

Влияние нелинейного насыщения усиления на предельную частоту модуляции в лазерах на основе самоорганизующихся квантовых точек

© А.Е. Жуков^{*†¶}, Е.М. Аракчеева^{*}, Н.Ю. Гордеев^{†*}, Ф.И. Зубов^{*}, Н.В. Крыжановская^{*†},
М.В. Максимов^{†*}, А.В. Савельев^{*}

^{*} Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий
Российской академии наук,

194021 Санкт-Петербург, Россия

[†] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,

194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 декабря 2010 г. Принята к печати 28 декабря 2010 г.)

Определена предельная частота модуляции лазеров на основе самоорганизующихся квантовых точек с учетом эффекта нелинейного насыщения оптического усиления. Показано, что вследствие большого коэффициента нелинейного насыщения усиления, а также уменьшения дифференциального усиления с уровнем оптических потерь, предельное значение частоты модуляции достигается при оптимальных оптических потерях, заметно меньших насыщенного оптического усиления в активной области. В лазерах, использующих многослойные массивы квантовых точек, предельная частота модуляции возрастает с числом рядов квантовых точек на начальном участке зависимости, а при дальнейшем увеличении числа рядов стремится к пределу, обратно пропорциональному коэффициенту нелинейного насыщения усиления.

1. Введение

Одним из перспективных применений лазеров на основе квантовых точек является их использование в высокоскоростных системах оптической связи. Теоретически предсказанное значение максимальной частоты прямой (токовой) модуляции в лазере на основе одиночного массива квантовых точек составляет 60 ГГц [1]. В то же время сообщенные значения максимальной частоты модуляции лазеров на основе квантовых точек спектрального диапазона 1.3 мкм не превышают 10 ГГц [2]. Таким образом, быстродействие лазеров на основе квантовых точек нуждается в более адекватном описании.

В данной работе исследована зависимость максимальной частоты модуляции от уровня оптических потерь в лазерах на основе квантовых точек с учетом нелинейного насыщения усиления с ростом концентрации фотонов и снижения дифференциального оптического усиления в активной области с ростом оптических потерь. Будет показано, что предельная частота модуляции достигается не при наибольших возможных оптических потерях, соответствующих насыщенному усилению, как это было бы в случае, когда эффектом нелинейного насыщения усиления можно пренебречь, но при некотором оптимальном уровне потерь, который оказывается существенно меньше насыщенного усиления. Также будет показано, что с ростом числа рядов квантовых точек предельная частота модуляции не возрастает неограниченно, но стремится к некоторому пределу, определяемому коэффициентом нелинейного насыщения усиления, а также отношением насыщенного усиления к плотности тока прозрачности, нормированных на один ряд квантовых точек.

2. Максимальная частота модуляции

Мерой быстродействия полупроводникового лазера в режиме прямой модуляции служит частота $f_{-3\text{ dB}}$ двукратного (на -3 dB) спада малосигнального отклика по отношению к своему низкочастотному значению. Известно, что максимальная частота модуляции f_{max} (наибольшее значение частоты $f_{-3\text{ dB}}$) лазерного диода определяется так называемым K -фактором [3]:

$$K = \frac{\Gamma}{f_R^2}, \quad (1)$$

$$f_{\text{max}} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{K}, \quad (2)$$

где f_R и Γ — частота и коэффициент демпфирования релаксационных колебаний соответственно.

Анализ малосигнального отклика одночастотного лазера на основе скоростных уравнений дает следующее значение K -фактора [3]:

$$K = K_{\text{ph}} + K_{\varepsilon}, \quad K_{\text{ph}} = 4\pi^2\tau_{\text{ph}}, \quad K_{\varepsilon} = 4\pi^2 \frac{\varepsilon}{v_{\text{gr}}a}. \quad (3)$$

Здесь K_{ph} и K_{ε} — слагаемые K -фактора, обусловленные конечным временем жизни фотонов и нелинейным насыщением усиления соответственно, τ_{ph} — время жизни фотонов в резонаторе, v_{gr} — групповая скорость фотонов, a — дифференциальное усиление активной области, ε — коэффициент нелинейного насыщения усиления, описывающий уменьшение оптического усиления в активной области с ростом концентрации фотонов (явление, известное как нелинейное насыщение, самонасыщение или компрессия усиления) вследствие выгорания спектральных провалов и других процессов.

