

Перестраиваемый безинверсный лазер дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона на квантовых точках

В. А. Кукушкин¹⁾

Учреждение РАН Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 12 февраля 2009 г.

После переработки 23 марта 2009 г.

Предложен лазер на квантовых точках, частота генерации которого может плавно перестраиваться в пределах дальнего инфракрасного и терагерцового диапазонов в результате изменения интенсивности оптической накачки. Его работа возможна при комнатной температуре и основана на безинверсном механизме усиления в предложенной модифицированной трехуровневой “лестничной” схеме, где частота накачки равна частоте дипольно запрещенного перехода с основного на второй возбужденный уровень.

PACS: 42.55.Ah, 78.67.Hc

Генерация излучения в дальнем инфракрасном (ИК) и особенно терагерцовом (ТГц) диапазонах является важной задачей современной оптики и лазерной физики благодаря постоянно растущей сфере его применения как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях, а также в многочисленных приложениях, например, в биологии и медицине. Однако достаточно мощные, компактные, дешевые и способные работать при комнатной температуре источники электромагнитного поля в этой частотной области до сих пор отсутствуют. Одними из наиболее перспективных кандидатов на эту роль являются низкоразмерные полупроводниковые наноструктуры – квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки (КТ). В таких системах частоты внутризонных переходов могут соответствовать дальнему ИК и ТГц диапазонам, и создание инверсии на них за счет токовой или оптической накачки открывает возможность генерации излучения в указанной области длин волн. Конкретные рабочие частоты таких устройств определяются дизайном структуры, и их изменение в готовом образце возможно только за счет наложения на нее внешнего электрического или магнитного поля или создания в ней механических напряжений.

Однако подобная подстройка частоты выходного излучения может осуществляться лишь в небольших относительных пределах, и, кроме того, варианты с использованием сильного магнитного поля требуют криогенного охлаждения, необходимого для создания последнего. Для практических же приложений часто бывает важно иметь усилители и генераторы дальнего ИК и ТГц излучений с возможностью большой перестройки их рабочих частот в процессе генерации.

В результате привлекают внимание схемы безинверсного усиления [1–3], где частота генерации в принципе может зависеть от параметров оптической накачки (ее частоты и амплитуды) и, следовательно, меняться в широких пределах с их изменением [4]. В настоящей работе предложено модифицировать хорошо известную “лестничную” схему безинверсного усиления [2], что открывает возможность управлять частотой генерации в дальнем ИК или ТГц диапазонах путем изменения амплитуды накачки.

Конкретно рассмотрим три наиболее близких к запрещенной зоне уровня энергии в КТ, выполненной из GaAs и окруженной барьерами из $Al_xGa_{1-x}As$, рис.1. Будем считать, что эти барьеры достаточ-

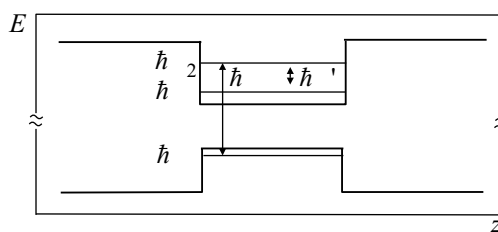


Рис.1. Схема уровней размерного квантования в КТ. Величины $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$ и $\hbar\omega_3$ – энергии уровней 1, 2 и 3 соответственно. Также показана зависимость положения нижней границы зоны проводимости и верхней границы валентной зоны от одной из пространственных координат z . Уровень 1 лежит в валентной зоне, уровни 2 и 3 – в зоне проводимости

но высоки, так что положение указанных уровней можно определить в приближении бесконечно глубокой потенциальной ямы. Отсчитывая энергию от верхнего края валентной зоны, будем рассматривать характерную ситуацию, когда параметры системы

¹⁾e-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

КТ таковы, что ниже для КТ среднего размера (что отражено черточкой над значениями частот) $\hbar\bar{\omega}_1 = -2.8$ мэВ, $\hbar\bar{\omega}_3 = 1.4406$ эВ, $\hbar\bar{\omega}_2 = 1.4903$ эВ. Величины $\hbar(\bar{\omega}_2 - \bar{\omega}_1) \equiv \hbar\bar{\omega}_{21} = 1.4931$ эВ и $\hbar(\bar{\omega}_2 - \bar{\omega}_3) \equiv \hbar\bar{\omega}_{23} = 49.7$ мэВ, что отвечает вакуумным длинам волн 0.83 и 25 мкм соответственно.

