-размерные слои разной толщины или компонентного состава. В асимметричных гетероструктурах с двумя КЯ получен режим переключения длины волны генерации при изменении тока накачки [5], показана возможность реализации бистабильного режима [6] и режима генерации регулярных пульсаций излучения на далеко разнесенных длинах волн [7]. В описанных лазерах генерируемое излучение взаимодействует с носителями во всех КЯ. Особенностью конфигурации гетероструктуры для температурной стабилизации выходной мощности является то, что спектр энергетических уровней КЯ подобран таким образом, что излучение на генерируемой длине волны усиливается в

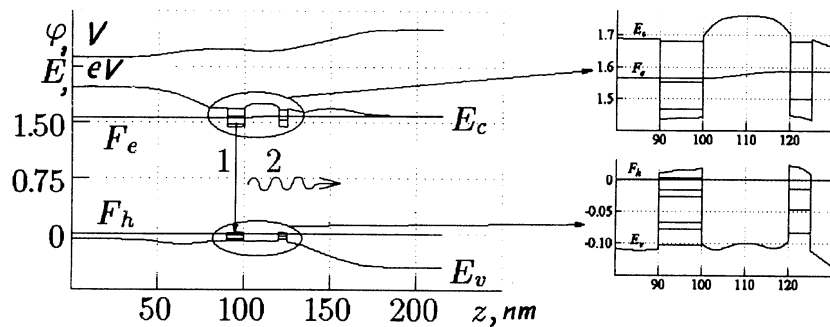


Рис. 1. Зонная диаграмма асимметричной квантово-размерной гетероструктуры с двумя квантовыми ямами в системе GaAs–Al_xGa_{1-x}As при прямом смещении. F_e и F_h — квазиуровни Ферми для электронов и дырок соответственно, φ — электростатический потенциал, E_c и E_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В квантовых ямах показаны уровни энергии.

одной КЯ и практически не взаимодействует с носителями заряда в другой (рис. 1).

КЯ гетероструктуры, взятой в качестве примера, разделены широкозонным барьерным слоем, легированным акцепторами. При приложении прямого смещения перенос дырок в КЯ 2 происходит беспрепятственно, но попадание электронов в КЯ 1 затруднено из-за потенциального барьера, возникающего в зоне проводимости благодаря легированию барьерного слоя. В результате реализуется неоднородное возбуждение КЯ. С ростом температуры потенциальный барьер может преодолевать большее число электронов, что приводит к возрастанию коэффициента инжекции электронов в первую КЯ η_1 и соответственно падению коэффициента инжекции носителей тока во вторую КЯ η_2 . Таким образом, в такой гетероструктуре падение выходной мощности излучения, обусловленное ростом спонтанной рекомбинации в усиливающей КЯ при разогреве лазерного диода может быть компенсировано (даже при неизменном токе накачки) увеличением коэффициента инжекции носителей тока в эту КЯ.

Для анализа выходных характеристик лазера используем систему скоростных уравнений для двумерных концентраций электронов n_1 и

n_2 в соответствующих КЯ и двумерной плотности фотонов S в виде

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{j_{21}}{e} - R_1 - \nu_g G_1 S, \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{j - j_{21}}{e} - R_2, \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \nu_g (G_1 - \kappa_l) S + \beta R_1. \quad (3)$$

Здесь t — время; j — плотность тока накачки; j_{21} — плотность барьерного тока в КЯ 1; R — скорость спонтанной рекомбинации; G_1 — коэффициент волноводного усиления; κ_l — коэффициент оптических потерь; ν_g — групповая скорость света в гетероструктуре; β — вклад спонтанных переходов в лазерную моду.

В стационарном режиме генерации усиление G_1 практически равняется коэффициенту потерь κ_l . Для исключения влияния температуры на выходную мощность излучения необходимо, чтобы плотность барьерного тока j_{21} и скорость спонтанной рекомбинации R_1 в пороге генерации, подобным образом зависели от температуры. Для некоторого диапазона температур вблизи заданной температуры T эти условия математически представляются как

$$\left. \frac{j_{21}}{e} \right|_T = R_1 \Big|_T + \nu_g \kappa_l S, \quad \left. \frac{dj_{21}}{dT} \right|_T = \left. \frac{dR_1}{dT} \right|_T. \quad (4)$$

Для количественного анализа системы уравнений (1)–(3) необходимо знать функциональную зависимость барьерного тока j_{21} от концентраций носителей в КЯ и температуры.

Так как размеры барьерного слоя сравнимы с длиной свободного пробега электронов, то процессы переноса неравновесных носителей тока могут быть проанализированы в модели термоэлектронной эмиссии. В предельном случае чисто баллистических перебросов, когда электроны перелетают через потенциальный барьер без столкновений, ток через барьер возникает вследствие дисбаланса плотности высокоэнергетических электронов с двух сторон барьера [8]:

$$j_{21} = e \bar{v}_z N_{cb} \left\{ \exp \left(\frac{F_{e2} - E_{cm}}{kT} \right) - \exp \left(\frac{F_{e1} - E_{cm}}{kT} \right) \right\} (1 + \gamma_n). \quad (5)$$

Здесь $\bar{v}_z = \sqrt{kT/2\pi m_c}$ — средняя проекция тепловой скорости электронов, перелетающих через барьер; m_c — эффективная масса электрона; E_{cm} — максимальное значение энергии края зоны проводимости в барьере; N_{cb} — эффективная плотность состояний в области барьера; F_{e1} , F_{e2} — значения квазиуровней Ферми для электронов по обе стороны барьера; γ_n учитывает вклад туннелирования. В выражении (5) учтено, что распределение электронов в области потенциального барьера невырождено.

