

УДК 621.378.35

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ НА ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ КПД ЛАЗЕРОВ С НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А. С. Насибов, А. И. Онищенко, Ю. М. Попов

Проанализировано влияние эффектов размерного квантования на КПД полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком (ПЛЭН). Показано, что при использовании квантоворазмерных объектов в активных элементах этих лазеров теоретический предел КПД увеличивается до 50%.

Как известно, ПЛЭН обладают рядом специфических черт, что делает их привлекательным объектом для использования в различных областях техники [1]. В работе [2] было показано, что теоретический предел КПД для объемного кристалла (ОК) (в предположении, что квантовый выход равен 1) лежит в пределах 30% и обусловлен спецификой механизма накачки. Теоретический анализ показывает, что использование в качестве активного элемента ПЛЭН квантоворазмерных структур (КРС) может привести не только к улучшению характеристик излучения, но и к повышению КПД.

Механизм накачки ПЛЭН может быть представлен реакцией [2]:

$$e_1 + e_v \rightarrow e'_1 + e_c + p, \quad (1)$$

где e_1 – первичный быстрый электрон, e_v – электрон валентной зоны, e'_1 – рассеянный электрон, e_c и p – образовавшиеся электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне, соответственно. Реакция с участием первичной быстрой дырки записывается аналогично, если заменить e_1 и e'_1 на p_1 и p'_1 . В дальнейшем мы будем рассматривать реакцию (1), а для "дырочной" реакции приведем только результат.

Для оценки КПД необходимо найти такую минимальную энергию, которую должна иметь первичная быстрая частица, чтобы реакция (1) была еще возможна. Следуя работе [2] мы будем пользоваться полуклассической теорией, считая, что частицы являются

классическими, а вся их "квантовая механика" (в том числе связанная с эффектами размерного квантования) "заложена" в эффективные массы.

Пороговую энергию можно найти из законов сохранения энергии и импульса. Для случая ОК она была оценена в работе [2]. При этом предполагается, что массы электронов e_1 , e'_1 и e_c равны эффективной массе электронов в зоне проводимости, а массы e_v и p – эффективной массе дырок в валентной зоне и не зависят от направления движения частицы. В случае КРС появляется анизотропия массы частиц и, кроме этого, необходимо учитывать зависимость массы от того, в каком энергетическом состоянии находится частица.

Для определенности рассмотрим реакцию (1) в квантовой яме (КЯ), предполагая, что первичный быстрый электрон движется под произвольным углом ϕ к нормали плоскости КЯ. В силу существования выделенного направления закон сохранения импульса необходимо рассматривать отдельно для продольной p_{\parallel} и перпендикулярной p_{\perp} компонент. Движение в плоскости КЯ остается свободным, поэтому для p_{\parallel} закон сохранения такой же, как и в ОК с эффективными массами узкозонного материала. Для p_{\perp} картина несколько иная. Первичный быстрый электрон до рассеяния движется по баллистической зоне, лежащей выше дна зоны проводимости широкозонного материала и имеет эффективную массу, равную эффективной массе в продольном направлении. Очевидно, что минимальная энергия требуется для процесса в случае, когда этот электрон "перебрасывает" валентный электрон с наивысшего уровня КЯ в валентной зоне на наинизший уровень в зоне проводимости и сам при этом переходит из баллистической зоны на наинизший уровень зоны проводимости. При этом электрон валентной зоны до реакции и все частицы после реакции имеют бесконечную эффективную массу, поскольку находятся в локализованных состояниях. В случае, когда мы рассматриваем набор взаимодействующих КЯ, образующих сверхрешетку, уровни вырождаются в минизоны, что эквивалентно появлению конечной "суперэффективной" массы M , определяемой шириной минизон. Поэтому для сохранения общности мы будем считать все массы конечными и сделаем соответствующие предельные переходы. Для рассматриваемого случая законы сохранения записываются в виде:

$$\frac{|v|^2 m_e}{2} = \frac{|\nu_{\perp}|^2 (2M_e + M_h)}{2} + \frac{|\nu_{\parallel}|^2 (2m_e + m_h)}{2} + E_t - \Delta E_c,$$

$$m_e |v| \cos(\varphi) = (2M_e + M_e) |\nu_{\perp}|,$$

$$m_e |v| \sin(\varphi) = (2m_e + m_h) |\nu_{\parallel}|,$$
(2)

