

*А. В. ШУЛИКА, И. А. СУХОИВАНОВ, д-р физ.-мат. наук,  
В. В. ЛЫСАК, канд. физ.-мат. наук*

## **ТУННЕЛИРОВАНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР**

### **Введение**

Последние разработки в области высокоскоростной передачи данных [1, 2], в методах полностью оптической обработки сигналов [3] и в интегральной оптике [4] демонстрируют широкие возможности использования полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ) при создании сверхширокополосных оптических линий передач и полностью оптических интегральных схем. Поэтому привлекают внимание потенциальные возможности ПОУ в качестве альтернативы волоконным усилителям.

Большое внимание к ПОУ обусловлено такими их достоинствами, как малые размеры, простота электрической накачки, широкий диапазон усиления, возможности для интеграции и массового производства, потенциально низкая стоимость. ПОУ могут работать как в режиме линейного усилителя, так и в нелинейном режиме. Однако в первом случае современные ПОУ уступают усилителям на основе волокна, легированного эрбием [5]. С другой стороны, нелинейные процессы, протекающие в ПОУ при прохождении оптических сигналов, позволяют использовать их в оптической обработке сигналов [5] и для создания элементов оптической логики [6]. Основой для создания таких элементов служат явления поперечной модуляции усиления, поперечной фазовой модуляции и четырехволнового смешивания [7, 5, 6].

В [1] был продемонстрирован нечувствительный к поляризации демультимплексор с полностью оптическим временным разделением каналов, основанный на эффекте четырехволнового смешивания в ПОУ с ортогональной накачкой. Такой демультимплексор способен обрабатывать потоки данных с битовой скоростью до 40 Гбит/с. Одновременное частотное и временное разделение каналов на основе четырехволнового смешивания в ПОУ было показано недавно в [2], где обрабатывался сигнал с битовой скоростью 160 Гбит/с. Использование технологии асимметричного двойного волновода, продемонстрированной в [4], позволяет создавать компактные приемники в интегральном исполнении, содержащие ПОУ и р-і-п-детектор в одной оптической микросхеме, и способные принимать потоки данных с битовой скоростью 36 Гбит/с.

Однако, не смотря на успешную реализацию отдельных ПОУ, эти приборы пока еще не могут конкурировать с другими типами оптических усилителей, что стимулирует теоретические работы в этом направлении, в которых делаются попытки описать работу ПОУ. При этом один из основных вопросов состоит в том, как динамика физических процессов влияет на характеристики ПОУ и как создать полупроводниковый усилитель, способный заменить волоконный усилитель в оптических телекоммуникационных системах. С целью решения этих задач было предложено множество динамических моделей, с помощью которых изучались механизмы подавления усиления [8], явление декомпрессии усиления [9], модуляционный отклик ПОУ [10], преобразования частоты с помощью ПОУ [11], четырехволновое смешивание [12], а также трансформация и распространение без потерь сверхкоротких импульсов при их прохождении сквозь ПОУ [13].

При моделировании оптических свойств ПОУ, как правило, используют волновое уравнение [14] и/или нелинейное уравнение Шредингера [15]. При этом свойства активной среды учитываются с использованием простейших аппроксимаций. В частности, типичное приближение состоит в предположении параболической формы спектра усиления. Для изучения свойств ПОУ с массивной активной областью этого вполне достаточно, что подтверждается хорошим согласием между аппроксимацией и точными вычислениями [16]. Однако, к

показывают детальные расчеты [17], это предположение не справедливо для ПОУ на основе асимметричных многослойных квантово-размерных гетероструктур (АМКРС). Спектр усиления в АМКРС имеет сложную форму и определяется зонной диаграммой гетероструктуры, управляющей энергетическим спектром носителей.

Улучшения рабочих характеристик ПОУ можно добиться несколькими путями. ПОУ резонаторного типа, их часто называют ПОУ Фабри-Перо, можно усовершенствовать за счет применения вертикальных резонаторов [18, 19]. ПОУ проходного типа возможно улучшить путем использования низкоразмерных активных сред, таких как напряженные повторяющиеся квантово-размерные слои (ПКРС) [20], колоннообразные массивы квантовых точек [21, 22], асимметричные многослойные квантово-размерные гетероструктуры (АМКРС) [17]. Решение этих проблем может быть достигнуто на основе глубокого понимания физических процессов в этих приборах.