Взаимодействие такой системы с электрическим полем накачки $\mathbf{E} \equiv [\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) + \mathbf{E}_0^* \exp(i\omega t)]/2$ и с усиливаемым длинноволновым полем $\mathbf{E}' \equiv [\mathbf{E}'_0 \exp(-i\omega' t) + \mathbf{E}'_0^* \exp(i\omega' t)]/2$ в одночастичном приближении описывается уравнением фон Неймана [5] для матрицы плотности электрона $\rho_{ji}(t) \equiv \rho_{ij}^*(t)$, $j, l = 1, 2, 3$ (отвлекаясь пока от двукратного вырождения уровней). Вводя обозначения $\rho_{21} \equiv \tilde{\rho}_{21} \exp(-i\omega t)$, $\rho_{31} \equiv \tilde{\rho}_{31} \exp(-i\omega t)$ и $\rho_{23} \equiv \tilde{\rho}_{23}$ и пренебрегая членами, пропорциональными $\exp(\pm 2i\omega t)$ (приближение “вращающейся волны” для накачки [6]), имеем:

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

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{31} + \left[i(\omega_{31} - \omega) + \frac{1}{T_{31}} \right] \tilde{\rho}_{31} = \\ = \frac{i\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}'}{\hbar} \tilde{\rho}_{21} + \frac{i\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0}{2\hbar} (\rho_{11} - \rho_{33}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{23} + \left(i\omega_{23} + \frac{1}{T_{23}} \right) \tilde{\rho}_{23} = \\ = -\frac{i\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}'}{\hbar} (\rho_{22} - \rho_{33}) - \frac{i\mathbf{d}_{13}\mathbf{E}_0^*}{2\hbar} \tilde{\rho}_{21}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{11} = -2 \operatorname{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{13}\mathbf{E}_0^*}{2\hbar} \tilde{\rho}_{31} \right) + \frac{\rho_{33}}{T_3}, \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{22} = 2 \operatorname{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}'}{\hbar} \tilde{\rho}_{23} \right) - \frac{\rho_{22}}{T_2}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} = -2 \operatorname{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}'}{\hbar} \tilde{\rho}_{23} \right) + \\ + 2 \operatorname{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{13}\mathbf{E}_0^*}{2\hbar} \tilde{\rho}_{31} \right) - \frac{\rho_{33}}{T_3} + \frac{\rho_{22}}{T_2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь \hbar – Постоянная Планка, T_{21} , T_{31} , T_{23} – времена релаксации к нулю недиагональных элементов матрицы плотности $\tilde{\rho}_{21}$, $\tilde{\rho}_{31}$ и $\tilde{\rho}_{23}$ на переходах $2 \leftrightarrow 1$, $3 \leftrightarrow 1$ и $2 \leftrightarrow 3$, соответственно, $T_{2,3}$ – времена жизни уровней 2 и 3. Частоты переходов $\omega_{21} \equiv \omega_2 - \omega_1$, $\omega_{31} \equiv \omega_3 - \omega_1$ и $\omega_{23} \equiv \omega_2 - \omega_3$. В рассматриваемом здесь приближении бесконечно глубокой потенциальной ямы переход $2 \leftrightarrow 1$ дипольно запрещен вследствие того, что уровень 1 описывается симметричной

огibaющей волновой функцией (основное состояние в валентной зоне), а уровень 2 – антисимметричной (первое возбужденное состояние в зоне проводимости) [7]. Дипольные моменты $\mathbf{d}_{31,23} \equiv e\mathbf{r}_{31,23}$ (где $e > 0$ – элементарный заряд) определяются соответствующими матричными элементами переходов $\mathbf{r}_{31,23}$. Ниже для оценок примем, что $r_{31} \sim 1$ нм и $r_{23} \sim 3$ нм [8].