Выразим барьерный ток через переменные, определяющие уровень возбуждения КЯ. Как показывают расчеты, квазиуровень Ферми для дырок в области между КЯ практически постоянен [9]. При этом в центральной части барьера взаимное положение энергии края валентной зоны и квазиуровня Ферми для дырок при изменении уровня возбуждения не изменяется и определяется степенью легирования барьерного слоя. Следовательно, увеличение разности квазиуровней Ферми для электронов и дырок ΔF в барьерном слое происходит полностью за счет изменения квазиуровня Ферми для электронов. Тогда выражение для барьерного тока из КЯ 2 в КЯ 1 можно записать в виде [9]:

$$j_{21} = j_{b0} \left\{ \exp\left(\frac{\Delta F_2}{kT}\right) - \exp\left(\frac{\Delta F_1}{kT}\right) \right\}. \quad (6)$$

Здесь ΔF_1 , ΔF_2 — разность квазиуровней Ферми в соответствующих КЯ. Электрофизический параметр структуры j_{b0} зависит от температуры и находится при расчете зонной диаграммы лазерной гетероструктуры путем совместного решения уравнений Пуассона для плотности заряда и уравнений непрерывности для электронного и дырочного токов.

Результаты численных расчетов системы уравнений (1)–(3) с учетом выражения (6) приведены на рис. 2. Коэффициент усиления и скорость рекомбинации рассчитывались в модели прямых переходов с учетом уширения линий испускания [10]. Минимальное значение плотности порогового тока j_{th} достигается при некоторой температуре, задаваемой параметрами гетероструктуры. Это значение в ~ 1.5 раза выше, чем для одиночной КЯ, так как часть инжектированных носителей рекомбинирует в пассивной КЯ 2. С ростом T возбуждение КЯ приближается к однородному и зависимость j_{th} для многослойной гетероструктуры становится подобна, как и в случае одиночной КЯ. Оптимальная температура незначительно зависит от генерируемой мощности P ,

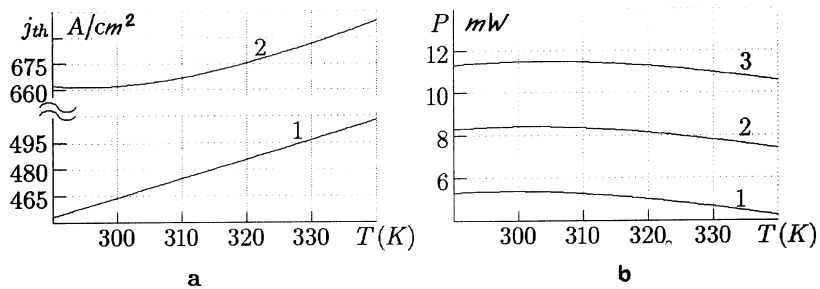


Рис. 2. Температурные зависимости плотности порогового тока j_{th} для квантово-размерной гетероструктуры с одной (1) и (2) квантовыми ямами (а) и выходной мощности излучения P лазера на основе асимметричной гетероструктуры с двумя квантовыми ямами (б) при разных плотностях тока накачки $j = 0.8$ (1), 0.9 (2), 1.0 kA/cm^2 (3).

пропорциональной плотности фотонов S . Значение P вблизи оптимума изменяется примерно на 0.5% от номинального значения в диапазоне температур от 294 до 304 К и на 5% в диапазоне от 290 до 340 К. Для лазера с одной КЯ изменение P в этих диапазонах составляет около 4 и 20%.

Для достижения вышеописанного эффекта в качестве усиливающей среды может быть использована не только одна, но и множество КЯ. Рассмотренный способ стабилизации выходной мощности не требует введения дополнительных, часто ухудшающих надежность лазерного источника, элементов в излучающий модуль.

Список литературы

- [1] Гельмонт Б.Л., Зегря Г.Г. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 11. С. 2019–2023.
- [2] Ito M., Kimura T. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. QE-17. N 5. P. 796–798.
- [3] Ogorman J., Levi A.F.J. // Electron. Lett. 1992. V. 28. N 22. P. 2091–2093.
- [4] Tsang W.T., Choa F.S., Logan R.A., Tanbunek T., Sergent A.M., Wecht K.W. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 60. N 1. P. 18-20.
- [5] Ikeda S., Shimizu A., Hara T. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 12. P. 1155–1157.

- [6] *Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 9. С. 35–39.
- [7] *Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 2. С. 57–61.
- [8] *Шур М.* Современные приборы на основе арсенида галлия / Пер. с англ. М.: Мир, 1991. 632 с.
- [9] *Afonenko A.A., Kononenko V.K., Manak I.S.* Preprint LAMP/95/6/ICTP. Trieste, 1995. 8 p.
- [10] *Кононенко В.К., Манак И.С., Наливко С.В., Шевцов В.А., Шуляев Д.С.* // ЖПС. 1997. Т. 64. В. 2. С. 221–227.