В ПОУ с ПКРС и АМКРС, также как и в лазерах, становятся важными эффекты переноса, которые обуславливают неоднородное распределение носителей в активной области [23, 24]. Этот факт является одной из причин выжигания пространственных провалов в лазерах и может влиять на их модуляционные свойства. Кроме того, процессы переноса носителей заряда в значительной степени определяют динамическое поведение КР лазеров и ПОУ, их модуляционные характеристики [25]. В АМКРС ПОУ неоднородное распределение носителей может стать причиной выжигания спектральных провалов или значительной деформации спектра усиления, поскольку каждый слой асимметричной гетероструктуры обеспечивает усиление только определенного частотного диапазона. Таким образом, при моделировании ПОУ на основе АМКРС необходимо учитывать не только распространение оптического поля, но и особенности переноса носителей заряда.

Целью данной работы является теоретический анализ процессов туннелирования в АМКРС и определение критерия применимости принципа суперпозиции при расчете спектра усиления таких структур.

### **Спектр усиления асимметричной многослойной квантово-размерной структуры и туннелирование носителей заряда**

Усиливающая среда в виде АМКРС позволяет получить спектр усиления заданной ширины с максимально плоским плато спектральной характеристики. Существующие методы расчета спектрального усиления в квантовых ямах (КЯ) можно разделить на две группы в зависимости от модели оптических переходов. Практически все они, с соответствующими уточнениями, могут быть использованы для исследования полупроводниковых гетероструктур произвольной размерности. Методы первой группы предполагают выполнение правила  $k$ -отбора во время межзонных оптических переходов, другие же напротив, отвергают отбор по волновому вектору носителей заряда. Несмотря на то, что методы второй группы были развиты для описания инжекционных лазеров с сильно легированной активной областью, их с успехом применяют для описания спектральных и пороговых характеристик лазеров с нелегированной и слабо легированной активной областью [26, 27]. Но, с другой стороны, при наличии преимущественно переходов зона-зона (нелегированные КЯ) очень часто используются методы первой группы с выполнением правил  $k$ -отбора [28, 29, 30]. Ограничиваясь рассмотрением нелегированной АМКРС структуры, для обсуждения ее спектральной характеристики мы воспользуемся методом расчета [31]. Метод принадлежит к первой группе и дает следующее выражение для спектральной зависимости усиления в полупроводнике

$$G(\omega) = \frac{\omega}{c\varepsilon_0 n_r} \int_{E_g}^{\infty} \frac{\rho_{cv}(E') |\mu(E)|^2 (f_c - f_v) \pi L(E')}{1 + (\tau_c + \tau_v) \pi L(E') |\mu(E')|^2 \frac{\omega}{\varepsilon_0 n_r^2} n_p} dE', \quad (1)$$

где  $\rho_{cv}(E')$  – приведенная плотность состояний;  $\mu(E')$  – матричный элемент взаимодействия электронов и фотонов;  $f_v$  и  $f_c$  – функции распределения дырок и электронов соответственно;  $L(E')$  – функция формы линии излучения;  $\tau_c$  и  $\tau_v$  – времена внутризонной релаксации электронов и дырок соответственно;  $n_r$  – показатель преломления активной области,  $n_p$  – плотность фотонов,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $c$  – скорость света в вакууме.

Выражение (1) показывает, что форма спектральной характеристики определяется сверткой функции плотности состояний и функции формы линии излучения. Функция формы линии отражает в себе механизмы рассеяния носителей, в то время как функция плотности состояний содержит информацию об энергетическом спектре КЯ.

При электрической накачке инжекция неравновесных носителей в ПКРС происходит с одной стороны гетероструктуры. Как показывает эксперимент [24, 25] и детальные расчеты [32, 33], распределение носителей по структуре сильно неоднородно – со стороны инжекции концентрация носителей наибольшая. Следовательно, в КЯ, расположенных ближе к источнику инжекции, величина усиления значительно превышает усиление в других КЯ, что создает предпосылки для деформирования спектра усиления и снижения дифференциального усиления [34]. Чтобы избежать этого нежелательного явления, необходимо добиваться как можно более однородного распределения носителей между КЯ.