¶ E-mail: zhukov@beam.ioffe.ru

Поскольку, как время жизни фотонов в резонаторе, так и дифференциальное усиление зависят от уровня оптических потерь α в лазерном резонаторе, оптимизация конструкции лазерного диода для применения в высокоскоростных системах оптической связи сводится к отысканию оптимального значения оптических потерь α_0 , при котором максимальная частота модуляции достигала бы своего наибольшего значения f_{peak} , предельно возможного для лазеров с данным типом активной области.

В работе [1] была определена предельная частота модуляции лазеров на основе квантовых точек в пренебрежении эффектом нелинейного насыщения усиления ($K_\varepsilon = 0$, $K = K_{\text{ph}} = 4\pi^2\tau_{\text{ph}}$). Поскольку время жизни фотонов в резонаторе обратно пропорционально оптическим потерям ($\tau_{\text{ph}} = (v_{\text{gr}}\alpha)^{-1}$), в цитированной работе был сделан вывод, что предельная частота модуляции достигается при наибольших возможных оптических потерях. Применительно к лазерам с активной областью на основе квантовых точек наибольшие оптические потери равны насыщенному усилению G_{sat} — максимально возможному значению модового усиления, которое достигается при полном заполнении основного состояния квантовых точек носителями заряда. С учетом выражений (2), (3) величина предельной частоты модуляции лазера на основе квантовых точек в пренебрежении эффектом нелинейного насыщения усиления может быть записана в виде

$$f_{\text{peak,without } \varepsilon} = \frac{v_{\text{gr}}G_{\text{sat}}}{\sqrt{2}\pi}. \quad (4)$$

Учитывая, что насыщенное усиление возрастает пропорционально числу рядов квантовых точек в активной области, можно ожидать, что предельная частота модуляции может быть сколь угодно большой при использовании достаточно большого числа рядов квантовых точек.

Особенностью лазеров с активной областью на основе самоорганизующихся квантовых точек является сильно выраженный эффект компрессии усиления с ростом фотонной концентрации, что проявляется в высоких значениях коэффициента нелинейного насыщения усиления. Сообщенные значения ε в лазерах на основе квантовых точек InAs/InGaAs составляют по крайней мере $4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3$ [4], что более чем на порядок превышает значения, типичные для лазеров на основе квантовых ям. Таким образом, для определения характеристик быстродействия подобных лазеров необходимо учитывать слагаемое K -фактора, обусловленное нелинейным насыщением усиления.

3. Модовое усиление и дифференциальное усиление

Поскольку влияние нелинейного насыщения усиления зависит от дифференциального усиления в активной

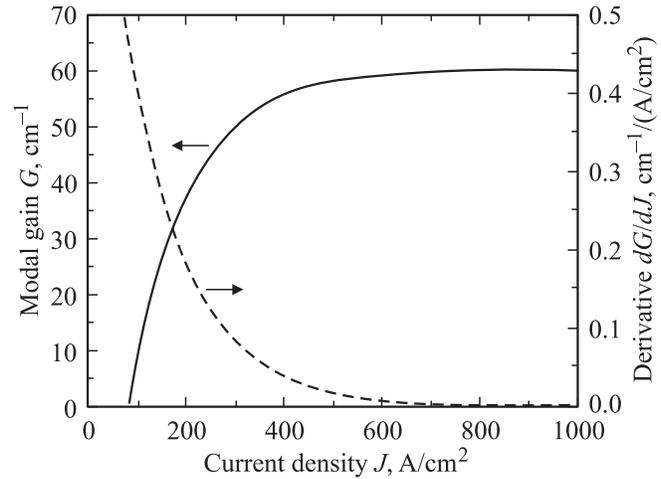


Рис. 1. Зависимости модового усиления (сплошная линия) и производной модового усиления по отношению к плотности тока (штриховая линия) от плотности тока рекомбинации для лазера на основе 10 рядов квантовых точек InAs/InGaAs.