где v и ν – скорости первичного быстрого электрона до рассеяния и системы образовавшихся после рассеяния частиц соответственно; m_e, M_e, m_h и M_h – “продольные” и “поперечные” массы электронов и дырок соответственно; E_t – энергия перехода, равная сумме ширины запрещенной зоны узкозонного материала E_g и значений первых уровней квантовой ямы в валентной зоне E_{1v} и зоне проводимости E_{1c} ; ΔE_c – разность между дном зоны проводимости широкозонного материала и первым уровнем квантовой ямы. Тот факт, что образовавшиеся после рассеяния частицы не имеют относительных скоростей, следует из требования минимизации энергии и становится очевидным после перехода в систему центра масс.

Аналогично можно записать законы сохранения в случае квантовой нити (КН) и квантового бокса (КБ). В таблице 1 приведены значения пороговой энергии E_n для всех случаев:

Т а б л и ц а 1

ОК	$E_n = E_t \left(1 + \frac{m_i}{m_e + m_h}\right),$	$E_t = E_g$
КЯ,	$E_n = (E_t - \Delta E) \left(\cos^2(\varphi) \left(\frac{M_h + M_e + M_i - m_i}{M_e + M_h + M_i} \right) + \sin^2(\varphi) \left(\frac{m_e + m_h}{m_e + m_h + m_i} \right) \right)^{-1}$	$E_t = E_g + E_{1v} + E_{1c}$
КН		
КБ	$E_n = (E_t - \Delta E) \left(1 + \frac{m_i}{M_e + M_h + M_i}\right)$	$E_t = E_g + E_{1v} + E_{1c}$

Здесь индекс i означает либо e , либо h в зависимости от того, является первичная частица электроном или дыркой. Зависимость E_n от φ приведена на рисунке 1 для случая изолированных объектов (M_e и $M_h \rightarrow \infty$).

Поскольку для КН и КЯ E_n зависит от угла, а направление движения первичных быстрых частиц является хаотическим, то в таких объектах E_n будет иметь некоторое среднее значение $\langle E_n \rangle$, которой можно оценить, усредняя E_n по углу φ :

$$\langle E_n \rangle_\varphi = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} E_n(\varphi) d\varphi.$$

В предположении изотропного распределения по φ интегрирование дает

$$\langle E_n \rangle_\varphi = (E_t - \Delta E) \left[\left(\frac{M_h + M_e + M_i - m_i}{M_h + M_e + M_i} \right) \left(\frac{m_e + m_h}{m_e + m_h + m_i} \right) \right]^{-1/2}. \quad (3)$$

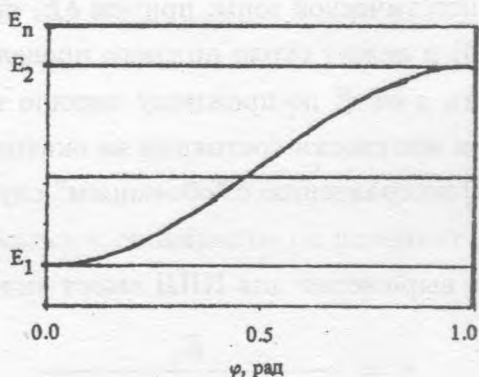


Рис. 1. Зависимость пороговой энергии E_n от угла падения φ первичной частицы на плоскость квантовой ямы (к оси квантовой нити); $E_1 = E_t - \Delta E$, $E_2 = E_t(1 + m_i/(m_e + m_h))$.

При сделанных предположениях КПД преобразования энергии электронов в световую энергию можно записать в виде [2]

$$\eta = E_t / \langle E \rangle, \tag{4}$$

где $\langle E \rangle$ – средняя энергия, идущая на образование одной электронно-дырочной пары:

$$\langle E \rangle = E_t + \langle E_e \rangle + \langle E_h \rangle,$$

а

$$\langle E_i \rangle = \int_0^\infty E_i f_i(E) \rho_i(E) dE / \int_0^\infty f_i(E) \rho_i(E) dE, \quad i = e, h; \tag{5}$$

f_i – функция распределения частиц, ρ_i – плотность состояний в зонах. Причем в первом приближении можно считать [4], что

$$\begin{aligned} f_i &= \text{const} && \text{при } 0 < E \leq E_{ni}, \\ f_i &= 0 && \text{при } E \geq E_{ni}. \end{aligned} \quad i = e, h$$