В [35] была предложена модель токовой инжекции в ПКРС, в рамках которой было получено условие однородной накачки структуры, т.е. равномерного распределения носителей между КЯ. Однако автор не учитывал туннельное взаимодействие КЯ в ПКРС структуре, предполагая наличие только диффузионно-дрейфовой связи КЯ. Кроме того, оценка скорости туннелирования в ПКРС проводилась на основе модели одиночного потенциального барьера. Это не допустимо при анализе многослойных КРС, поскольку последние являются резонансными структурами, в которых возможен упругий и полностью когерентный перенос носителей перпендикулярно слоям. Одиночный потенциальный барьер такими свойствами не обладает и имеет экспоненциальную зависимость вероятности туннелирования от энергии носителей.

Предположение о преобладании диффузионно-дрейфового механизма переноса означает, что скорость теплового выброса носителей весьма велика. Учитывая, что тепловой выброс носителей фактически означает их утечку – для оптических переходов большинство этих носителей потеряны, мы можем предположить, что туннелирование будет наилучшим способом перераспределения носителей между КЯ, поскольку данный механизм переноса обеспечивает прямой обмен носителями между рабочими уровнями. Таким образом, наличие туннельного механизма переноса позволит уменьшить ток утечки. Однако большая вероятность туннелирования означает значительную трансформацию плотности состояний. За счет проникновения волновых функций в соседние КЯ каждый уровень квантования отдельной КЯ будет расщеплен на столько же дополнительных уровней, сколько идентичных КЯ содержит структура из ПКРС. При этом в плотности состояний появляются дополнительные плато, соответствующие туннельно-отщепленным уровням.

Как указывалось выше, форма спектральной характеристики определяется сверткой плотности состояний и функции формы линии. Следовательно, трансформация плотности состояний за счет туннельного расщепления исходных уровней может отражаться на спектре усиления в виде формирования локальных дополнительных максимумов, которые сглаживаются за счет внутризонной релаксации. Насколько сильно расщепление уровней изменит форму спектра, зависит от степени связи КЯ, то есть от скорости туннелирования. Таким образом, необходимо выработать критерий, определяющий такую (оптимальную) скорость туннелирования между КЯ, которая с одной стороны обеспечит максимально однородное распределение носителей по КЯ, а с другой – не будет искажать форму спектра усиления.

Современные технологии эпитаксиального роста позволяют изготавливать совершенные структуры, практически исключая неоднородное уширение спектральных линий КЯ. Поэтому, форму спектральных линий соответствующих уровней часто описывают лоренцианом. В этом случае влияние уширения тем выше, чем меньше время внутризонной релаксации. Таким образом, форма спектра усиления ПКРС и АМКРС определяется конкуренцией между скоростью туннелирования и скоростью внутризонной релаксации.

В рабочем режиме ПОУ находится в том же состоянии, что и лазер на пороге лазерной генерации. В этих условиях суммарное электрическое поле практически равно нулю, так как встроенное поле гетероструктуры нейтрализуется полем, вызванным напряжением смещения. Концентрация носителей заряда при этом относительно мала, а искажения потенциала краев зон малы по сравнению со скачками зон. В этом случае форма КЯ очень близка к прямоугольной, и кусочно-постоянная аппроксимация формы потенциала позволяет ожидать достаточно адекватных оценок электронного спектра. Поэтому дальнейшие рассуждения будут касаться КЯ прямоугольной формы.

Расщепление вследствие туннелирования будет мало влиять на спектральное усиление, если расстояние  $\Delta E$  между расщепленными уровнями не будет превышать полуширину  $\Gamma_{cv}$  однородно уширенного уровня:

$$\Delta E \leq \Gamma_{cv}. \quad (2)$$

Следовательно, условие

$$\Delta E = \Gamma_{cv} \quad (3)$$

можно рассматривать как критерий оптимальной скорости туннелирования, которая не приведет к значительному расщеплению уровней, но в то же время позволит достичь более однородного распределения носителей между КЯ.

