

06;07

## Лазерная активная область с квантовой ямой и массивом квантовых точек

© В.П. Евтихийев, О.В. Константинов, А.В. Матвеевцев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 26 октября 2000 г.

Изучен новый тип комбинированной активной области лазера, которая содержит квантовую яму состава  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  и однослойный массив квантовых точек из  $\text{InAs}$ , расположенный вне ямы. Квантовая яма является накопителем инжектированных носителей, а массив квантовых точек — излучающей системой. Рассчитываются уровни энергии электронов и дырок в квантовой точке и показывается, что возможно заполнение квантовых точек за счет резонансного туннелирования дырок из квантовой ямы в незаполненную квантовую точку. Уровень энергии электрона в незаполненной квантовой точке расположен существенно выше, чем в квантовой яме, однако при заполнении точки дыркой устанавливается резонанс электронных уровней. Выводы теории сопоставляются с результатами наблюдений на опытном лазере с комбинированной активной областью.

В литературе были неоднократно описаны лазеры на массивах квантовых точек. В частности, известны лазеры на квантовых точках арсенида индия в обкладках арсенида галлия [1,2] с энергией фотона 1.2–1.3 eV. Отличительная их особенность заключается в довольно низких значениях порогового тока порядка  $200 \text{ A/cm}^2$  при комнатной температуре. Эти лазеры содержат один или несколько слоев квантовых точек в нелегированной части  $p$ – $n$ -структуры. Предварительные экспериментальные исследования показали, что определенные преимущества возникают, если в туннельной близости от однослойного массива квантовых точек расположить квантовую яму; в частности, квантовый выход света в такой структуре почти не зависит от тока возбуждения.

Рассматривается структура, содержащая квантовую яму и однослойный массив квантовых точек, расположенный вне ямы. Опыт показал, что расстояние между ними должно быть порядка  $40 \text{ \AA}$ . Цель работы состоит в построении теории, позволяющей находить параметры системы, при которых энергии ионизации из ямы и из незаполненной квантовой точки будут совпадать. Это обеспечивает резонансное

туннелирование дырок из ямы в точку. Как будет показано ниже, квантовая яма толщиной  $w = 80 \text{ \AA}$  и составом  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  будет иметь энергию ионизации основного уровня дырок практически совпадающей с уровнем дырки в незаполненной квантовой точке. Уровень энергии электронов в незаполненной квантовой точке на  $25 \text{ meV}$  больше, чем в квантовой яме. Однако при заполнении точки дыркой электронный уровень в точке понижается на величину  $28 \text{ meV}$  за счет кулоновского взаимодействия электрона с дыркой. При этом опять-таки возникает возможность беспрепятственного резонансного туннелирования электрона из квантовой ямы в квантовую точку, заполненную дыркой. Электрон и дырка в квантовой точке образуют связанный экситон, причем только синглетные связанные экситоны излучают, а триплетные рекомбинируют безызлучательно, за счет Оже-эффекта. По этой причине квантовый выход (при относительно небольших значениях тока) будет не более 25%, что соответствует наблюдениям.

Существенная особенность квантовой точки на основе InAs в областях GaAs состоит в том, что для электронов неприменимо квадратичное приближение закона дисперсии, поскольку энергия состояния электронов лежит высоко над дном зоны проводимости. Что касается энергетического спектра тяжелых дырок, то квадратичное приближение для него справедливо в довольно широких пределах. Согласно данным, приведенным в справочнике [3] и в работе [4], это будет, когда энергии дырок меньше  $0.4 \text{ eV}$ . В этих работах законы дисперсии рассчитаны методом нелокального псевдопотенциала, что дает наиболее достоверные результаты. Исходя из них мы считаем, что энергия дырки дается квадратичным законом дисперсии:

$$E_v(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}, \quad (1)$$

где  $k$  — волновой вектор дырки,  $m_v = 0.41m_0$  — табличное значение ее эффективной массы в кристалле InAs. В работе [4] энергия дается в электрон-вольтах, а волновой вектор в долях предельного значения в направлении  $[001]$ ,  $(\frac{ka}{2\pi})$ , где  $a = 6.06 \text{ \AA}$  — постоянная кристаллической решетки InAs. Насколько хорошо выполняется соотношение (1), можно судить по кривым, приведенным в нижней части рисунка. Здесь две пунктирные кривые изображают результаты зонных расчетов [4] для направлений вдоль осей  $[100]$  — нижняя пунктирная кривая и  $[111]$  — верхняя. Сплошная кривая — это стандартный квадратичный закон

