

06

Оптимизация конструкции лазерного диода на основе квантовых точек для достижения максимальной эффективности преобразования мощности

© А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.А. Красивичев

Академический физико-технологический университет РАН,
Санкт-Петербург
Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный
центр РАН
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: zhukov @beam.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 7 ноября 2008 г.

Развита модель, позволяющая оптимизировать конструкцию лазеров на основе многослойных массивов квантовых точек для достижения наивысшей эффективности преобразования при заданном уровне оптической мощности. Показано, что при достигнутом на сегодня уровне технологии лазеров на основе квантовых точек спектрального диапазона 1.2–1.3 μm их КПД может превышать 70% для широкого диапазона оптической мощности.

PACS: 42.55.Px, 85.35.Be

Коэффициент полезного действия (КПД), иначе называемый эффективностью преобразования мощности, является одной из важнейших характеристик лазерного диода. Использование в активной области лазера массивов самоорганизующихся квантовых точек (КТ) InAs/InGaAs позволяет в лазерах с длиной волны генерации в диапазоне 1.2–1.3 μm достичь чрезвычайно низкой пороговой плотности тока [1], его высокой температурной стабильности [2], низких значений внутренних потерь [3]. Все это делает КТ перспективными для создания на их основе высокоэффективных лазерных диодов для различных применений, включая оптическую связь, удвоение частоты, медицинские применения. Однако выбор оптимальной конструкции в случае лазеров на основе

квантовых точек затруднен сложным видом зависимости пороговой плотности тока от оптических потерь, и в литературе отсутствуют однозначные рекомендации относительно алгоритма выбора конструкции лазерного диода в указанных целях. К настоящему времени наибольшее значение КПД лазеров на основе КТ диапазона около $1.3 \mu\text{m}$ составляет 56% [4], в то время как в лазерах на основе квантовых ям достигнуты значения максимального КПД свыше 70% [5,6]. В настоящей работе развита модель, позволяющая определить такое сочетание варьируемых параметров КТ лазера, которое при заданном уровне выходной оптической мощности приводит к наивысшему значению КПД, возможному для диодов, изготовленных из данной эпитаксиальной структуры.

Эффективность преобразования, определяемая как отношение излучаемой оптической мощности P к подводимой электрической мощности IU , дается выражением [7,8]:

$$\eta_c \equiv \frac{P}{IU} \approx \frac{\eta(I - I_{th})}{I^2 R_S + IU_0}, \quad (1)$$

где I_{th} — пороговый ток, η — внешняя дифференциальная эффективность, R_S — последовательное сопротивление диода, U_0 — напряжение открытия диода ($U_0 \approx \varepsilon/q$, где ε — энергия излучаемых фотонов, q — заряд электрона). Эффективность преобразования конкретного лазерного диода не является величиной постоянной и зависит от величины рабочего тока или, иными словами, от уровня оптической мощности. Среди диодов, изготовленных из одной и той же эпитаксиальной пластины (т.е. обладающих одинаковым набором внутренних параметров), но отличающихся параметрами конструкции (длиной лазерного резонатора L , шириной лазерной полоски W и/или коэффициентом отражения рабочего зеркала R), один и тот же КПД может быть достигнут при различных значениях мощности. Целью настоящей работы является определение такой конструкции лазера на основе КТ (сочетания параметров L , W и R), которая позволяет достичь наибольшей (предельной) эффективности преобразования $\eta_c^{\max}(P)$ при уровне мощности P , определяемом требованиями конкретного приборного применения.

Для целей настоящего анализа выражение (1) удобно записать в следующей форме:

$$\eta_c(p, a) = \frac{P}{i(p, a)[i(p, a)\rho_S + U_0]}. \quad (2)$$

Здесь $p = P/S$ — отнесенная к площади диода оптическая мощность; a — потери на вывод излучения, определяющие внешнюю дифференциальную эффективность $\eta(a)$ и пороговую плотность тока $j_{th}(a)$; $i(p, a) = I/S = p/\eta(a) + j_{th}(a)$ — плотность рабочего тока лазерного диода, необходимого для достижения оптической мощности P . Учтено, что последовательное сопротивление $R_S = \rho_S/S$ обратно пропорционально $S = WL$ — площади диода, где ρ_S — удельное последовательное сопротивление. Как видно, кпд лазера определяется лишь двумя независимыми переменными — приведенной оптической мощностью p и потерями на вывод излучения a . Зависимость кпд по каждой из переменных имеет максимум. Эффективность преобразования достигает своего предельно возможного значения при некоторых оптимальных значениях приведенной мощности p_0 и потерь a_0 , таких что одновременно выполняются условия $\partial\eta_C/\partial a = 0$ и $\partial\eta_C/\partial p = 0$. Дифференцирование выражения (2) по p и по a дает соответственно следующие выражения, связывающие между собой приведенную оптическую мощность и потери на вывод излучения:

$$p_1(a) = \eta(a) \sqrt{j_{th}^2(a) + j_{th}(a)U_0/\rho_S}, \quad p_2(a) = \eta^2(a) \frac{dj_{th}(a)/da}{d\eta(a)/da}.$$

Значение оптимальных потерь a_0 и оптимальной приведенной мощности p_0 находится из условия равенства этих выражений $p_0 = p_1(a_0) = p_2(a_0)$. Пример графического решения приведен на рис. 1. Искомое значение предельного кпд оказывается равным:

$$\eta_C^{\max} = \frac{\eta(a_0)}{U_0} \frac{x_0}{(1 + \sqrt{1 + x_0})^2}, \quad \text{где } x_0 = U_0/(j_{th}(a_0)\rho_S). \quad (3)$$

Выражение (3) обобщает результаты, полученные ранее для максимального кпд индивидуального лазерного диода [7,8], на случай произвольных параметров конструкции лазерного диода, т.е. для всего семейства лазеров, которые можно изготовить из данной эпитаксиальной пластины. Следует также отметить, что анализ, выполненный в цитированных работах, проводился безотносительно того, какому значению оптической мощности соответствует максимальный кпд диода, тогда как выражение (3) дает наибольший кпд, достижимый для заданного уровня оптической мощности.

Полученный результат можно интерпретировать таким образом, что предельный кпд, а также оптимальные потери и оптимальная

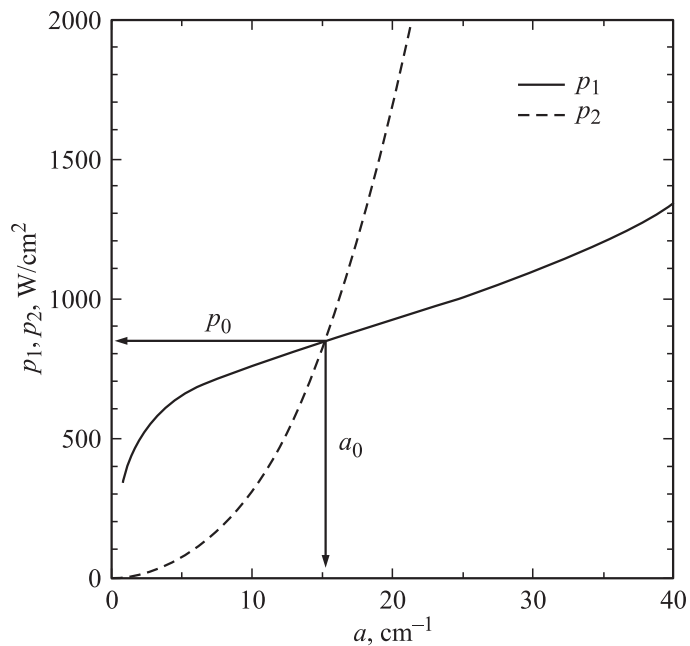


Рис. 1. Нахождение оптимальных потерь a_0 и оптимальной приведенной мощности p_0 для случая $N_{QD} = 10$.

приведенная мощность есть независимые от конструкции диода величины, обобщающие внутренние характеристики лазера. Для достижения предельного КПД при некоторой оптической мощности потери на вывод излучения должны равняться своему оптимальному значению a_0 , что достигается соответствующим выбором коэффициента отражения зеркала и длины лазера, а отнесенная к площади диода мощность должна отвечать своему оптимальному значению p_0 , что достигается выбором ширины лазерного полоска и длины лазера. Ограничение, накладываемое на величину оптической мощности, для которой может быть реализован предельный КПД, обусловлено диапазоном возможного изменения W , L и R .