области, для нахождения предельного значения максимальной частоты модуляции существенным является определение зависимости дифференциального усиления от оптических потерь. Воспользуемся эмпирическим выражением, ранее предложенным для описания зависимости модового усиления от плотности тока рекомбинации в лазерах на квантовых точках [5]:

$$G(J) = G_{\text{sat}} \left[1 - \exp\left(-\gamma \frac{J - J_{\text{tr}}}{J_{\text{tr}}}\right) \right], \quad (5)$$

где γ — фактор неидеальности, J_{tr} — плотность тока прозрачности. Легко видеть, что производная модового усиления по отношению к плотности тока есть

$$\frac{dG}{dJ} = \left(\frac{\gamma G_{\text{sat}}}{J_{\text{tr}}} \right) \exp\left[-\gamma \left(\frac{J}{J_{\text{tr}}} - 1 \right)\right]. \quad (6)$$

На рис. 1 в качестве примера приведены модовое усиление $G(J)$, а также его производная dG/dJ как функции плотности тока рекомбинации, вычисленные с использованием (5) и (6) в предположении следующих параметров: $J_{\text{tr}} = 80 \text{ А/см}^2$, $G_{\text{sat}} = 60 \text{ см}^{-1}$, $\gamma = 0.65$, — что соответствует параметрам, сообщенным для лазеров на основе 10 рядов квантовых точек InAs/InGaAs [6].

Выражения (5) и (6) хорошо описывают особенности оптического усиления в лазерах на основе квантовых точек: приблизительно линейную связь между усилением и током рекомбинации в области малых усилений, насыщение модового усиления и спад дифференциального усиления с ростом плотности тока.

В целях дальнейшего анализа учтем также, что связь модового усиления G с материальным усилением g может быть записана в виде $G = (V_{\text{act}}/V_{\text{mod}})g$, где $V_{\text{act}} = Sn_{\text{QD}}V_{\text{QD}}$ — объем активной области лазера, $V_{\text{mod}} = Sh_{\text{mod}}$ — эффективный объем оптической моды.

Здесь S — площадь полоскового лазера, n_{QD} — поверхностная плотность квантовых точек, V_{QD} — объем квантовой точки, h_{mod} — эффективный размер оптической моды в направлении, перпендикулярном эпитаксиальным слоям лазерной структуры. Учтем также, что поверхностная плотность тока рекомбинации связана с концентрацией носителей заряда n приближенным выражением

$$J \approx \left(\frac{e}{\tau}\right) \left(\frac{nV_{\text{act}}}{S}\right),$$

где e — заряд электрона, τ — время жизни носителей заряда в квантовой точке. Тогда оказывается, что дифференциальное усиление a , входящее в выражение (3), прямо пропорционально производной модового усиления по отношению к плотности тока dG/dJ :

$$a \equiv \frac{dg}{dn} = \xi \frac{dG}{dJ}, \quad \xi \approx \left(\frac{e}{\tau}\right) h_{\text{mod}}. \quad (7)$$

Учитывая, что в режиме лазерной генерации модовое усиление равно оптическим потерям, $G = \alpha$, зависимость дифференциального усиления от уровня оптических потерь может быть представлена из (6) и (7) в виде

$$a = a_{\text{max}} \left(1 - \frac{\alpha}{G_{\text{sat}}}\right), \quad (8)$$

где $a_{\text{max}} = \xi \gamma G_{\text{sat}} / J_{\text{tr}}$ — максимальное значение дифференциального усиления, которое достигается при нулевых оптических потерях (при достижении прозрачности активной области). Выражение (8) показывает, что дифференциальное усиление спадает от нуля при приближении потерь к уровню насыщенного усиления G_{sat} вследствие все более возрастающего заполнения возбужденных уровней.

4. Оптимальный уровень потерь и предельная частота модуляции

Использование выражения (8) совместно с (3) позволяет в аналитическом виде описать зависимость K -фактора от уровня оптических потерь в лазерном резонаторе:

$$K = K_{\text{ph}} + K_{\varepsilon}, \quad K_{\text{ph}} = \frac{4\pi^2}{v_{\text{gr}}} \frac{1}{\alpha},$$

$$K_{\varepsilon} = \frac{4\pi^2}{v_{\text{gr}}} \frac{\varepsilon}{a_{\text{max}} \left(1 - \frac{\alpha}{G_{\text{sat}}}\right)}. \quad (9)$$

На рис. 2 показаны зависимости K -фактора, а также K_{ph} и K_{ε} от уровня оптических потерь, вычисленные с использованием (9) в предположении $\varepsilon = 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3$, $\tau = 1 \text{ нс}$, $v_{\text{gr}} = 8.6 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, $h_{\text{mod}} = 0.4 \text{ мкм}$. Другие параметры соответствуют рис. 1.

