

ниан и базисные функции, приведенные в работе [3], но добавлены члены, описывающие изменение спектра при деформации. Исследованы законы дисперсии при различных направлениях продольного волнового вектора, в том числе тех, при которых происходит смешивание на гетерограницах состояний различной спиновой ориентации за счет эффектов анизотропии. В работах [2, 3] для простоты такие направления не рассматривались, что позволяло привести гамильтониан к блок-диагональному виду. Расчеты показали существенное изменение частот межзонных оптических переходов между различными подзонами размерного квантования за счет деформации. Кроме того, частоты межзонных переходов заметно зависят от направления волнового вектора двумерных электронов и дырок даже при малых его значениях.

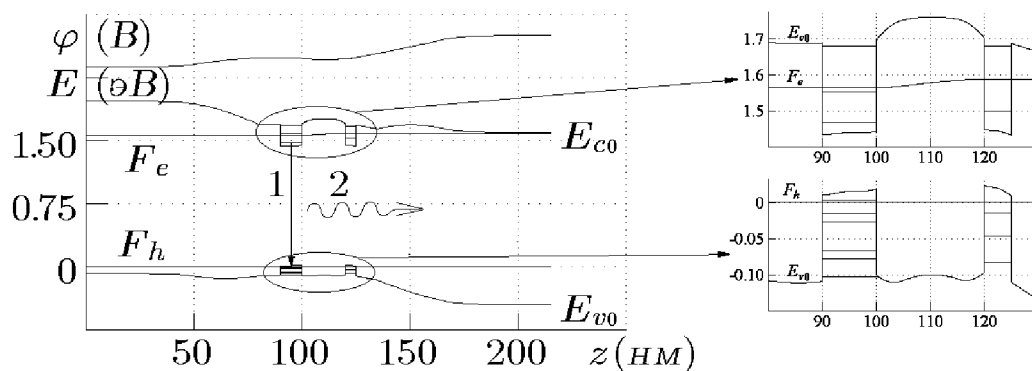
1. Burt M. G., J. // Phys.: Condens. Matter. – 1992. – Vol. 4, – P. 6651.
2. Foreman B. A. // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 48. – P. 4964.
3. Foreman B. A. // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol. 56. – P. R12748.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГОВОГО ТОКА АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливко

Белорусский государственный университет, г. Минск

В инжекционных лазерах, работающих в режиме непрерывной генерации, наблюдается уменьшение выходной мощности излучения, обусловленное увеличением порогового тока из-за разогрева лазерного диода. Для температурной стабилизации лазерных диодов широко используются теплоэлементы и теплоотводы различной конструкции. Температурную зависимость порогового тока можно также снизить путем модификации активной области и резонатора лазера. Однако введение дополнительных элементов в излучающий модуль часто ухудшает надежность лазерного источника и его компактность. В работе рассмотрен эффект, достигаемый в асимметричной квантоворазмерной гетероструктуре с двумя неоднородно возбужденными квантовыми ямами, позволяющий существенно ослабить температурную зависимость выходной мощности инжекционного лазера.

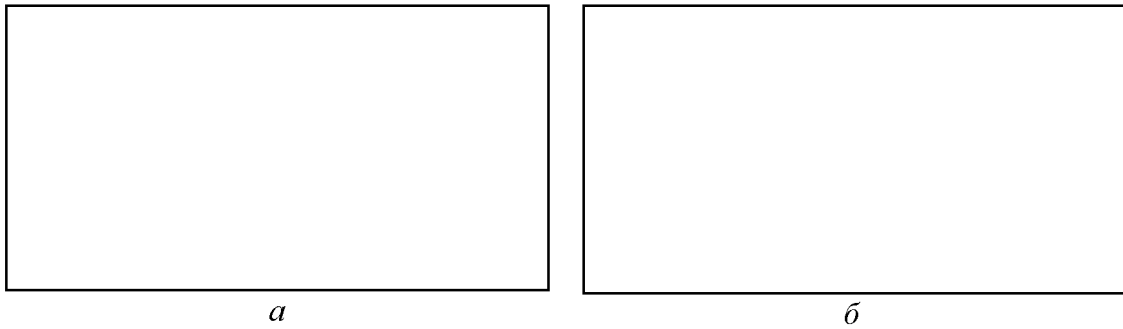


Р и с. 1. Зонная диаграмма асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя квантовыми ямами в системе GaAs–Al_xGa_{1-x}As при прямом смещении:

F_e и F_h — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, соответственно, φ — электростатический потенциал, E_{c0} и E_{v0} — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В квантовых ямах показаны начальные уровни подзон. $T = 300$ К

