

ЛАЗЕРЫ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

А. Г. Войнилович, И. С. Манак

Белорусский государственный университет, Минск

Идея создания полупроводникового лазера на квантовых точках (КТ) родилась более двух десятилетий назад. В течение долгого времени предпринимались многочисленные попытки создания полупроводниковой (ПП) структуры, содержащей узкозонные включения характерных нанометровых размеров. Качественный прорыв в технологии выращивания КТ оказался возможным благодаря использованию эффекта самоорганизации при эпитаксиальном росте тонких псевдоморфных пленок (режим роста Странского-Крастанова) [1,2]. Этот режим обеспечивает *in situ* формирование КТ, что обуславливает их высокое кристаллическое качество.

Поскольку движение электрона в КТ во всех направлениях ограничено потенциальным барьером, энергетический спектр электрона в КТ подобен атомному, т. е. состоит из отдельных энергетических уровней. Это обстоятельство существенным образом влияет на многие физические свойства КТ. Важнейшей характеристикой электронной системы наряду с ее законом дисперсии является плотность энергетических состояний, т. е. число состояний в единичном интервале энергий в единице объема. Поскольку электроны (дырки) подчиняются принципу Паули, то плотность состояний определяет максимальное число электронов (дырок), которое может разместиться в данном интервале энергий. Использование КТ как активной области ПП лазера обусловлено, в первую очередь, дельтаобразным спектром плотности энергетических состояний в этой структуре. На рис. 1 представлены функции плотности состояний для объемной активной области, а также для активной области на основе различных квантоворазмерных структур (квантовая яма (КЯ), квантовая нить (КН) и КТ). В объемном ПП функция плотности состояний имеет корневую зависимость, в КЯ - ступенчатую, в КН - обратнокорневую, а в КТ - вид дельта-функции.

Для выполнения условия инверсии в llll необходимо создать достаточную концентрацию свободных носителей заряда вблизи краев энергетических зон (электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне). В объемном ПП число доступных состояний плавно уменьшается при приближении к краю зоны. В то же время для КЯ плотность состояний скачком возрастает при энергии, соответствующей основному локализованному состоянию, и остается неизменной до тех пор, пока не под-

ключается выше лежащая подзона. Таким образом, в объемном кристалле в состоянии теплового равновесия носители тока не могут находиться в узком энергетическом интервале у края зоны.

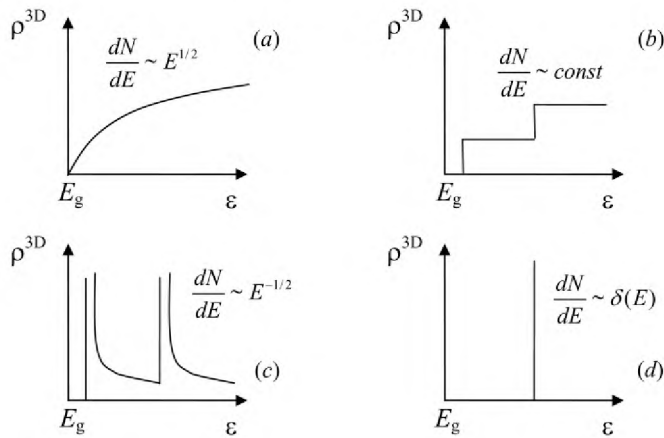


Рис. 6. Функции плотности состояний для носителей тока в трехмерном кристалле (а), квантовой яме (b), квантовой нити (с) и квантовой точке (d).

Напротив, в КЯ носители более эффективно локализируются у края зоны, обусловленной размерным квантованием. В КН плотность состояний резко увеличивается, а затем уменьшается при увеличении энергии в пределах первой подзоны, что еще больше сужает энергетическое распределение носителей. Соответственно, с увеличением размерности квантового ограничения уменьшается число нерабочих состояний, на заполнение которых расходуется ток накачки, поэтому плотность порогового тока резко уменьшается в ряду "объемный кристалл - КЯ - КН". В случае КТ электроны и дырки могут занимать лишь дозволенные энергетические состояния, что позволяет создать очень высокую концентрацию носителей на рабочих уровнях. Поэтому при одной и той же концентрации неравновесных носителей оптическое усиление в КТ на порядок больше чем в КЯ. Пространственная локализация носителей внутри КТ приводит к эффективному перекрытию волновых функций носителей и отсутствию эффекта экранирования кулоновского взаимодействия между электронами и дырками. Это обеспечивает гигантскую силу осциллятора оптических переходов в КТ, а значит еще большее увеличение коэффициента материального усиления. Например, для КТ CdSe в ZnSe матрице величина материального усиления больше 10^3 см^{-1} [3]. Локализация носителей в когерентной КТ позволяет существенно уменьшить диффузию неравновесных носителей и их захват центрами безызлучательной рекомбинации, что приводит к отсутствию токов утечки. Таким образом, лазеры на КТ выходят на первое место по плотности порогового тока среди всех существующих инжекционных лазеров. Своеобразный рекорд был поставлен в 2000 г., когда лазер на

КТ (InGaAs, 1,3 мкм), работающий в непрерывном режиме, имел при 300 К плотность порогового тока 19 А/см [4].

