

# Эффективность преобразования лазерных диодов на основе квантовых точек

© А.Е. Жуков<sup>¶</sup>, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, Н.А. Малеев, В.А. Одноблюдов, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, Е.Ю. Кондратьева, Д.А. Лившиц, И.С. Тарасов, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, D. Bimberg\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, D-10623 Berlin, Germany

(Получена 6 декабря 1999 г. Принята к печати 7 декабря 1999 г.)

Исследуется эффективность преобразования (коэффициент полезного действия) лазерных диодов с массивом квантовых точек в активной области. Предложена модель, позволяющая аналитически определить оптимальную длину диода, отвечающую наибольшей эффективности преобразования для заданной выходной мощности. Проведено сравнение с экспериментальными данными для мощных лазеров на основе субмонослойных квантовых точек, излучающих на длине волны 0.94 мкм.

Одной из наиболее важных приборных характеристик лазерного диода является эффективность преобразования (коэффициент полезного действия — КПД)  $\eta_C$  входной электрической мощности в выходную оптическую мощность  $P$ . Очевидно, что величина эффективности преобразования зависит как от мощности, так и от длины диода. Одна и та же величина выходной мощности может быть достигнута в лазерных диодах различной длины, эффективность преобразования будет при этом отличаться.

В настоящей работе задача оптимизации конструкции диода ставится как задача нахождения оптимальной длины резонатора  $L_{opt}$ , соответствующей достижению наибольшего значения эффективности преобразования для заданной выходной мощности, а также достижению максимальной эффективности преобразования. Развита простая аналитическая модель, позволяющая определить эти характеристики для лазера с активной областью на основе массива квантовых точек, а также установить их взаимосвязь с внутренними параметрами лазера, такими как удельное сопротивление, внутренние потери, дифференциальное усиление, ток прозрачности и т.д. В качестве объекта исследования выбраны мощные лазеры, излучающие на длине волны 0.94 мкм, с активной областью на основе массива субмонослойных квантовых точек.

Эффективность преобразования лазерного диода определяется как отношение полной выходной оптической мощности к подводимой электрической мощности и может быть приближенно записана в виде

$$\eta_C(P, L) = \frac{P}{IV_0 + I^2R_S}, \quad (1a)$$

где

$$I = P/\eta + I_{th} \quad (16)$$

— рабочий ток, требуемый для достижения заданной мощности,  $\eta$  и  $I_{th}$  — зависящие от длины диода  $L$  значения дифференциальной эффективности и порогового

тока,  $V_0$  — напряжение отсечки и  $R_S$  — также зависящее от длины последовательное сопротивление диода.

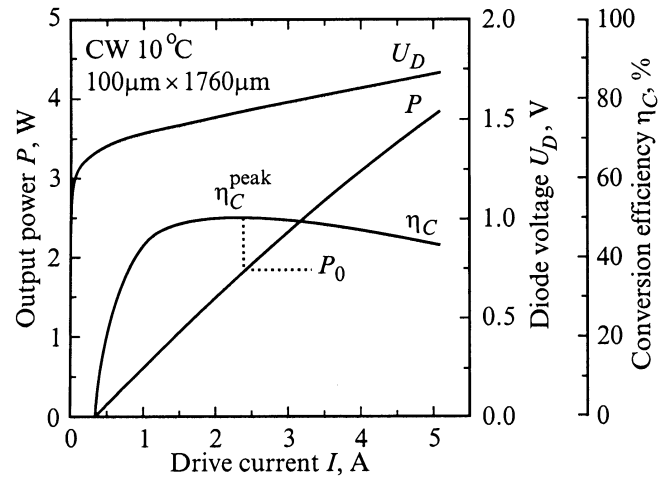
В работе [1] было показано, что для диода некоторой длины  $L$  величина  $\eta_C$  достигает максимума

$$\eta_C^{peak} = \frac{\eta(L)}{V_0} \left[ x / (1 + \sqrt{1+x}) \right]^2 \quad (2a)$$