Для определения вида релаксационных слагаемых в (1)–(6) было учтено, что при комнатной температуре $\hbar\bar{\omega}_{21}$ и $\hbar\bar{\omega}_{23}$ много больше $k_B T$ (где k_B – постоянная Больцмана, T – температура). В результате можно принять, что населенности 2-го и 3-го уровней релаксируют к нулю. При этом время жизни уровня 2, T_2 , определяется временем перехода находящегося на нем электрона на уровень 3 с излучением фонона. Поскольку при сделанном выше выборе $\bar{\omega}_{23}$ она значительно превосходит частоты оптических фононов в AlGaAs [9], то переходы $2 \rightarrow 3$ с участием последних подавлены, в результате чего время жизни уровня 2 становится большим и превышает 10 пс [10]. Поэтому для дальнейших оценок примем, что $T_2 = 10$ пс. Так как взаимодействие с фононами меняет также фазы волновых функций уровней 2 и 3, от которых зависят недиагональные элементы матрицы плотности $\tilde{\rho}_{21}$, $\tilde{\rho}_{31}$ и $\tilde{\rho}_{23}$ на переходах $2 \leftrightarrow 1$, $3 \leftrightarrow 1$ и $2 \leftrightarrow 3$, то будем считать, что времена релаксации $\tilde{\rho}_{21}$, $\tilde{\rho}_{31}$ и $\tilde{\rho}_{23}$ к нулю примерно одинаковы и равны T_2 , то есть $T_{21} \simeq T_{31} \simeq T_{23} \simeq T_2$. Время жизни уровня 3, T_3 , определяется временем спонтанной межзонной рекомбинации находящегося на нем электрона с дыркой на уровне 1, и поэтому $T_3 \sim 1$ нс.

Будем также считать, что поляризации накачки и усиливаемого длинноволнового поля таковы, что $\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}_0 = \mathbf{d}_{23}\mathbf{E}_0^* = 0$ и $\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}'_0 = \mathbf{d}_{31}\mathbf{E}'_0^* = 0$, так что накачка взаимодействует лишь с переходом $3 \leftrightarrow 1$, а длинноволновое поле – лишь с $3 \leftrightarrow 2$. Пусть частота накачки ω равна частоте дипольно запрещенного перехода $2 \leftrightarrow 1$ для КТ среднего размера, то есть $\bar{\omega}_{21}$. В этом заключается отличие предлагаемой в настоящей работе схемы от традиционной “лестничной” схемы безинверсного усиления [2], в которой частота накачки равна $\bar{\omega}_{31} \equiv \bar{\omega}_3 - \bar{\omega}_1$.

Обозначим стационарное решение (1)–(6) при $\mathbf{E}' = 0$ горизонтальной чертой над элементами матрицы плотности. Легко видеть, что $\bar{\rho}_{22} = \bar{\rho}_{21} = \bar{\rho}_{23} = 0$, $\bar{\rho}_{11} = 1 - \bar{\rho}_{33}$,

$$\bar{\rho}_{33} = \frac{|\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0|^2/2}{\hbar^2 T_{31} [(\omega_{31} - \omega)^2 + T_{31}^{-2}]/T_3 + |\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0|^2}, \quad (7)$$

$$\bar{\rho}_{31} = \frac{i\hbar(\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0)T_{31}[(\omega_{31} - \omega)^2 + T_{31}^{-2}]/T_3}{2[i(\omega_{31} - \omega) + T_{31}^{-1}]} \times \frac{1}{\hbar^2 T_{31}[(\omega_{31} - \omega)^2 + T_{31}^{-2}]/T_3 + |\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0|^2}. \quad (8)$$

Отсюда очевидно, что инверсия на переходе $2 \leftrightarrow 3$ (как, впрочем, и на переходе $3 \leftrightarrow 1$ в силу $\bar{\rho}_{33} < 0.5$) отсутствует, так что рассматриваемое ниже усиление длинноволнового поля \mathbf{E}' действительно определяется безинверсным механизмом. Для определения соответствующего коэффициента усиления необходимо найти плотность тока $\Delta\mathbf{j}$ на частоте ω' в линейном по \mathbf{E}' приближении. Для этого, в свою очередь, нужно определить линейные по \mathbf{E}' члены в решении (1)-(6), которые ниже обозначены значком Δ перед элементами матрицы плотности. Вводя обозначения $\Delta\bar{\rho}_{23,21}^{\mp} \equiv \Delta\bar{\rho}_{23,21}^{\mp} \exp(-i\omega't) + \Delta\bar{\rho}_{23,21}^{\mp} \exp(i\omega't)$, из (1)-(6) легко получить, что

