

06;07

## **Частотноперестраиваемый безынерсный лазер дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона на наногетероструктурах с квантовыми ямами**

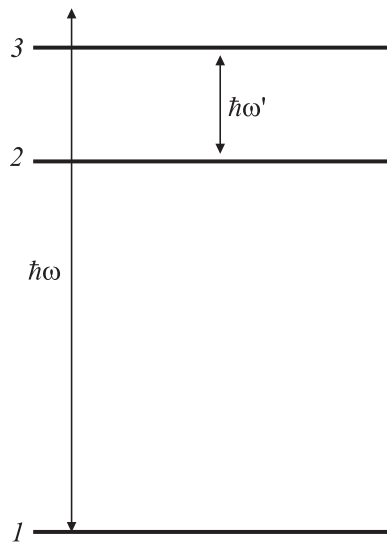
© В.А. Кукушкин

Учреждение Российской академии наук  
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
E-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 22 июля 2009 г.

Предложен и рассчитан вариант активной среды, способной обеспечить безынерсное частотноперестраиваемое усиление или генерацию электромагнитного излучения в дальнем инфракрасном и терагерцовом диапазоне. Он основан на сравнительно простой полупроводниковой наногетероструктуре с квантовыми ямами, которая способна работать при комнатной температуре (в импульсном режиме) и обеспечивать изменение рабочей частоты основанного на ней усилителя или генератора в несколько раз в результате изменения интенсивности накачивающего излучения. Такой усилитель или генератор (лазер) может стать удобным, дешевым и компактным перестраиваемым источником дальнего инфракрасного и терагерцового излучения для многочисленных технических, а также медицинских применений.

Усиление и генерация дальнего инфракрасного (ИК) и терагерцового (THz) излучения является важной задачей современной лазерной техники благодаря постоянно растущей сфере его использования в различных прикладных исследованиях, технологических процессах и медицине. Однако достаточно мощные, компактные, способные работать при комнатной температуре и обеспечивающие возможность большой перестройки рабочей частоты усилители и источники электромагнитного поля в этой частотной области до сих пор отсутствуют. В принципе, они могут быть созданы на базе хорошо известных и реализованных экспериментально в различных средах безынерсных трехуровневых схем усиления (см. [1,2] и рис. 1). Теоретические расчеты



**Рис. 1.** Расположение уровней энергии в одном из вариантов трехуровневой схемы безынерционного усиления.  $\omega$  — частота накачивающего излучения,  $\omega'$  — частота усиливаемого поля,  $\hbar$  — постоянная Планка.

показывают, что в таких схемах при определенных условиях положение максимума коэффициента усиления как функции частоты усиливаемого поля  $\omega'$  может существенно зависеть от амплитуды  $E_0$  накачивающего поля  $\mathbf{E} \equiv [\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) + \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t)]/2$  [3]. Однако для перестройки частоты усиления или генерации в дальнем ИК- и THz-диапазоне путем изменения  $E_0$  необходимо, чтобы частота Раби перехода  $2 \leftrightarrow 1$ ,  $|\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}_0|/\hbar$  (где  $\mathbf{d}_{21}$  — дипольный момент перехода  $2 \leftrightarrow 1$ ) также лежала в этой частотной области. Вследствие этого реализация данного метода в атомарных или молекулярных активных средах, характеризующихся малыми дипольными моментами переходов, требует применения весьма высоких интенсивностей накачивающего излучения, которые труднодостижимы экспериментально и могут вызвать разрушение самой активной среды. В отличие от них активные среды, основанные на полупроводниковых наногетероструктурах, в частности на квантовых ямах (КЯ) (т.е. слоях узкозонного полупроводника, заключенных между

слоями широкозонного), имеют в несколько десятков раз большие дипольные моменты переходов и, следовательно, позволяют надеяться на реализацию данного метода при вполне умеренных интенсивностях накачки.