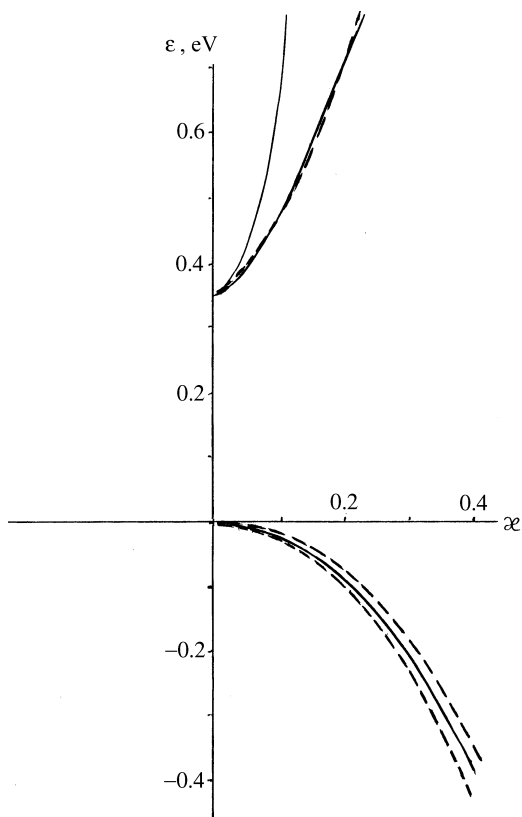
дисперсии с табличным значением эффективной массы, даваемый формулой (1). Видно, что эта кривая соответствует среднему положению между пунктирными кривыми, расхождение между которыми обусловлено гофрировкой изоэнергетических поверхностей тяжелых дырок.

Квадратичное приближение для энергетического спектра электронов справедливо лишь внутри неприемлемо узкого интервала энергии. Мы нашли, что полуэмпирические формулы, сходные с формулами Кейна, дают достаточно хорошее аналитическое описание численных результатов, полученных в работе [4]. Эта аппроксимация для энергии электрона в зоне проводимости имеет вид

$$E_c(k) = \frac{E_g}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{2\hbar^2 k^2}{m_c E_g}} - 1 \right); \quad (2)$$

здесь  $E_g = 0.356$  eV — ширина запрещенной зоны InAs,  $m_c$  — эффективная масса электрона, которая рассматривается здесь как подгоночный параметр. Обсудим результаты для зависимости энергии  $E_c$  от волнового вектора  $k$ . Зависимость, рассчитанная по формуле (2), представлена в верхней части рисунка сплошной жирной кривой; ей соответствует подобранное нами значение эффективной массы  $m_c = 0.057m_0$ . С жирной кривой практически совпадает пунктирная кривая, которая изображает результаты зонных расчетов работы [4]. Кроме того, для зоны проводимости на рисунке построена сплошная тонкая кривая, которая дает стандартное квадратичное приближение с табличным значением  $m_c = 0.027m_0$ . Можно видеть, что это приближение действительно дает очень большую погрешность при энергиях электронов, превышающих значение 0.05 eV. Заметим, что, согласно расчетам [4], электронный энергетический спектр будет изотропным, вплоть до энергии  $E_c \approx 1$  eV, когда начинает быть существенной анизотропия, обусловленная различием  $L$  и  $X$  долин.

Рассмотрим теперь сферическую модель квантовой точки. Ее необходимость связана с тем, что формула (2) для закона дисперсии относится к случаю плоских волн в безграничной среде. Квантовые точки InAs в окружении GaAs имеют форму усеченных пирамидок со скругленной вершиной, диаметром 15 Å. Нижнее основание пирамидки эллиптически, с осями, равными 150 и 170 Å, высота пирамидки составляет 20 Å. Для микрообъекта с такой сложной формой отсутствует непараболический гамильтониан эффективной массы; такой гамильтониан можно построить только для сферического микрообъекта. В работе Суриса и Асряна [5] утверждается, что оптимальный диаметр сферы, моделирующей



Законы дисперсии в валентной зоне (нижняя часть) и в зоне проводимости (верхняя часть). Пунктирными кривыми изображены законы дисперсии носителей, полученные методом псевдопотенциала в работе [4]. Жирными сплошными кривыми изображены законы дисперсии, для которых в настоящей работе предложены аппроксимирующие выражения; формула (1) — для дырок и формула (2) — для электронов. В верхней части тонкой сплошной кривой изображен квадратичный закон дисперсии.

пирамиду, лежит между диаметром сферы, вписанной в остроконечную пирамидку, и диаметром описанной сферы. Последняя проходит через вершину пирамиды и касается ее основания; пирамида по форме похожа на метательный диск. Поэтому диаметры вписанной и описанной сфер

отличаются очень немного; в настоящей работе мы примем, что оптимальный диаметр равен высоте неусеченной (остроконечной) пирамиды, т. е. диаметру описанной сферы  $d = 22.2 \text{ \AA}$ . Рассмотрим теперь величины разрывов краев зон на границе квантовой точки. Будем пренебрегать деформациями материала из-за несоответствия параметров решетки и используем обычное допущение:  $\Delta E_c = 0.65 \cdot \Delta E_g$ ,  $\Delta E_v = 0.35 \cdot \Delta E_g$ . В случае рассматриваемой квантовой точки  $\Delta E_g = 1.072 \text{ eV}$ , откуда следует, что  $\Delta E_c = 0.6968 \text{ eV}$ ,  $\Delta E_v = 0.3752 \text{ eV}$ . Эти величины и будут глубиной сферической потенциальной ямы электронов и дырок.