Полученное выражение (3) для предельной эффективности преобразования не зависит от типа активной области лазера, влияние

которой следует учесть через специфический вид зависимостей $j_{th}(a)$ и $\eta(a)$. Применительно к лазеру на основе массива КТ особенностью является низкая плотность тока прозрачности j_{tr} (плотность тока достижения инверсной заселенности) и существование наибольшего (насыщенного) оптического усиления G_{sat} . При увеличении потерь на вывод излучения (приближении a к G_{sat}), как это требуется для достижения высоких значений внешней дифференциальной эффективности, пороговая плотность тока резко возрастает. Это обстоятельство ставит под сомнение возможность достижения высоких значений кпд в лазерах на основе КТ. В настоящей работе проведен анализ предельного кпд лазера на основе многослойного массива самоорганизующихся КТ. Для внешней дифференциальной эффективности нами используется хорошо известное выражение $\eta(a) = (\varepsilon/q)\eta_{in}(a/(a + \alpha_{in}))$, где η_{in} — внутренняя дифференциальная квантовая эффективность. Предполагается, что внутренняя дифференциальная эффективность и внутренние потери не зависят от потерь на вывод излучения. Для описания пороговой плотности тока лазеров на основе КТ нами используется эмпирическое выражение $a + \alpha_{in} = G_{sat}[1 - \exp(-\gamma(j_{th} - j_{tr})/j_{tr})]$, где γ — фактор неидеальности, α_{in} — внутренние потери [9].

Единственным варьируемым параметром внутренней структуры лазера является N_{QD} — число рядов КТ, осажденных в активной области лазера. Последовательное осаждение рядов квантовых точек InAs/InGaAs, разделенных прослойками ненапряженного материала, приводит к соответствующему изменению как плотности тока прозрачности $j_{tr}(N_{QD}) \approx N_{QD}j_0$, так и насыщенного усиления $G_{sat}(N_{QD}) \approx N_{QD}G_0$. Вычисления выполнены для длины волны излучения $1.24 \mu\text{m}$ в предположении следующих параметров: $G_0 = 5 \text{ cm}^{-1}$, $j_0 = 8 \text{ A/cm}^2$, $\gamma = 0.65$, $\eta_{in} = 0.99$, $\alpha_{in} = 1 \text{ cm}^{-1}$, $\rho_S = 1.6 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$, $U_0 = 1.02(\varepsilon/q)$, что является усреднением лучших сообщенных данных [10]. Отметим, что, хотя на сегодня указанные параметры не были реализованы одновременно, отсутствуют какие-либо ограничения, препятствующие их достижению в единой эпитаксиальной структуре. На рис. 2 представлена зависимость предельного кпд лазера, а также соответствующих оптимальных значений оптических потерь на вывод излучения и приведенной мощности от числа рядов КТ в активной области. Как видно, предельный кпд достигает своего наибольшего значения при вполне определенном числе рядов КТ, а не возрастает монотонно с ростом насыщенного усиления активной области. Для

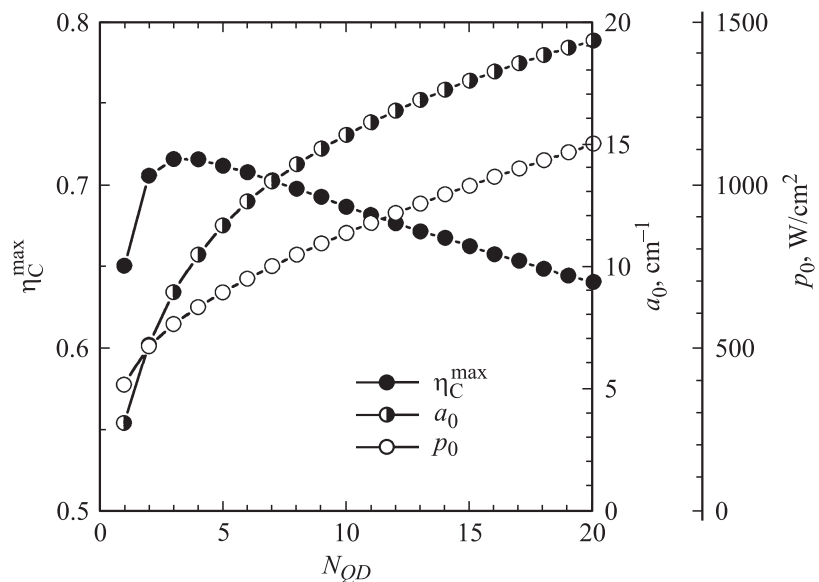


Рис. 2. Зависимость предельного КПД η_C^{\max} , оптимальных оптических потерь на вывод излучения a_0 и оптимальной приведенной мощности p_0 от числа рядов КТ N_{QD} .