Настоящая работа посвящена расчету параметров активной среды с КЯ для основанного на указанном методе перестраиваемого безынерционного усилителя или генератора электромагнитного излучения дальнего ИК- и ТГц-диапазона. Конкретно, рассмотрим активную среду, образованную чередованием симметричных КЯ с толщиной 17.52 nm и барьеров с толщиной 10.74 nm. Каждый барьер представляет собой слой  $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ , а КЯ состоит из центрального слоя GaAs с толщиной 2.83 nm и двух симметричных боковых слоев  $\text{Al}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$  с толщиной 7.35 nm каждый. Вследствие свободного движения в плоскости КЯ, уровни энергии электронов в такой структуре зависят от их квазиимпульсов  $\mathbf{p}$  в плоскости КЯ и формируют подзоны размерного квантования  $e_j \equiv e_{j0} + p^2/(2m)$ , где  $e_{j0}$  — энергия дна подзоны,  $m$  — эффективная масса для движения электронов в плоскости КЯ. Так как импульсы фотонов малы по сравнению с импульсами электронов, то электромагнитное поле вызывает межподзонные переходы только между состояниями с одинаковыми  $\mathbf{p}$ . Их частоты, следовательно, равны  $\omega_{jk} \equiv (e_j - e_k)/\hbar = (e_{j0} - e_{k0})/\hbar$ . Численные расчеты показывают, что для первых трех подзон  $e_{10} = 0.094$  eV,  $e_{20} = 0.183$  eV и  $e_{30} = 0.212$  eV (где энергия отсчитывается от дна зоны проводимости GaAs). Дипольные моменты переходов между этими подзонами направлены вдоль оси роста структуры  $z$ . Вследствие того, что подзоны 1 и 3 характеризуются симметричными, а подзона 2 — антисимметричной огибающими волновыми функциями (относительно центральной плоскости КЯ), они отличны от нуля лишь для переходов  $2 \leftrightarrow 1$  и  $3 \leftrightarrow 2$ :  $d_{21,32} \equiv ez_{21,32}$ , где  $e > 0$  — элементарный заряд,  $z_{21} \approx 2.1$  nm и  $z_{32} \approx 5.2$  nm. Вследствие  $d_{31} = 0$ , а также выполняющегося при указанных выше  $e_{j0}$  неравенства  $\omega_{32}/\omega_{21} \approx 0.3 \ll 1$ , накачка с частотой  $\omega \approx \omega_{31}$  будет эффективно взаимодействовать лишь с переходом  $2 \leftrightarrow 1$ , а усиливаемое низкочастотное дальнее ИК- или ТГц-поле  $\mathbf{E}' \equiv [\mathbf{E}'_0 \exp(-i\omega't) + \mathbf{E}'_0 \exp(i\omega't)]/2$  — лишь с переходом  $3 \leftrightarrow 2$ .

В результате взаимодействие такой системы с полем накачки и с усиливаемым дальним ИК- или ТГц-полем описывается следующей системой уравнений для элементов матрицы плотности электронов  $\rho_{jk}(t, p) \equiv \rho_{kj}^*(t, p)$  [4] (после введения новых переменных согласно

$\rho_{31} \equiv \tilde{\rho}_{31} \exp(-i\omega t)$ ,  $\rho_{21} \equiv \tilde{\rho}_{21} \exp(-i\omega t)$  и  $\rho_{32} \equiv \tilde{\rho}_{32}$  и пренебрежения членами, пропорциональными  $\exp(\pm 2i\omega t)$ , — обычное приближение „вращающейся волны“ для накачки [5]):