Особенностью конфигурации гетероструктуры для температурной стабилизации выходной мощности является то, что спектр энергетических уровней квантовых ям подобран таким образом, чтобы излучение на генерируемой длине волны усиливалось в одной квантовой яме и практически не взаимодействовало с носителями заряда в другой квантовой яме (рис. 1). Квантовые ямы гетероструктуры разделены широкозонным барьерным слоем, легированным акцепторами. При приложении прямого смещения перенос дырок в квантовую яму 2 происходит беспрепятственно, но попадание электронов в квантовую яму 1 затруднено из-за потенциального барьера, возникающего в зоне проводимости благодаря легированию барьерного слоя акцепторами. В результате реализуется неоднородное возбуждение квантовых ям. Генерация происходит на частоте межзонного перехода между начальными уровнями электрона и тяжелой дырки в первой квантовой яме. Излучение данной частоты не взаимодействует с носителями заряда во второй квантовой яме.

С ростом температуры потенциальный барьер может преодолевать большее число электронов, что приводит к возрастанию эффективности инжекции электронов в первую квантовую яму и соответственно падению эффективности инжекции носителей заряда во вторую квантовую яму. Варьируя параметры барьерного слоя, можно контролировать величину изменения эффективности инжекции в усиливающую яму. При этом также изменяется значение температуры,



Р и с. 2. Температурные зависимости плотности порогового тока j_{th} для квантоворазмерной гетероструктуры с одной (1) и двумя (2) квантовыми ямами (а) и выходной мощности излучения P лазера на основе асимметричной гетероструктуры с двумя неоднородно возбужденными квантовыми ямами (б) при разных плотностях тока накачки j (кА/см²)= 0.8 (1); 0.9 (2); 1.0 (3)

при которой эффективность инжекции электронов в усиливающую квантовую яму достигает максимума.

Результаты численных расчетов температурных зависимостей порогового тока и выходной мощности излучения, реализуемых в данной гетероструктуре, приведены на рис. 2. Минимальное значение плотности порогового тока j_{th} достигается при некоторой температуре, задаваемой параметрами гетероструктуры (рис. 2 а). Это значение примерно в 1.5 раза выше, чем для одиночной квантовой ямы, так как часть инжектированных носителей рекомбинирует в пассивной квантовой яме 2. С ростом T возбуждение квантовых ям становится более однородным и зависимость j_{th} для многослойной гетероструктуры будет подобна случаю одиночной квантовой ямы. Оптимальная температура незначительно зависит от генерируемой мощности P . Значение P вблизи оптимума изменяется примерно на 0.5 % от минимального значения в диапазоне температур от 294 до 304 К и на 5 % – в диапазоне от 290 до 340 К. Для лазера с одной квантовой ямой изменение P в этих диапазонах температур составляет 4 и 20 %.

Таким образом, в инжекционном лазере на основе асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с неоднородным возбуждением активных и пассивных слоев можно существенно ослабить зависимость порогового тока и выходной мощности излучения от температуры. В такой гетероструктуре рост скорости спонтанной рекомбинации и, следовательно, порога генерации при нагреве лазерного диода компенсируется (даже при неизменном токе накачки) автоматическим увеличением эффективности инжекции носителей тока в усиливающую квантовую яму, что приводит к постоянному значению вы-

ходной мощности излучения. При этом наблюдается аномальное уменьшение порогового тока с ростом температуры. Минимальное значение порогового тока достигается при некоторой оптимальной температуре, задаваемой параметрами гетероструктуры. Оптимальная температура практически не зависит от генерируемой мощности. Для лазерных структур с оптимальной температурой вблизи 300 К относительное изменение мощности генерации при заданном токе накачки составляет менее 0.5 % при изменении температуры ± 5 К.

Для достижения описанного эффекта в качестве усиливающей среды может быть использована не только одиночная квантовая яма, но и активная область, состоящая из нескольких усиливающих квантовых ям. Рассмотренный способ стабилизации выходной мощности не требует введения дополнительных, часто ухудшающих надежность лазерного источника, элементов в излучающий модуль.

ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫЕ И РЕФРАКЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Д.В. Ушаков¹, В.К. Кононенко², И.С. Манак¹

¹Белорусский государственный университет, г. Минск

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск

Полупроводниковые структуры на легированных сверхрешетках привлекают к себе внимание широкими возможностями перестройки их характеристик как при изменении конструктивно-технологических параметров сверхрешетки, так и при возбуждении структуры. Поочередное легирование полупроводника донорными и акцепторными примесями приводит к модуляции краев зоны проводимости и валентной зоны, в результате чего уменьшается эффективная ширина запрещенной зоны E'_g и образуются периодически повторяющиеся пространственно разнесенные потенциальные ямы для электронов и дырок. Глубина и профиль потенциальных ям определяются толщинами слоев n - и p -типа d_n и d_p , концентрацией доноров и акцепторов N_d и N_a , толщиной нелегированных i -слоев d_i , а также двумерными концентрациями неравновесных электронов n и дырок p .