Найдем теперь энергию квантовых уровней носителей в этих сферических потенциальных ямах. Уравнение Шредингера для дырок содержит оператор кинетической энергии, получающийся из формулы (1) путем замены волнового вектора  $k$  на оператор  $(-i\nabla)$ . Будем искать сферически симметричные решения, которые зависят только от радиуса и пропорциональны  $\sin(kr)/r$ , для того чтобы обеспечить конечность волновой функции в сферической яме при  $r = 0$ . Зависимость энергии дырки, отсчитанной от дна ямы, от волнового вектора  $k$  дается по-прежнему формулой (1). В широкозонном материале GaAs, мысленно окружающем сферическую моделирующую квантовую точку, гамильтониан кинетической энергии получается из формулы (1) путем замены волнового вектора  $k$  на оператор  $(-i\nabla)$  и эффективной массы  $m_v = 0.41m_0$  на эффективную массу дырки  $m_B^h = 0.45m_0$  в GaAs. Тогда волновая функция в широкозонном материале будет  $De^{-qr}/r$ . Волновой вектор  $k$  должен быть найден из условий непрерывности для волновой функции  $\Psi$  и ее производной на границе сферы, моделирующей квантовую точку. Это приводит к известному из учебной литературы уравнению

$$-x \cdot \text{ctg}(x) = \sqrt{\frac{\Delta E - E(k)}{E_B}}, \quad x = \frac{kd}{2}, \quad E_B = \frac{2\hbar^2}{m_B d^2}, \quad (3)$$

где  $m_B$  — эффективная масса носителя в GaAs,  $d = 22.2 \text{ \AA}$  — диаметр сферы,  $E(k)$  дается формулой (1). Полезно несколько изменить вид этого уравнения, возведя его в квадрат и введя потенциал ионизации  $I(x)$ :

$$I(x) + E(k) = \Delta E, \quad I(x) = E_B x^2 \text{tg}^2 \left( x - m \frac{\pi}{2} \right), \quad m = 1, 2, \dots \quad (4)$$

Значение  $m = 1$  соответствует основному состоянию дырки в квантовой точке,  $m = 2$  — возбужденному, которое при данных параметрах не

реализуется. Подставляя  $\Delta E = 0.375 \text{ eV}$ ,  $E_B = 0.069 \text{ eV}$ , получим, что  $I = 0.067 \text{ eV}$ . Заметим, что уравнение (4) справедливо и для квантовой ямы. В этом случае основному состоянию дырки соответствует  $m = 0$  и  $\Delta E = 0.075 \text{ eV}$ . Такая глубина ямы получается для состава  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ . Энергия электрона в яме будет меньше, и она может быть получена в квадратичном приближении. Используя уравнение (4), следует подставить в выражение для  $E_B$  толщину ямы  $w$  вместо диаметра точки  $d$ . Полагая, согласно эксперименту,  $w = 8 \text{ nm}$ , получим  $E_B = 0.0053 \text{ eV}$ , что дает  $I = 0.0668 \text{ eV}$ . Это практически совпадает с энергией ионизации дырки из квантовой точки. Аналогичные расчеты для электронов в квантовой яме дают  $\Delta E = 0.139 \text{ eV}$ ,  $I = 0.096 \text{ eV}$ .

Для определения энергии электрона в квантовой точке мы по-прежнему будем использовать уравнение (4), только будем считать, что энергия  $E(k)$  дается формулой (2). Используя величину разрыва дна зоны проводимости  $\Delta E = 0.697 \text{ eV}$ , найдем, что энергия ионизации электрона  $I = 0.071 \text{ eV}$ . Таким образом, она оказалась на  $25 \text{ meV}$  меньше, чем энергия ионизации электрона квантовой ямы, и эти уровни оказываются заметно нерезонансны. Туннелирование электрона из квантовой ямы в незаполненную квантовую точку возможно только с одновременным поглощением акустического фонона. Однако заполнение точки дыркой снижает энергетический уровень электрона на величину кулоновского взаимодействия на расстоянии  $4 \text{ nm}$ , т. е.  $27 \text{ meV}$ . Таким образом, точка, заполненная дыркой, имеет уровень электрона, резонансный с ямой.

Авторы благодарны члену-корреспонденту РАН Р.А. Сурису за полезное обсуждение работы.

## Список литературы

- [1] Kudryashov I.V., Evtikhiev V.P., Tokranov V.E., Kotel'nikov E.Yu., Kryganovskii A.K., Titkov A.N. // Journal of Crystal Growth. 1999. 201/202. P. 1158–1160.
- [2] Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.
- [3] Landolt-Bornstein. New Series III/22a.
- [4] Chelikowsky J.R., Cohen M.L. // Phys. Rev. 1976. В 14. N 2. P. 556.
- [5] Asryan L.V., Suris R.A. // Semicond. Sci. Technol. 1996. V. 11. P. 554–567.