Как следует из выражения (9) и проиллюстрировано на рис. 2, слагаемое K -фактора, обусловленное конечным временем жизни фотонов в резонаторе (K_{ph}), убывает при увеличении оптических потерь. В то же

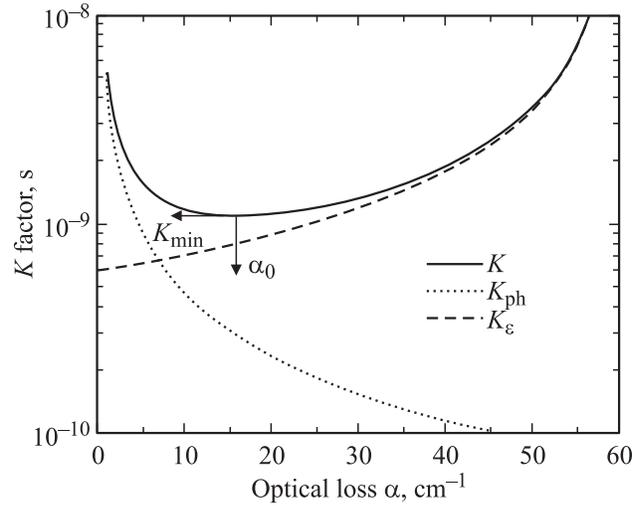


Рис. 2. Зависимости K -фактора (сплошная линия), слагаемого K -фактора, обусловленного конечным временем жизни фотонов в резонаторе (пунктирная линия), и слагаемого K -фактора, обусловленного нелинейным насыщением усиления (штриховая линия), от оптических потерь в резонаторе лазера на основе 10 рядов квантовых точек InAs/InGaAs.

время слагаемое K -фактора, связанное с нелинейным насыщением усиления (K_{ε}), возрастает с ростом оптических потерь в лазерном резонаторе, что обусловлено уменьшением дифференциального усиления активной области при приближении потерь к насыщенному усилению. В результате совместного действия двух противоположных тенденций, в зависимости K -фактора от оптических потерь имеется минимум.

Оптимальный уровень потерь α_0 , минимальное значение K -фактора, K_{min} , и соответствующая ему предельная частота модуляции могут быть найдены из условия $dK/d\alpha = 0$ с использованием выражения (9):

$$\alpha_0 = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon G_{\text{sat}}}{a_{\text{max}}}}} G_{\text{sat}}, \quad K_{\text{min}} = K(\alpha_0) = \frac{4\pi^2}{v_{\text{gr}}} \frac{G_{\text{sat}}}{\alpha_0^2},$$

$$f_{\text{peak}} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{K_{\text{min}}}. \quad (10)$$

Расчетная зависимость максимальной частоты модуляции от оптических потерь приведена на рис. 3. На рисунке также показана максимальная частота модуляции, вычисленная в предположении отсутствия эффекта нелинейного насыщения усиления ($\varepsilon = 0$). Как видно, учет эффекта нелинейного насыщения усиления приводит к существенному снижению максимальной частоты модуляции, ожидаемой для лазеров на основе самоорганизующихся квантовых точек, по сравнению с гипотетическим случаем независимости оптического усиления от концентрации фотонов.

Предельная частота модуляции, вычисленная с использованием полученного в данной работе выражения, оказывается приблизительно равной 8 ГГц, что хорошо

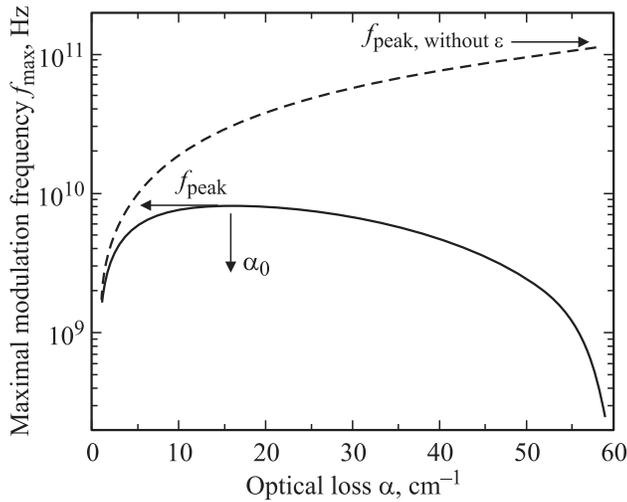


Рис. 3. Зависимости максимальной частоты модуляции от оптических потерь в резонаторе лазера на основе 10 рядов квантовых точек InAs/InGaAs с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) эффекта нелинейного насыщения усиления.