при некоторой выходной мощности

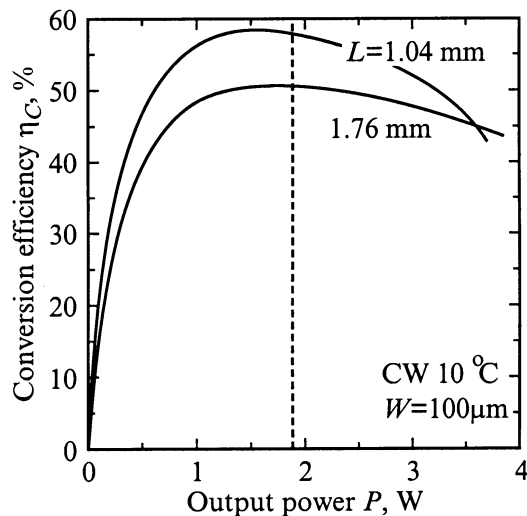
$$P_0 = \eta(L)I_{th}(L)\sqrt{1+x}. \quad (26)$$

Здесь  $x = V_0/I_{th}(L)R_S(L)$  — зависящий от длины безразмерный параметр. Уменьшение эффективности преоб-



**Рис. 1.** Экспериментальные зависимости выходной оптической мощности  $P$ , напряжения на диоде  $U_D$  и эффективности преобразования  $\eta_C$  от тока в непрерывном режиме при 10°C для полоскового лазерного диода (ширина 100 мкм, длина 1.76 мм) с активной областью на основе субмонослойных квантовых точек InGaAs. При мощности  $P_0 = 1.9$  Вт достигается наибольшая для данного диода эффективность преобразования  $\eta_C^{peak} = 50.5\%$ .

<sup>¶</sup> E-mail: zhukov@beam.ioffe.rssi.ru



**Рис. 2.** Эффективность преобразования в зависимости от выходной оптической мощности для диодов длиной 1.04 и 1.76 мм (см. также подпись к рис. 1). Вертикальная штриховая линия обозначает мощность, при которой достигается наибольшая эффективность преобразования в диоде длиной 1.76 мм.

зования при дальнейшем увеличении выходной мощности сверх  $P_0$  обусловлено возрастанием падения напряжения на последовательном сопротивлении диода.

На рис. 1 приведены зависимости выходной мощности, напряжения на диоде и эффективности преобразования от тока накачки для лазерного диода с непокрытыми гранями, с длиной полоска 1.76 мм и шириной 100 мкм, излучающего в диапазоне 0.94 мкм. Активная область лазера представляет собой массив квантовых точек, сформированный с помощью субмонослойного (СМ) осаждения InAs/GaAs [2]. Подробности эпитаксиального роста и измерения приборных характеристик описаны в работе [3]. Как видно из рисунка, при токе 2.4 А в диоде данной длины достигается максимальная эффективность преобразования  $\eta_c^{\text{peak}} = 50.5\%$ . Значение выходной мощности при этом составляет  $P_0 = 1.9$  Вт. Отметим, что достигнутая величина максимальной мощности (3.9 Вт) является наибольшей для всех типов лазеров с квантовыми точками [4]. Учитывая экспериментальные значения пороговой плотности тока ( $I_{\text{th}} = 330$  мА), дифференциальной эффективности ( $\eta = 0.92$  Вт/А), последовательного сопротивления ( $R_S = 70.7$  мОм) и напряжения отсечки ( $V_0 = 1.37$  В), значение  $\eta_c^{\text{peak}}$ , вычисленное согласно (2а), составляет 51.5% и находится в хорошем согласии с экспериментальным результатом.

Может показаться, что для мощности  $P = P_0$  величина эффективности преобразования, вычисленная согласно (2а), является наибольшей среди всех возможных длин резонатора. Эффективность преобразования диодов различной длины приведена на рис. 2 как функция выходной мощности. Видно, что, хотя  $P = 1.9$  Вт и является условием достижения максимальной эффективности преобразования в диоде длиной  $L = 1.76$  мм, существуют

резонаторы, в частности  $L = 1.04$  мм, для которых при заданной мощности достигается еще большая эффективность преобразования.