В результате верхний предел интегрирования заменяется на E_{ni} . Как известно, специфические свойства квантоворазмерных структур определяются модификацией их спектра плотности состояний ρ . Однако это происходит на промежутке энергий δE_i между дном

КЯ (КН, КБ) и краем баллистической зоны; причем δE_i существенно меньше E_{ni} (для A_2B_6 $E_n/\delta E \sim E_g/\delta E \sim 10$) и лежит около нижнего предела интегрирования. В баллистической зоне зависимость ρ от E по-прежнему хорошо аппроксимируется функцией \sqrt{E} . Поэтому модификация плотности состояний не оказывает существенного влияния на значение интегралов (5) по сравнению с "объемным" случаем и учет таких эффектов являлся бы превышением точности по отношению к сделанным выше приближениям. Учитывая вышесказанное, выражение для КПД имеет вид

$$\eta = \frac{E_t}{E_t + 3/5(E_{ne} + E_{nh})}$$

Подставляя значения E_{ni} из таблицы 1 и выражения (3), а также учитывая что предельные значения E_{ni} реализуются для случая изолированных объектов ($M_i \rightarrow \infty$), можно получить численные оценки для предельного КПД. Результаты приведены в сравнительной таблице 2, где также учитывалось что $m_e \ll m_h$.

Т а б л и ц а 2

	"объем"	КЯ, КН	КБ
$E_{ne} + E_{nh}$	$3 E_t$	$\langle E_{ne} \rangle_\varphi + \langle E_{nh} \rangle_\varphi = 2,4 E_t$	$\sim 2 E_t$
КПД	$\sim 30\%$	$\sim 40\%$	$\sim 50\%$

Следует отметить, что если реализовать условия, при которых первичные быстрые частицы будут попадать в КЯ только перпендикулярно ее плоскости, то при этом усреднения по φ нет и уже в этом случае максимальный предел КПД достигает 50%.

В силу специфических особенностей способа накачки ПЛЭН предельный КПД этих лазеров зависит от эффективной массы неравновесных носителей. Анализ показывает, что поскольку в квантоворазмерных объектах имеет место увеличение эффективной массы вплоть до ∞ (локализация на уровне), то в них снижается пороговая энергия, требуемая для рождения электронно-дырочной пары. Это приводит к тому, что теоретический предел КПД возрастает до 50%. Причем это может иметь место уже в случае 2-D объектов, если первичные быстрые частицы будут попадать в КЯ под углами близкими к нормали.

На практике, однако, физически ощутимый эффект можно получить только от совокупности квантоворазмерных объектов (особенно в случае КБ). Поэтому неизбежны области активной зоны, где носители будут образовываться так же, как и в ОК, что будет приводить к некоторому снижению КПД по сравнению с теоретическим пределом.

Следует также отметить, что для типичных [3] структур A_2B_6 $\Delta E/E_n \sim \Delta E/E_g \sim 0,1$ и поэтому величина ΔE существенно не сказывается на E_n . Однако, если ΔE будет порядка E_n , то это может привести к значительному повышению теоретического предела КПД ($> 50\%$). Корректный анализ структур, в которых могут реализовываться такие условия, является достаточно сложным и должен быть предметом отдельной работы.

Таким образом, использование квантоворазмерных объектов в качестве активных элементов ПЛЭН не только улучшает характеристики излучения, но и повышает КПД, что может привести к улучшению температурного режима работы лазера.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Basov N., Kozlovsky V., Nasibov A., Pechenov A., Popov Yu., "Longitudinally Electron-Beam-Pumped Semiconductor Laser in Opto-Electronics Devices", Proc. V Int. Conf. "Laser 81", p. 469 (1982).
- [2] Попов Ю. М., Труды ФИАН, **31**, 3 (1965).
- [3] Guorgon C., Eriksson B., Le Si Dang, Mariette H., and Vieu C., "Photoluminescence of $CdTe/ZnTe$ semiconductor wires and dots", Proc. VI Int. Conf. on II-VI Compounds, Newport, USA (1993).
- [4] Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Елисеев П. Г., Полупроводниковые лазеры, М., Наука, 1976.

Поступила в редакцию 15 сентября 1994 г.