согласуется с экспериментальными данными, полученными для лазеров на основе 10 рядов квантовых точек InAs/InGaAs [2,7]. В то же время предельная частота модуляции, рассчитанная без учета эффекта нелинейного насыщения усиления (выражение (4)), составляет около 100 ГГц, что приблизительно на порядок превосходит лучшие опубликованные данные.

Следует отметить, что оптимальные потери α_0 , при которых максимальная частота модуляции достигает своего предельного значения, оказываются сдвинутыми по отношению к насыщенному усилению в область меньших значений потерь, где дифференциальное усиление велико. Расчетное значение α_0 для лазера на основе 10 рядов квантовых точек составило около 16 см^{-1} , что превосходно согласуется с экспериментальными данными [2].

5. Многослойные массивы квантовых точек

Последовательное осаждение N_{QD} рядов квантовых точек, разделенных прослойками ненапряженного материала, приводит к соответствующему увеличению как насыщенного усиления $G_{\text{sat}}(N_{\text{QD}}) \approx N_{\text{QD}}C_1$, так и плотности тока прозрачности $J_{\text{tr}}(N_{\text{QD}}) \approx N_{\text{QD}}J_1$ [8]. Здесь G_1 и J_1 — насыщенное усиление и плотность тока прозрачности соответственно, отнесенные к одному ряду квантовых точек. При этом максимальное дифференциальное усиление, которое пропорционально отношению насыщенного усиления к плотности тока прозрачности $G_{\text{sat}}/J_{\text{tr}}$, не зависит от числа рядов квантовых точек и равно $\xi\gamma G_1/J_1$.

Как отмечалось в разд. 2, при условии, что эффектом нелинейного насыщения усиления можно пренебречь, предельная частота модуляции могла бы возрастать неограниченно. Однако из выражения (10) следует, что при увеличении числа рядов квантовых точек в активной области предельная частота не возрастает неограниченно, но стремится к некоторому наибольшему возможному значению f_{sat} , обратно пропорциональному коэффициенту нелинейного насыщения усиления и прямо пропорциональному максимальному дифференциальному усилению, определяемому отношением G_1/J_1 :

$$f_{\text{sat}} \equiv f_{\text{peak}}(N_{\text{QD}} \rightarrow \infty) \rightarrow \frac{v_{\text{gr}}}{\sqrt{2\pi}} \frac{a_{\text{max}}}{\epsilon}. \quad (11)$$

На рис. 4 представлены зависимости оптимальных оптических потерь, нормированных на насыщенное усиление активной области, и предельной частоты модуляции, нормированной на свое наибольшее значение, от числа рядов квантовых точек. Вычисления были выполнены в предположении $J_1 = 8 \text{ А/см}^2$, $G_1 = 6 \text{ см}^{-1}$, что является обобщением значений, опубликованных для многослойных массивов квантовых точек InAs/InGaAs [9]. Для значений параметров, использованных в расчетах, f_{sat} оказывается равным 15 ГГц.

Отметим, что в настоящее время число рядов квантовых точек InAs/InGaAs в активной области большинства лазеров спектрального диапазона 1.3 мкм не превосходит 10, что обусловлено снижением структурного совершенства при дальнейшем росте числа рядов. Поскольку предельная частота модуляции, оцененная для лазера на основе 10 рядов квантовых точек, составляет приблизительно половину f_{sat} , можно ожидать приблизительно двукратного улучшения быстродействия длинноволновых лазеров на основе квантовых точек при условии соответствующей оптимизации режимов эпитаксиального роста многослойных массивов квантовых точек. Следует