Таким образом, анализ, проведенный в работе [1] и описываемый выражениями (2), не позволяет решить задачу оптимизации конструкции диода, как она была сформулирована нами выше. Развиваемый в настоящей работе подход основан на удовлетворении условия

$$\left. \frac{\partial \eta_c(P, L)}{\partial L} \right|_{P=\text{const}} = 0, \quad (3a)$$

определяющего длину диода  $L_{\text{opt}}$ , при которой достигается наибольшая эффективность преобразования  $\eta_c^{\text{max}}(P)$  для заданной выходной мощности  $P$ . Выражение (3а) преобразуется к виду

$$V_0 C + 2R_S I C = -I^2 dR_S/dL, \quad (3b)$$

где  $C = \partial I/\partial L|_{P=\text{const}}$  — частная производная по  $L$  от тока, требуемого для достижения заданной мощности  $P$  (выражение (1б)). Очевидно, что величина  $C$  является функцией как мощности  $P$ , так и длины  $L$ . Причем зависимость от  $L$  носит в общем случае достаточно сложный характер, так как отражает изменение как порогового тока, так и дифференциальной эффективности.

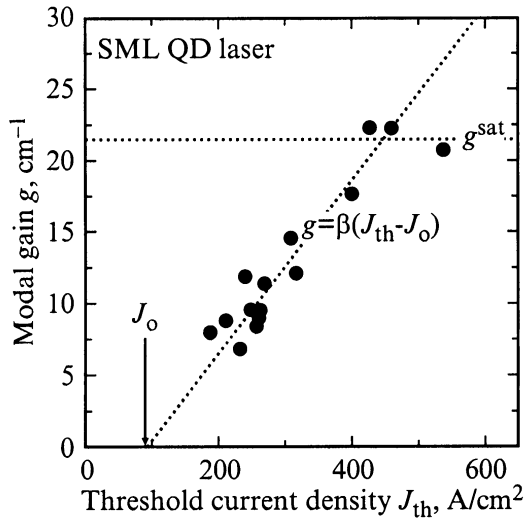
Однако рассмотрение лазеров с активной областью на основе массивов квантовых точек (КТ) дает возможность значительно упростить выражения, позволяя получить простой аналитический вид для искомых величин  $L_{\text{opt}}$  и  $\eta_c^{\text{max}}(P)$ . Характерной особенностью лазера на квантовых точках является линейная взаимосвязь между пороговой плотностью тока  $J_{\text{th}}$  и коэффициентом усиления оптической моды  $g$

$$g = \beta(J_{\text{th}} - J_0) \quad (4)$$

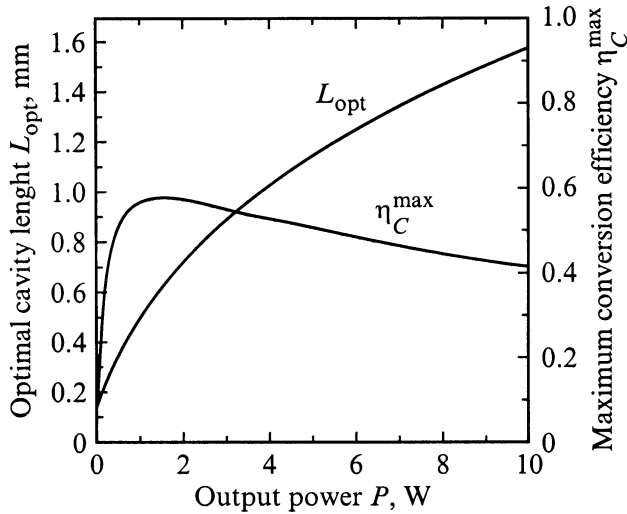
при усилениях, не превышающих коэффициент усиления при насыщении  $g^{\text{sat}}$ . Здесь  $\beta$  — не зависящее от тока дифференциальное усиление,  $J_0$  — ток прозрачности.