Если в качестве формы линии взять лоренциан

$$L(\hbar\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(\hbar\omega - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2}, \quad (4.1)$$

$$\Gamma_{cv} = \frac{\hbar}{\tau_{in}} = \frac{\hbar}{2(1/\tau_c + 1/\tau_v)}, \quad (4.2)$$

то условие (3) переписывается в виде

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_{in}}, \quad (5)$$

поскольку полуширина лоренцевой линии равна  $\hbar/\tau_{in}$ , где  $\tau_{in}$  – время внутризонной релаксации. Построение спектральных линий излучения подтверждают наш вывод. На рис. 1 показаны нормированные спектральные линии отдельных близко расположенных энергетических уровней (штриховые линии) и суммарная спектральная линия (сплошные линии). Видно, что при выполнении условия (3) отдельные спектральные линии неразличимы. По мере увеличения расстояния между уровнями суммарная линия излучения все меньше отличается от исходных, и при условии  $\Delta E \geq 4\Gamma$  мы наблюдаем два четко различимых уровня (рис.2г). Однако, учитывая, что функция плотности состояний КР слоя имеет ступенчатую форму, условие (5) следует ужесточить и записать его в виде

$$\Delta E = 2 \frac{\hbar}{\tau_{in}}. \quad (6)$$

Таким образом, определив, как величина расщепления уровней связана с параметрами гетероструктуры, мы сможем получить критерий оптимальной скорости туннелирования в замкнутом виде.

Следуя [36], можно показать, что в результате туннельного перехода вырожденные уровни двух несвязанных идентичных КЯ, окруженных бесконечно высоким потенциальным барьером и разделенных барьером конечной высоты, оказываются расщепленными на величину

$$2\delta E = E_2 - E_1 = \frac{2\hbar^2 k_{well} \delta k}{m^*}, \quad (7)$$

где  $k_{well} = \hbar^{-1} \sqrt{2m^*(E_i - V)}$  – модуль волнового вектора носителя в КЯ,  $E_i$  – энергия  $i$ -го уровня квантования в одной из КЯ (КЯ полностью одинаковы),  $V$  – энергия дна ямы;

$$\delta k = \pm \frac{1}{L_{well}} \sin(2\alpha \exp(-\kappa L_{bar})), \quad (8)$$

где  $\alpha = \arctg\left(\frac{\kappa}{k_{well}}\right)$ ,  $\kappa = ik_{bar} = i\hbar^{-1} \sqrt{2m^*(E_i - V_0)}$ ,  $V_0$  – высота центрального барьера.

Из выражений (7) и (8) следует, что туннельно-отщепленные уровни располагаются на одинаковом расстоянии от уровня отдельной КЯ, а их энергии связаны соотношением

$$E_{tun} = E_0 \pm \delta E, \quad (9)$$

где  $E_0$  – энергия уровня квантования в одиночной КЯ.