$$\dot{\rho}_{21} + [i(\omega_{21} - \omega) + 1/t_{21}]\tilde{\rho}_{21} = \frac{i\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}'}{\hbar}\tilde{\rho}_{31} + \frac{i\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}_0}{2\hbar}(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{31} + [i(\omega_{31} - \omega) + 1/t_{31}]\tilde{\rho}_{31} = \frac{i\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}'}{\hbar}\tilde{\rho}_{21} - \frac{i\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}_0}{2\hbar}\tilde{\rho}_{32}, \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{32} + (i\omega_{32} + 1/t_{32})\tilde{\rho}_{32} = \frac{i\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}'}{\hbar}(\rho_{22} - \rho_{33}) - \frac{i\mathbf{d}_{12}\mathbf{E}_0^*}{2\hbar}\tilde{\rho}_{31}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & -2\text{Im}\left(\frac{\mathbf{d}_{12}\mathbf{E}_0^*}{2\hbar}\tilde{\rho}_{21}\right) - \frac{\rho_{11} - \rho_{11e}}{t_1} \\ & - \frac{\rho_{11}N_{2e}/N_{1e} - \rho_{22}}{T_{21}} - \frac{\rho_{11}N_{3e}/N_{1e} - \rho_{33}}{T_{31}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} = & -2\text{Im}\left(\frac{\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}'}{\hbar}\tilde{\rho}_{32}\right) + 2\text{Im}\left(\frac{\mathbf{d}_{12}\mathbf{E}_0^*}{2\hbar}\tilde{\rho}_{21}\right) \\ & - \frac{\rho_{22} - \rho_{22e}}{t_2} - \frac{\rho_{22} - \rho_{11}N_{2e}/N_{1e}}{T_{21}} - \frac{\rho_{22}N_{3e}/N_{2e} - \rho_{33}}{T_{32}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} = & 2\text{Im}\left(\frac{\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}'}{\hbar}\tilde{\rho}_{32}\right) - \frac{\rho_{33} - \rho_{33e}}{t_3} - \frac{\rho_{33} - \rho_{11}N_{3e}/N_{1e}}{T_{31}} \\ & - \frac{\rho_{33} - \rho_{22}N_{3e}/N_{2e}}{T_{32}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $t_{31}$ ,  $t_{21}$  и  $t_{32}$  — феноменологические времена релаксации недиагональных элементов матрицы плотности  $\tilde{\rho}_{31}$ ,  $\tilde{\rho}_{21}$  и  $\tilde{\rho}_{32}$  к нулю вследствие внутриподзонного электрон-фононного и электрон-электронного рассеяния  $t_j$ ,  $j = 1, 2, 3$ , — феноменологические времена релаксации диагональных элементов  $\rho_{jj}$  (т.е. населенностей) к их квазиравновесным значениям  $\rho_{jje}$  за счет тех же процессов внутриподзонного электрон-фононного и электрон-электронного рассеяния. Для рассматриваемых параметров структуры и комнатной температуры  $t_{31} \approx t_{21} \approx t_{32} \approx t_j \sim 0.1$  ps. Величины  $\rho_{jje}$  даются распределениями

Ферми–Дирака с энергиями Ферми  $e_{jF}$ , определяемыми мгновенными поверхностными концентрациями электронов в подзонах

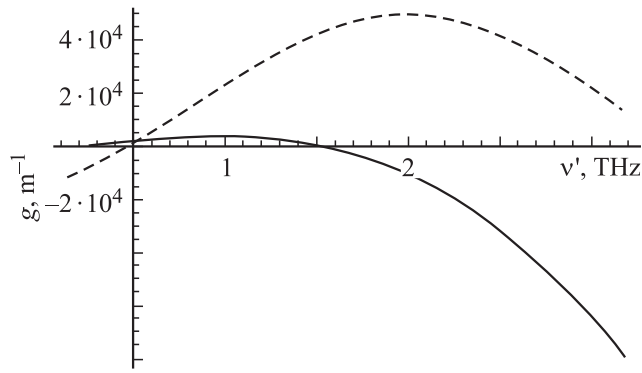
$$N_j \equiv 2\pi \int_0^{+\infty} \rho_{jj} p dp / (2\pi\hbar)^2$$