Существенной характеристикой работы лазера является зависимость плотности порогового тока от температуры. Для лазеров на КТ предсказывалась бесконечно большая характеристическая температура, что означает неизменность порогового тока с увеличением температуры. Физическая причина повышения порогового тока с ростом температуры состоит в том, что в результате теплового "размытия" носителей тока по сплошному энергетическому спектру (объемный кристалл, КЯ) коэффициент усиления активной области лазера уменьшается, поэтому для достижения порогового усиления необходимо увеличивать ток. Из-за дискретного спектра энергий в КТ "размытие" носителей не происходит вплоть до достаточно высоких температур, пока тепловая энергия kT не превысит энергию размерного квантования в КТ (до 100 мэВ).

Несмотря на прозрачность принципов работы и относительную простоту методов роста, физика и техника лазеров на КТ находятся лишь на промежуточной стадии своего развития. Самоорганизованный рост КТ не позволяет получить однородный массив КТ. Всегда существуют некоторое распределение КТ по размерам, форме и химическому составу. В случае идеального массива спектры поглощения и испускания КТ представляют собой набор узких однородно-уширенных линий. Экспериментальные спектры поглощения и фотолюминесценции массива КТ имеют, однако, ширину порядка нескольких десятков миллиэлектронвольт. Это уширение соответствует степени неоднородности размеров КТ -5 - 10%.

Неоднородность массива КТ приводит к уширению спектра плотности состояний, а значит и к падению его интенсивности. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению коэффициента усиления и возрастанию пороговой плотности тока. Низкий коэффициент заполнения активной среды КТ (в плоскости роста около 10%) также ограничивает минимальный ток накачки. Немаловажным аспектом техники роста КТ является получение наноразмерной структуры с заданным энергетическим спектром. Идеальной в этом отношении является КТ, содержащая один электронный и один дырочный уровень, причем они должны быть достаточно хорошо локализованы, чтобы избежать теплового выброса носителей из КТ. Существенное влияние на работу лазера на КТ оказывает процесс захвата носителей на дискретные уровни КТ. Конечная скорость захвата (время захвата десятки пикосекунд) носителей тока на участвующие в лазерной генерации уровни приводит к выгоранию спектральных провалов и, в конечном счете, к ограничению мощности генерации лазера. Кроме этого, большое время захвата сокращает максимально возможную

полосу модуляции излучения лазера на КТ (-10 ГГц [1]). В КТ, содержащих более одного уровня энергии, может возникать замедление скорости релаксации носителей в основное состояние, что также приводит к ухудшению модуляционных характеристик лазера. Пороговый ток реальных лазерных диодов на КТ оказывается чувствительным к температуре. Главным источником температурной зависимости порогового тока является паразитная рекомбинация (вне КТ) в области оптического ограничения. Кроме этого, из-за дисперсии размеров происходит бесполезная накачка неучаствующих в генерации КТ, что также приводит к увеличению порогового тока.

Большая часть работ по исследованию свойств КТ выполнялась на основе гетеросистемы InGaAs/GaAs. КТ на основе этой гетеросистемы позволили значительно улучшить основные характеристики современных инжекционных лазеров. В настоящее время стремительно развиваются физика и техника инжекционных лазеров сине-зеленого диапазона. В этой связи большой интерес связан с разработкой лазеров на КТ на основе широкозонных соединений $A^{II}B^{VI}$. КТ CdSe/ZnSe, выращенные по технологии субмонослойного осаждения, имеют латеральные размеры 4-5 нм при высоте в один монослой [5]. Несмотря на столь малые размеры, большая эффективная масса носителей в соединениях $A^{II}B^{VI}$ обеспечивает достаточную энергию локализации. Массив этих КТ очень плотный (вплоть до 10^{11} см^{-2}) и однородный по размерам. Для КТ CdSe/ZnSe, полученных при субмонослойном осаждении, сила осциллятора экситонных переходов очень велика, а коэффициент поглощения может достигать величины 10^5 см^{-1} [1]. Из-за снятия правила отбора по волновому вектору для экситонных переходов механизм усиления в КТ носит чисто экситонный характер (не требуется участия ЛО-фонона), а генерация может осуществляться непосредственно в области экситонной модуляции показателя преломления. С практической точки зрения это означает сверхнизкий порог генерации и возможность отказа от внешних волноводных слоев в лазерной структуре.

1. Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Шукин В. А. и др. // ФТП. 1998. Т. 32, № 4. С. 385-410.
2. Войнилович А. Г., Манак И. С. // Полупроводниковые лазеры. Сб. науч. статей. Мн.: БГУ, 2003, № 2. С. 60-73.
3. Войнилович А. Г., Данильчик А. В., Седова И. В. и др. // Материалы школы-семинара молодых ученых и специалистов "Современные проблемы физики". Мн.: ИФ НАНБ, 2004. С. 89-93.
4. Park G., Shchekin O. B., Huffaker D. L., Deppe D. G. // IEEE Photon. Technol. Lett. 2000. V. 13. P. 230-232.
5. Krestnikov I. L., Ledentsov N. N., Hoffman A., Bimberg D. // Phys. Stat. Sol. (a). 2001. V. 183, № 2. P. 207-233.