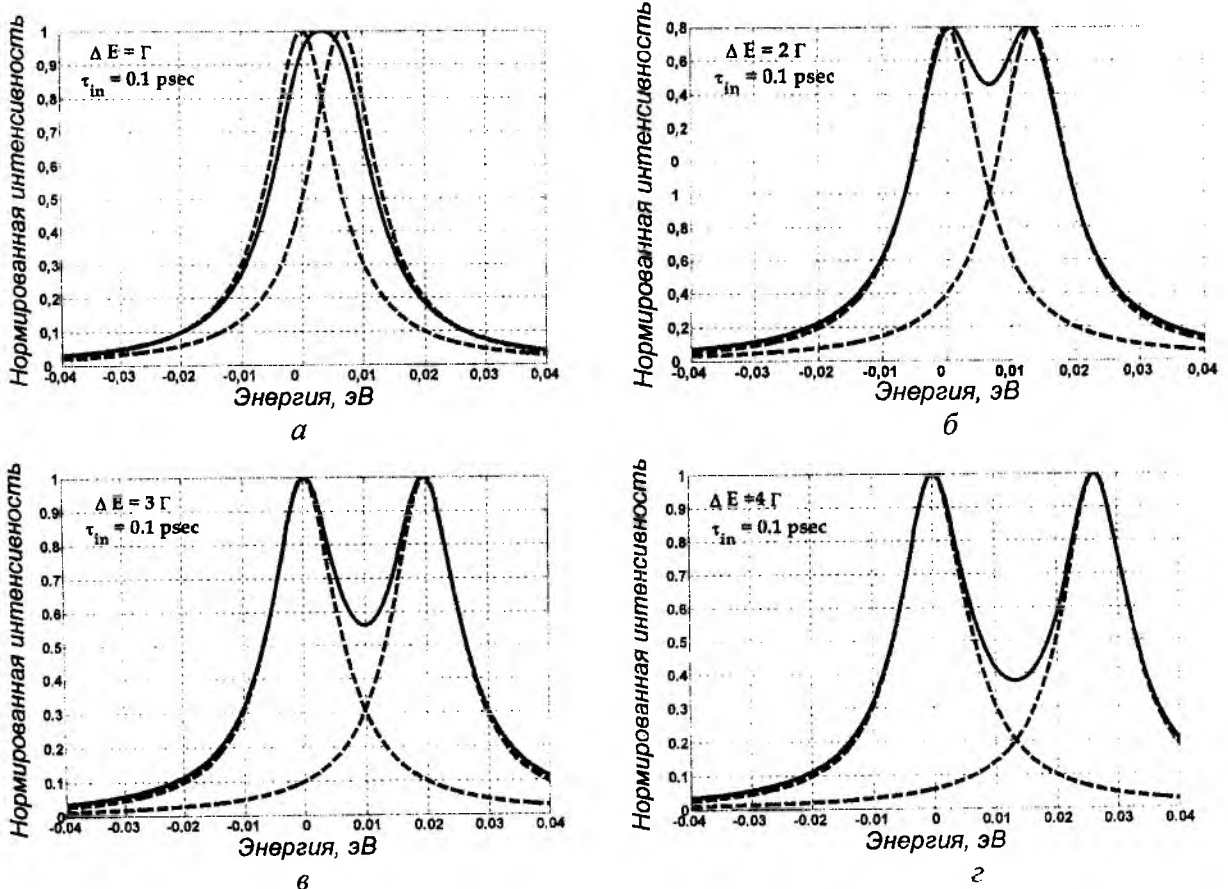


Рис. 1

Подставляя (7) в (6), получим

$$\frac{\hbar k_{well} \delta k}{m^*} = \frac{1}{\tau_{in}} \quad (10)$$

Выражение (10) дает в замкнутой форме критерий оптимальной скорости туннелирования.

### Численные примеры и анализ

Для определения границ применимости полученных результатов последние сравнивались с результатами, полученными в приближении эффективной массы. Для структуры из двух КЯ конечной высоты решалось одномерное уравнение Шрёдингера вида

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{m_e^*(z)} \frac{d}{dz} \psi(z) + V_c(z) \right) \psi(z) = E \psi(z), \quad (11)$$

где  $m_e^*(z)$  – эффективная масса электрона,  $V_c(z)$  – потенциальный профиль структуры,  $\psi(z)$  – волновая функция,  $E$  – собственное значение энергии. Величина расщепления определялась как модуль разности между соседними собственными значениями энергии.

Результаты, представленные ниже, получены для трех различных структур на основе *InGaAsP*. Параметры, используемые в расчетах, представлены в таблице.

Т а б л и ц а

	КЯ 1	КЯ 2	КЯ 3	Барьер
Состав	$In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.99}P_{0.01}$	$In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.95}P_{0.05}$	$In_{0.72}Ga_{0.28}As_{0.95}P_{0.05}$	$In_{0.68}Ga_{0.32}As_{0.7}P_{0.3}$
$m_c/m_0$	$5,04 \cdot 10^{-2}$	$4,634 \cdot 10^{-2}$	$4,11 \cdot 10^{-2}$	$2,441 \cdot 10^{-2}$
$\Delta E_c, \text{мэВ}$	329	277	170	-

На рисунке 2 представлены зависимости расщепления энергетических уровней от толщины барьера в системе из двух КЯ, полученные численным решением уравнения Шрёдингера и на основе формул (7-8). Горизонтальными линиями обозначены энергии, равные полуширине и двойной полуширине линии излучения при времени внутризонной релаксации 0.1 пс. Из полученных данных можно заключить, что оптимальная скорость туннелирования достигается при толщинах барьеров около 8 нм для глубоких КЯ и 12 нм – для мелких, поскольку именно в этих случаях расщепление энергетических уровней равно полуширине линии излучения и, следовательно, расщепление слабо отражается на спектре усиления. Поэтому для анализа ПКРС с барьерами тоньше 8 нм принцип суперпозиции при вычислении спектров усиления не применим. В этом случае необходимо учитывать взаимодействие соседних квантовых ям, используя в выражении (1) плотность состояний для ПКРС вместо плотности состояний одиночной КЯ.