$$\Delta\bar{\rho}_{23}^{\mp}[i(\mp\omega' + \omega_{23}) + T_{23}^{-1}] = \frac{i\mathbf{d}_{23}}{2\hbar} \begin{Bmatrix} \mathbf{E}'_0 \\ \mathbf{E}'_0^* \end{Bmatrix} \bar{\rho}_{33} - \frac{i(\mathbf{d}_{13}\mathbf{E}_0^*)}{2\hbar} \Delta\rho_{21}^{\mp}, \quad (9)$$

$$\Delta\bar{\rho}_{21}^{\mp}[i(\mp\omega' + \omega_{21} - \omega) + T_{21}^{-1}] = \frac{i\mathbf{d}_{23}}{2\hbar} \begin{Bmatrix} \mathbf{E}'_0 \\ \mathbf{E}'_0^* \end{Bmatrix} \bar{\rho}_{31} - \frac{i(\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0)}{2\hbar} \Delta\rho_{23}^{\mp}, \quad (10)$$

откуда

$$\Delta\bar{\rho}_{23}^{\mp} = \frac{\mathbf{d}_{23}}{2\hbar} \begin{Bmatrix} \mathbf{E}'_0 \\ \mathbf{E}'_0^* \end{Bmatrix} \left[i\bar{\rho}_{33} + \frac{\bar{\rho}_{31}(\mathbf{d}_{13}\mathbf{E}_0^*)/(2\hbar)}{i(\mp\omega' + \omega_{21} - \omega) + T_{21}^{-1}} \right] \times \left[i(\mp\omega' + \omega_{23}) + \frac{1}{T_{23}} + \frac{|\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0|^2/(4\hbar^2)}{i(\mp\omega' + \omega_{21} - \omega) + T_{21}^{-1}} \right]^{-1}. \quad (11)$$

Плотность тока $\Delta\mathbf{j} \equiv \Delta\mathbf{j}_0 \exp(-i\omega't) + \Delta\mathbf{j}_0^* \times \exp(i\omega't)$, где

$$\Delta\mathbf{j}_0 = -i\omega'N \int (\mathbf{d}_{32}\Delta\bar{\rho}_{23} + \mathbf{d}_{23}\Delta\bar{\rho}_{32}) f d\delta l, \quad (12)$$

$\Delta\bar{\rho}_{32}^{\mp} \equiv \Delta\bar{\rho}_{23}^{\pm*}$, $N \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ – концентрация КТ, и интеграл по δl с функцией распределения f введен для оценки эффекта вариации размеров КТ в образце. Пусть $l \equiv \bar{l} + \delta l$ – характерный линейный размер КТ, а \bar{l} – его средняя величина. Частоты переходов ω_{31} , ω_{21} и ω_{23} зависят от δl (неоднородное уширение) и, вследствие (7), (8) и (11), $\Delta\bar{\rho}_{23}^{\mp}$ тоже являются функциями δl . Поскольку частота накачки ω сильно отстроена от резонанса с переходом $3 \leftrightarrow 1$, то обусловленные флуктуациями размеров КТ отклонения величины $\omega_{31} - \omega$ от ее среднего значения в (7), (8) относительно малы

и ими можно пренебречь. В приближении бесконечно глубокой потенциальной ямы моделируем зависимости ω_{21} и ω_{23} от δl следующими выражениями: $\omega_{21} = \omega_g + (\bar{\omega}_{21} - \omega_g)/(1 + \delta l/\bar{l})^2$ и $\omega_{23} = \bar{\omega}_{23}/(1 + \delta l/\bar{l})^2$, где $\omega_g \simeq 2.2 \cdot 10^{15}$ рад/с и соответствует ширине запрещенной зоны GaAs. Функцию распределения f считаем гауссовской: $f = \exp[-(\delta l)^2/(2\sigma^2)]/\sqrt{2\pi}\sigma$, где типичное стандартное отклонение $\sigma = 0.1\bar{l}$ [11].