принятых при расчете значений внутренних параметров структуры наиболее оптимальным является $N_{QD} = 2-7$, для которых предельный КПД превышает 70%. Это значение числа рядов вполне достижимо с помощью разработанных технологических приемов формирования многослойных массивов КТ.

Значение оптимальной плотности оптической мощности, для которого предельный КПД превышает 70%, лежит в диапазоне 500–750 W/cm 2 , значение оптимальных потерь на вывод излучения в диапазоне 9–13 cm $^{-1}$ (рис. 2). Оценим возможность практической реализуемости предельной эффективности преобразования для различных абсолютных значений оптической мощности. Для того чтобы приведенная оптическая мощность p отвечала своему оптимальному значению p_0 при некотором абсолютном значении мощности P , длина лазерного полоска должно быть равной $L = P/(W p_0)$, а коэффициент отражения рабочего

зеркала лазера $R = \exp(-2a_0P/(p_0W))$. В случае больших абсолютных значений оптической мощности ее предел устанавливается предельно низким значением R . Полагая его равным 0.1% и считая, что ширина полоска многомодового лазера может составлять $250 \mu\text{m}$, наибольшее значение мощности, для которого с помощью выбора конструкции лазерного резонатора эффективность преобразования превышает 70%, оказывается равным около 5 W. Длина лазерного резонатора при этом должна составлять 3–4 mm, что вполне реализуемо на практике. Нижний предел оптической мощности, для которой может быть достигнута предельная эффективность преобразования, устанавливается ограничением на минимальную длину лазерного резонатора, которую мы полагаем равной $200 \mu\text{m}$. С учетом этого и полагая, что ширина полоска может составлять $1 \mu\text{m}$, наименьшая мощность оказывается равной около 1 mW. При этом коэффициент отражения рабочей грани должен составлять 66%.

Таким образом, при должной оптимизации конструкции лазерного резонатора и числа рядов КТ в активной области лазера, для широкого диапазона оптической мощности (1 mW–5 W) КПД лазеров на основе многослойных массивов КТ может превышать 70% уже при достигнутом уровне технологии.

Работа выполнена при поддержке гранта Н.П.2.1.1.2215 Минобрнауки РФ, гранта МД-3858.2007.2 президента РФ, программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовые наноструктуры“, программы ОФН РАН „Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур“.

Список литературы

- [1] *Sellers I.R., Liu H.Y., Groom K.M.* et al. // *Electron. Lett.* 2004. V. 40. N 12. P. 1412–1413.
- [2] *Fathpour S., Mi Z., Bhattacharya P., Kovsh A.R.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. N 22. P. 5164–5166.
- [3] *Kovsh A.R., Maleev N.A., Zhukov A.E.* et al. // *Electron. Lett.* 2002. V. 38. N 19. P. 1104–1106.
- [4] *Mikhrin S.S., Kovsh A.R., Krestnikov I.L.* et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 2005. V. 20. N 5. P. 340–342.
- [5] *Kanskar M., Earles T., Goodnough T.J.* et al. // *Electron. Lett.* 2005. V. 41. N 5. P. 245–247.

- [6] *Knigge A., Erbert G., Joensson J. et al.* // *Electron. Lett.* 2005. V. 41. N 5. P. 250–251.
- [7] *Waters R.G., Wagner D.K., Hilli D.S. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 51. N 17. P. 1318–1319.
- [8] *Bour D.P., Rosen A.* // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 66. N 7. P. 2813–2818.
- [9] *Zhukov A.E., Kovsh A.R., Ustinov V.M. et al.* // *Semicond. Sci. Technol.* 1999. V. 14. N 1. P. 118–123.
- [10] *Жуков А.Е., Ковш А.Р.* // *Квант. электрон.* 2008. Т. 38. В. 5. С. 409–423.