Из сравнения аналитических зависимостей с кривыми, полученными численным методом, следует также, что аналитическая модель малопримодна для моделирования гетероструктур с тонкими барьерами. Количественную оценку диапазона применимости аналитической модели можно получить на основе анализа зависимости абсолютной погрешности от толщины барьера, представленной на рис. 3. Абсолютная погрешность определялась обычным образом:

$$\alpha_{X^*} = X - X^*, \quad (12)$$

где  $X$  – точное значение некоторой величины,  $X^*$  – приближенное значение этой величины.

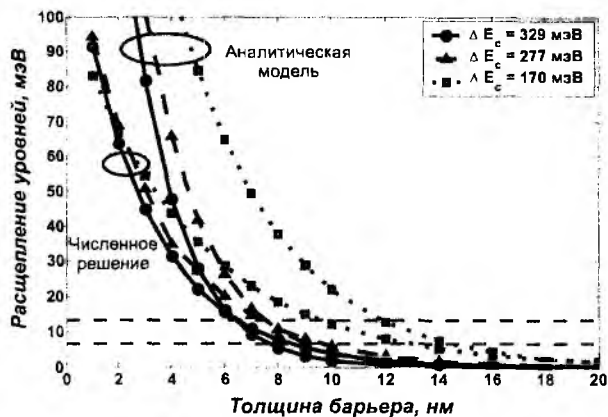


Рис. 2

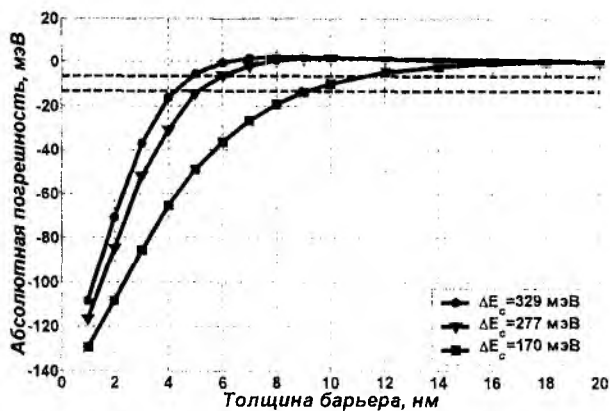


Рис. 3

Выше было показано, что спектральные линии двух близко расположенных уровней сливаются, если расстояние между ними не превышает полуширину линии одного из уровней  $\Delta E$ . Следовательно, девиация положения уровня в пределах  $\Delta E$ , вызванная погрешностями вычислений, не будет влиять на конечный результат. Типичное значение времени внутризонной релаксации  $\tau_{in} = 0.1\text{пс}$ , в этом случае расщепление уровней  $\Delta E = 6.6\text{мэВ}$ . Таким образом, для глубоких КЯ аналитическая модель дает приемлемые результаты при толщинах барьеров более 5-6 нм, для мелких – более 11-12 нм. Однако в последнем случае расщепление слишком мало, и ПКРС ведут себя как изолированные КЯ.

## Выводы

Проведенный анализ процессов туннелирования в ПКРС и АМКРС показал, что при расчетах спектров усиления таких гетероструктур необходимо учитывать туннельное взаимодействие соседних квантовых ям. При анализе спектров усиления таких гетероструктур принцип суперпозиции не применим. Для учета туннельного эффекта при расчете спектров усиления гетероструктур с тонкими барьерами следует использовать функцию плотности состояний сложной структуры, а не одиночной КЯ.

На основе проведенного анализа туннельных явлений получен приближенный критерий, определяющий такую скорость туннелирования между КЯ, которая с одной стороны обеспечит максимально однородное распределение носителей по КЯ, а с другой стороны не будет искажать форму спектра усиления. Анализ абсолютной погрешности предложенного нами критерия показал его применимость для гетероструктур с барьерными слоями более 5 нм.

Вычисления показали, что в ПКРС на основе *InGaAsP* следует ожидать искажений спектра усиления при толщинах барьерных слоев менее 8 нм.