(верхний предел интегрирования взят равным бесконечности вследствие быстрого убывания подынтегральной функции при больших  $p$ ). Величины  $T_{21}$ ,  $T_{31}$  и  $T_{32}$  — феноменологические времена межподзонной релаксации, которые для рассматриваемых параметров примерно равны 1 ps. Величины  $N_{je}$  — равновесные (т.е. имеющиеся в отсутствие полей) поверхностные концентрации электронов в подзонах, определяемые полной поверхностной концентрацией  $N \equiv 2(N_1 + N_2 + N_3) \equiv 2(N_{1e} + N_{2e} + N_{3e})$ , где фактор 2 учитывает двукратную вырожденность подзон по проекциям спина. Анализ показывает, что оптимальное для усиления дальнего ИК- или THz-поля значение  $N = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Оно может быть достигнуто путем  $n^{++}$  допирования КЯ.

Для определения  $N_j$  положим  $\mathbf{E}' = 0$  и найдем стационарное решение (1)–(6). Затем умножим любые два из уравнений (4)–(6) на  $2\pi p dp / (2\pi\hbar)^2$  и проинтегрируем по  $p$  от 0 до  $+\infty$  с учетом того, что

$$2\pi \int_0^{+\infty} \rho_{jj} p dp / (2\pi\hbar)^2 \equiv 2\pi \int_0^{+\infty} \rho_{jje} p dp / (2\pi\hbar)^2.$$

В результате получим систему двух уравнений для  $N_1$ ,  $N_2$ , в которой  $N_3 \equiv N/2 - N_1 - N_2$ . Ее численное решение показывает, что при интенсивности накачки  $I \equiv nc|\mathbf{E}_0|^2/(8\pi) = 3 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$  (где  $c$  — скорость света в вакууме,  $n \approx 3.3$  — характерное значение показателя преломления AlGaAs в среднем ИК-диапазоне, где лежит частота накачки  $\omega$ )  $N_1 \approx 5.88 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $N_2 \approx 3.38 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $N_3 \approx 7.4 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$ . Таким образом, накачка заселяет вторую подзону, делая  $N_2$  сравнимой с  $N_1$ , несмотря на то что  $N_{2e} \ll N_{1e}$ . При этом  $N_3$ , как и в равновесном случае, остается много меньшей, чем  $N_1$  и  $N_2$ . При большей  $I = 9.5 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$   $N_1 \approx 5.33 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $N_2 \approx 3.86 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $N_3 \approx 8.1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$ .

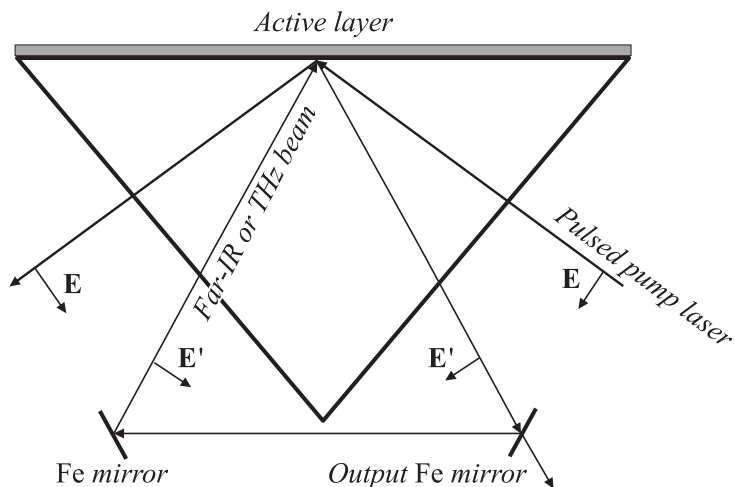


**Рис. 2.** Коэффициент усиления дальнего ИК- и THz-поля по интенсивности как функция его частоты  $\nu'$  при  $I = 3 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$  (сплошная кривая) и  $I = 9.5 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$  (штриховая кривая).