Из уравнений Максвелла следует, что коэффициент усиления интенсивности длинноволнового поля g дается формулой

$$g = -\frac{4\pi}{cn'} \text{Re} \left(2 \frac{\Delta\mathbf{j}_0 \mathbf{E}'_0^*}{\mathbf{E}'_0 \mathbf{E}'_0^*} \right), \quad (13)$$

где c – скорость света в вакууме, $n' \simeq 3.6$ [12] – показатель преломления AlGaAs в дальнем ИК и ТГц диапазонах, а фактор 2 учитывает двукратную вырожденность уровней 1, 2, 3. Графики зависимости g от вакуумной длины волны усиливаемого поля $\lambda' \equiv 2\pi c/\omega'$ при различных интенсивностях накачки I показаны на рис.2. Из него видно, что максималь-

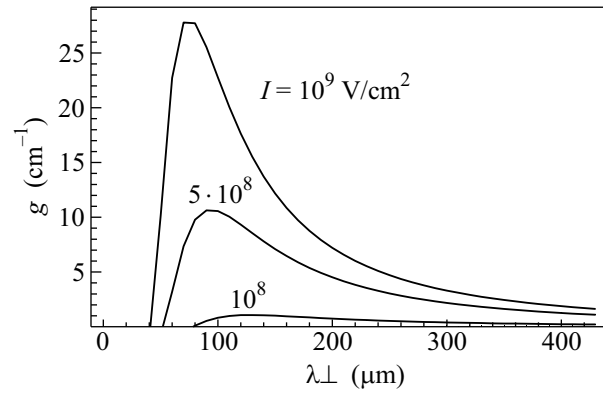


Рис.2. Зависимость g от λ' при различных интенсивностях накачки $I \equiv nc|\mathbf{E}_0|^2/8\pi$ (где $n \simeq 3.3$ – показатель преломления AlGaAs в оптическом диапазоне [12])

ный коэффициент усиления растет с ростом I и может достигать величины 28 см^{-1} при $I = 10^9 \text{ Вт/см}^2$. Положения максимумов коэффициента усиления λ'_m лежат вблизи нулей мнимой части знаменателя в (11) при $\delta l = \sigma$. В результате легко показать, что при указанных выше больших временах релаксации λ'_m даются приближенной формулой:

$$\lambda'_m \sim \frac{4\pi c}{[\bar{\omega}_{23}^2 + 4|\mathbf{d}_{31}\mathbf{E}_0/(2\hbar)|^2]^{1/2} + \bar{\omega}_{23}[1 - 2/(1 + \sigma/\bar{l})^2]}. \quad (14)$$

Из (14) и рис.2 видно, что λ'_m уменьшаются с увеличением I . В результате, меняя интенсивность оптической накачки, можно изменить положение максимума коэффициента усиления в два раза: с 140 мкм

(2.1 ТГц) при $I = 10^8$ Вт/см² до 70 мкм при $I = 10^9$ Вт/см².

Таким образом, предложенная схема может служить для создания перестраиваемого в широком диапазоне частот усилителя или лазера дальнего ИК или ТГц диапазонов. Такое устройство сможет работать при комнатной температуре, а изменение его рабочей частоты будет осуществляться с помощью простой вариации мощности оптической накачки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 08-02-00163-а, # 07-02-00486-а и # 09-02-00909) и Совета по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант # 4485.2008.2).

1. О. Кочаровская, Я. И. Ханин, Письма в ЖЭТФ **48**, 581 (1988) [JETP Lett. **48**, 630 (1988)].
2. О. Kocharovskaya, P. Mandel, and Y. V. Radeonychev, Phys. Rev. A **45**, 1997 (1992).
3. E. Kuznetsova, Yu. Rostovtsev, N. G. Kalugin et al., Phys. Rev. A **74**, 023819 (2006).
4. О. Kocharovskaya, Y. V. Radeonychev, P. Mandel, and M. O. Scully, Phys. Rev. A **60**, 3091 (1999).
5. Я. И. Ханин, *Основы динамики лазеров*, М.: Физматлит, 1999 [Ya. I. Khanin, *Fundamentals of Laser Dynamics*, Cambridge: Cambridge International Science Publishing, 2004].
6. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, М.: Мир, 1978 [L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, New York: John Wiley & Sons, 1975].
7. Л. Е. Воробьев, Е. Л. Ивченко, Д. А. Фирсов, В. А. Шальгин, *Оптические свойства наноструктур*, Санкт-Петербург: Наука, 2001.
8. D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, New York: John Wiley & Sons, 1998.
9. O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook*, Heidelberg, London, New York: Springer-Verlag, 2003.
10. J. Singh, IEEE Photonics Technology Letters **8**, 488 (1996).
11. K. Leifer, E. Pelucchi, S. Watanabe et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 081106 (2007).
12. А. Н. Пихтин, А. Д. Яськов, ФТП **12**, 1047 (1978) [Sov. Phys. Semicon. **12**, 622 (1978)].