Список литературы: 1. Wong C. S., Tsang H. K. Polarization-Independent Time-Division Demultiplexing Using Orthogonal-Pumps Four-Wave Mixing // IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 15, Jan. 2003, P. 129 – 131. 2. Mori T., Yamayoshi Y., Kawaguchi H. All-optical time division and wavelength division demultiplexing of 160 Gbit/s OTDM signal by FWM in SOA // Proc. IEEE/LEOS Annual Meeting, Vol. 1, P. 358 – 359, September 2003. 3. Vlachos K., Pleros N., Bintjas C., Theophilopoulos G., Avramopoulos H. Ultrafast Time-Domain Technology and Its Application in All-Optical Signal Processing // J. Lightwave Technology, Vol. 21, September 2003, P. 1857 – 1868. 4. Xia F., Wei J., Menon V., Forrest S. R. Monolithic Integration of a Semiconductor Optical Amplifier and a High Bandwidth p-i-n Photodiode Using Asymmetric Twin-Waveguide Technology // IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 15, March 2003, P. 452 – 454. 5. Mørk J., Nielsen M. L., Berg T. W. The dynamics of semiconductor optical amplifiers: modeling and application // Optics & Photonics News, July 2003, P. 42 – 48. 6. Stubkjaer K. Semiconductor optical amplifier-based all-optical gates for high-speed optical processing // IEEE Sel. Top. Quant. Electron., Vol. 6, November/December 2000, P. 1428 – 1435. 7. Mecozzi A., Wiesenfeld J. M. The role of semiconductor optical amplifiers in optical networks // Optics & Photonics News, March 2001, P. 36-42. 8. Reale A., Carlo A. D., Lugli P., Campi D., Cacciatore C., Stano A., Fornuto G. Study of gain compression mechanisms in multiple-quantum-well  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  semiconduc-