Для определения коэффициента усиления дальнего ИК- или THz-поля  $g$  необходимо найти линейное по  $\mathbf{E}'$  решение системы (1)–(6) и на его основе вычислить диэлектрическую проницаемость рассматриваемой системы  $\varepsilon$  на частоте  $\omega'$ . Далее, из дисперсионного уравнения для поперечной волны дальнего ИК- или THz-поля,  $k'^2 = \omega'^2 \varepsilon / c^2$ , где  $k'$  — ее волновое число, определяется  $g \equiv -2\text{Im}k'$ . Величина  $g$  имеет максимум примерно при

$$\omega'_m = \frac{1}{2} \left[ \omega - \omega_{31} - \omega_{32} + \sqrt{(\omega - \omega_{31} + \omega_{32})^2 + \frac{|\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}_0|^2}{\hbar^2}} \right]. \quad (7)$$

Из (7) следует, что наибольший диапазон изменения  $\omega'_m$  с вариацией  $\mathbf{E}_0$  достигается при  $\omega = \omega_{31}$ , т.е. когда частота накачки равна частоте дипольно запрещенного перехода  $3 \leftrightarrow 1$ . Зависимость  $g$  от частоты  $\nu' \equiv \omega'/(2\pi)$  дальнего ИК- или THz-поля показана на рис. 2. Из него видно, что для  $I = 3 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$  максимум  $g$  лежит примерно при 1 THz, а для  $I = 9.5 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$  при 2 THz, т.е. его положение меняется в 2 раза. При этом в обоих случаях, согласно сказанному выше,  $N_3 < N_2 < N_1$ , т.е. инверсия между подзонами отсутствует и усиление дальнего ИК- и THz-поля обуславливается безынверсным механизмом.



**Рис. 3.** Схема перестраиваемого безынерционного лазера. Активная среда (последовательность КЯ и барьеров) нанесена на верхнюю грань призмы из GaAs.

В качестве источника накачки может использоваться, например,  $\text{CO}_2$ -лазер, генерирующий на длине волны  $10.6\ \mu\text{m}$  (соответствующей частоте перехода  $3 \leftrightarrow 1$ ) и работающий в импульсном режиме (чтобы избежать разрушения структуры). Для предотвращения омического поглощения дальнего ИК- или THz-поля на электронах необходимо, чтобы в активной области оно было поляризовано вдоль оси  $z$ . Этого можно добиться в геометрии, когда луч дальнего ИК- или THz-поля падает на активную среду под критическим углом полного внутреннего отражения, а  $E'$  лежит в плоскости падения [2] (рис. 3). При этом отражения на боковых гранях призмы устраняются путем выбора их наклонов таким образом, чтобы луч дальнего ИК- или THz-поля падал на них под углами Брюстера, а внешний резонатор образуется металлическими зеркалами, имеющими в дальнем ИК- и THz-диапазоне коэффициент отражения  $> 99\%$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00486-а, 08-02-00163-а, 09-02-97043-р\_поволжье).

## Список литературы

- [1] *Kocharovskaya O., Mandel P., Radeonychev Y.V.* // Phys. Rev. A. 1992. V. 45. P. 1997–2005.
- [2] *Frogley M.D., Dynes J.F., Beck M., Faist J., Phillips C.C.* // Nature Materials. 2006. V. 5. P. 175–178.
- [3] *Kocharovskaya O., Radeonychev Y.V., Mandel P., Scully M.O.* // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. P. 3091–3110.
- [4] *Ханин Я.И.* Основы динамики лазеров. М.: Наука, 1999. Гл. 2.
- [5] *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. Гл. 2. (*Allen L., Eberly J.H.* Optical Resonance and Two-Level Atoms. New York: John Wiley & Sons, 1975. Ch. 2).