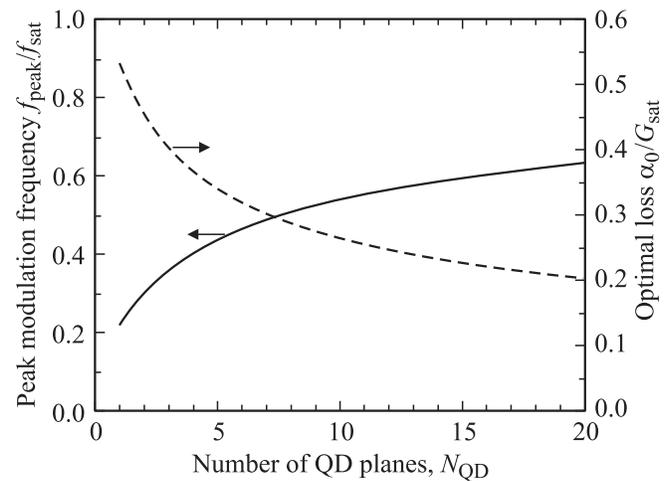


Рис. 4. Зависимости нормированных оптимальных оптических потерь (штриховая линия) и нормированной предельной частоты модуляции (сплошная линия) от числа рядов квантовых точек InAs/InGaAs.

также отметить, что отношение G_1/J_1 , определяющее наибольшее значение предельной частоты модуляции, возрастает при уменьшении неоднородного уширения оптического перехода основного состояния квантовых точек. Таким образом, более однородные массивы квантовых точек позволят еще более повысить быстродействие лазеров.

6. Заключение

Таким образом, показано, что учет нелинейного насыщения усиления приводит к заметному снижению максимальной частоты прямой модуляции в лазерах на основе самоорганизующихся квантовых точек. Вследствие того что наибольшее дифференциальное усиление достигается при малых оптических потерях, вблизи плотности тока прозрачности, предельная частота модуляции достигается при некотором оптимальном уровне потерь, который существенно ниже насыщенного усиления активной области. Расчеты, выполненные для параметров, соответствующих 10 рядам квантовых точек InAs/InGaAs, дают значение оптимальных потерь около 16 см^{-1} и предельную частоту модуляции около 8 ГГц, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

При увеличении числа рядов квантовых точек в активной области предельная частота модуляции стремится к своему наибольшему возможному значению, обратно пропорциональному коэффициенту нелинейного насыщения усиления и прямо пропорциональному максимальному дифференциальному усилению, определяемому отношением насыщенного усиления к плотности тока прозрачности, приведенных на один слой квантовых точек.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы фундаментальных исследований президиума РАН „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“.

Список литературы

- [1] L.V. Arsyian, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **96** (22), 221 112 (2010).
- [2] M. Ishida, N. Hatori, K. Otsubo et al. Electron. Lett., **43** (4), 219 (2007).
- [3] R.M. Spencer, J. Greenberg, L.F. Eastman et al. Int. J. High Speed Electron. Syst., **8** (3), 417 (1997).
- [4] H. Su, L.F. Lester. J. Phys. D, **38** (13), 2112 (2005).
- [5] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov et al. Semicond. Sci. Technol., **14** (1), 118 (1999).
- [6] M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov et al. Semicond. Sci. Technol., **23** (10), 105 004 (2008).
- [7] T. Yamabana, S. Ide, K. Mori et al. Optical Fiber Commun. Conf. (Anaheim, CA, USA, March 5–10, 2006).
- [8] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш. Квант. электрон., **38** (5), 409 (2008).

- [9] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.А. Красивичев. Письма ЖТФ, **35** (9), 76 (2009).

Редактор Т.А. Полянская

Effect of nonlinear gain saturation on peak modulation frequency in lasers based on self-organized quantum dots

A.E. Zhukov^{*+}, E.M. Arakcheeva^{*}, N.Yu. Gordeev^{+*}, F.I. Zubov^{*}, N.V. Kryzhanovskaya^{*+}, M.V. Maximov^{+*}, A.V. Savelyev^{*}

^{*} St. Petersburg Academic University —
Nanotechnology Research and Education Centre,
Russian Academy of Sciences
194021 St. Petersburg, Russia
⁺ Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Peak modulation frequency of lasers based on self-organized quantum dots has been evaluated taking into account effect of nonlinear gain saturation. It is shown that because of large nonlinear gain coefficient and reduction of differential gain with increasing of optical loss the peak modulation frequency is achieved at an optimal loss level, which is significantly lower than the saturated gain of the active region. In lasers based on multiply stacked arrays of quantum dots the peak modulation frequency initially increases with increasing the number of quantum dot planes, while it saturates at a certain limit, which is inversely proportional to the nonlinear gain coefficient.