tor optical amplifier // IEEE J. Quant. Electron., Vol. 35, Nov. 1999, P. 1697 – 1703. 9. *Chen J. H., Choa F. S., Cho P. S., Wey J. S., Goldhar J., Butler D. L., Burdge G. L.* The gain decompression effect and its application to very fast wavelength conversions // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 9, June 1997, P. 755 – 757. 10. *Mørk J., Mecozzi A., Eisenstein G.* The modulation response of a semiconductor laser amplifier // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., Vol. 5, May/June 1999, P. 851 – 860. 11. *Asghari M., White I. H., Penty R. V.* Wavelength conversion using semiconductor optical amplifiers // IEEE J. Lighthwave Technol., Vol. 15, July 1997, P. 1181 – 1190. 12. *Mecozzi A.* Analytical theory of four-wave mixing in semiconductor amplifiers // Optics Lett., Vol. 19, June 1994, P. 892 – 894. 13. *Knorr A., Binder R., Wright E. M., Koch S. W.* Amplification, absorption, and lossless propagation of femtosecond pulses in semiconductor amplifiers // Optics Lett., Vol. 18, Sept. 1993, P.1538 – 1540. 14. *Hughes S., Knorr A., Koch S.W.* Femtosecond pulse breakup in a semiconductor amplifier // Optics Lett., Vol. 21, July 1996, P. 1052 – 1054. 15. *Wabnitz S.* Soliton stabilization in long-distance fiber transmissions with semiconductor amplifiers // Optics Lett., Vol. 20, October 1995, P.1979 – 1981. 16. *Ghafouri-Shiraz H.* Fundamentals of laser diode amplifiers. West Succex: John Wiley& Sons. 1996. 240 p. 17. *Lysak V. V., Kawaguchi H., Katayama T., Sukhoivanov I. A.* Amplification and saturation properties of asymmetrical multiple quantum-well traveling wave semiconductor optical amplifiers // Proceedings of 3-rd International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices, NUSOD 2003, October 14 – 16 2003, Tokyo, Japan, Paper ThA4, P. 74 – 75. 18. *Björilin E. S., Riou B., Keating A., Abraham P., Chiu Y.-J., Piprek J., Bowers J. E.* 1.3- $\mu\text{m}$  Vertical-Cavity Amplifier // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 12, Aug. 2000, P. 951 – 953. 19. *Karim A., Björilin S., Piprek J., Bowers J. E.* Long-Wavelength Vertical-Cavity Lasers and Amplifiers // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., Vol. 6, Nov./Dec. 2000, P. 1244 – 1253. 20. *Magari K., Okamoto M., Suzuki Y., Sato K., Noguchi Y., Mikami O.* Polarization-insensitive optical amplifier with tensile-strained-barrier MQW structure // IEEE J. Quant. Electron., Vol. 30, March 1994, P. 695 – 702. 21. *Borri P., Langbein W., Hvam J. M., Heinrichsdorff F., Mao M.-H., Bimberg D.* Ultrafast gain dynamics in InAs-InGaAs quantum-dot amplifiers // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 12, June. 2000, P. 594 – 596. 22. *Borri P., Langbein W., Hvam J. M., Heinrichsdorff F., Mao M.-H., Bimberg D.* Spectral hole burning and carrier-heating dynamics in InGaAs quantum-dot amplifiers // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., Vol. 6, May/June 2000, P. 544 – 551. 23. *Hamp M. J., Cassidy D. T., Robinson B. J., Zhao Q. C., Thompson D. A., Davies M.* Effect of barrier height on the uneven carrier distribution in asymmetric multiple-quantum-well InGaAsP lasers // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 10, October 1998, P. 1380 – 1382. 24. *Hamp M. J., Cassidy D. T.* Experimental and theoretical analysis of the carrier distribution in asymmetric multiple quantum-well InGaAsP lasers // IEEE J. Quant. Electron., Vol. 37, Jan. 2001, P. 92-99. 25. *Sukhoivanov I. A.* Influence of gain saturation and carrier dynamic models on the modulation response of quantum well lasers // Optical and Quantum Electronics, Vol. 31, 1999, P. 997 – 1007. 26. *Landsberg P. T., Abrahams M. S., Osinski M.* Evidence of no  $k$ -selection in gain spectra of quantum well AlGaAs laser diodes // IEEE J. Quant. Electron., Vol. QE-21, Jan. 1985, P. 24 – 28. 27. *Saint-Cricq B., Lozes-Dupuy F., Vassilieff G.* Well width dependence of gain and threshold current in GaAlAs single quantum well lasers // IEEE J. Quant. Electron., Vol. QE-22, May 1986, P. 625 – 630. 28. *Corzine S. W., Yan R.-H., Coldren L. A.* Optical gain in III-V bulk and quantum well semiconductors // *Quantum well lasers*, Edited by P. S. Zory, Jr., Academic Press, 1993, P. 17 – 96. 29. *Engelmann R. W. H., Shieh C.-L., Shu C.* Multiquantum well lasers: threshold considerations // *Quantum well lasers*, edited by P. S. Zory, Jr., Academic Press, 1993, P. 131 – 188. 30. *Garbuzov D. Z., Khalfin V. B.* Single quantum well InGaAsP and AlGaAs lasers: a study of some peculiarities // *Quantum well lasers*, edited by P. S. Zory, Jr., Academic Press, 1993, P. 277-328. 31. *Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Shulika A. V., Kawaguchi H.* Time-domain numerical model for asymmetrical multiple-quantum well traveling-wave semiconductor optical amplifiers // International Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO/Europe 2003, 22-27 June 2003, Munich, Germany, paper CJ3T. 32. *Tessler N., Eisenstein G.* On Carrier injection and gain dynamics in quantum well lasers, IEEE J. Quant. Electron., Vol. 29, June 1993, P. 1586 – 1595. 33. *Tessler N., Eisenstein G.* Transient carrier dynamics and photon-assisted transport in multiple-quantum-well lasers // IEEE Phot. Technol. Lett., Vol. 5, March 1993, P. 291 – 293. 34. *Uomi K., Aoki M., Tsuchiya T., Suzuki M., Chinone N.* Dependence of relaxation oscillation frequency and damping K factor on the number of quantum wells in 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAsP DFB lasers // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 3, June. 1991, P. 493 – 495. 35. *Dutta N. K.* Current injection in multiquantum well lasers, IEEE J. Quant. Electron., Vol. QE-19, May 1983, P. 794 – 797. 36. *Кейн Е. О.* Основные представления о туннелировании // Туннельные явления в твердых телах, М.: Мир, 1973. С. 9 – 19.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 18.02.2004