Как было показано в работе [5], выражение (4) приближенно справедливо при достаточно высоких температурах, определяемых условием  $k_B T > 2\sigma$ , где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $2\sigma$  — неоднородное уширение плотности состояний массива КТ. В исследуемом случае субмонослойных КТ величина неоднородного уширения, предельная из спектров фотолюминесценции, составляет приблизительно 25 мэВ. Таким образом, при температурах, близких к комнатной, выражение (4) должно хорошо описывать экспериментальные данные.

Связь между усилением и пороговой плотностью тока, определенная экспериментально для исследуемых лазеров различной длины, приведена на рис. 3. Оптическое усиление было вычислено как сумма потерь на вывод излучения  $\alpha_m$  и внутренних потерь  $\alpha_i$ . Последние были оценены из зависимости дифференциальной эффективности от  $L$  и приняты равными  $2.3 \text{ см}^{-1}$ . Как видно из рисунка, при токе прозрачности  $J_0 = 90 \text{ А/см}^2$  и дифференциальном усилении  $\beta = 0.06 \text{ см/А}$ , выражение



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента усиления моды от пороговой плотности тока (значки), измеренная для лазерных диодов различной длины. Наклонная пунктирная линия — аппроксимация экспериментальных данных выражением (4) при значениях плотности тока прозрачности  $J_0 = 90 \text{ А/см}^2$ , дифференциального усиления  $\beta = 0.06 \text{ см/А}$ . Горизонтальная линия — коэффициент усиления при насыщении  $g^{\text{sat}} = 21.5 \text{ см}^{-1}$ .



**Рис. 4.** Зависимости максимальной эффективности преобразования  $\eta_C^{\text{max}}$  и соответствующей ей оптимальной длины диода  $L_{\text{opt}}$  от выходной оптической мощности  $P$ , вычисленные согласно выражениям (6а)–(6в). Параметры структуры полагаются равными  $\beta = 0.06 \text{ см/А}$ ,  $J_0 = 90 \text{ А/см}^2$ ,  $\rho_S = 1.244 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ,  $V_0 = 1.37 \text{ В}$ ,  $W = 100 \text{ мкм}$ ,  $\alpha_i = 2.3 \text{ см}^{-1}$ ,  $\eta_0 = 1.31 \text{ Вт/А}$ .

(4) хорошо описывает экспериментальные данные в диапазоне  $J_{\text{th}} = 500 \text{ А/см}^2$ , что соответствует  $L > 0.5 \text{ мм}$ . При дальнейшем уменьшении длины резонатора (увеличении пороговой плотности тока) величина усиления насыщается при  $g^{\text{sat}} = 21.5 \text{ см}^{-1}$ , что, насколько нам из-

вестно, является наибольшим значением коэффициента усиления при насыщении для инжекционных лазеров с одним слоем квантовых точек в активной области.

Тот факт, что при не слишком коротких резонаторах связь между пороговой плотностью тока и усилением является линейной, позволяет преобразовать выражение (16) к виду

$$I = CL + I_P^0, \quad (5a)$$

$$C = \frac{P\alpha_i}{\eta_0 r} + W \left( \frac{\alpha_i}{r} + J_0 \right), \quad (5б)$$

$$I_P^0 = \frac{P}{\eta_0} + W \frac{r}{\beta}. \quad (5в)$$

Здесь  $W$  — ширина полоска резонатора,  $\eta_0$  — внутренняя дифференциальная эффективность,  $r = 1/2 \ln(1/R_1 R_2)$ ,  $R_{1,2}$  — коэффициенты отражения (по мощности) граней резонатора. Мы учли, что  $\alpha_m = r/L$ ,  $\eta = \eta_0 \alpha_m / (\alpha_m + \alpha_i)$ .

Итак, мы получили, что частная производная по  $L$  от тока, требуемого для достижения заданной мощности  $P$ , не зависит от  $L$ . Это позволяет решить аналитически уравнение (3б), найдя таким образом длину диода  $L_{\text{opt}}$ , при которой достигается наибольшая эффективность преобразования  $\eta_C^{\text{max}}(P)$  для заданной выходной мощности  $P$ :

$$L_{\text{opt}} = \frac{I_P^0}{C\sqrt{1+B^2}}, \quad (6a)$$

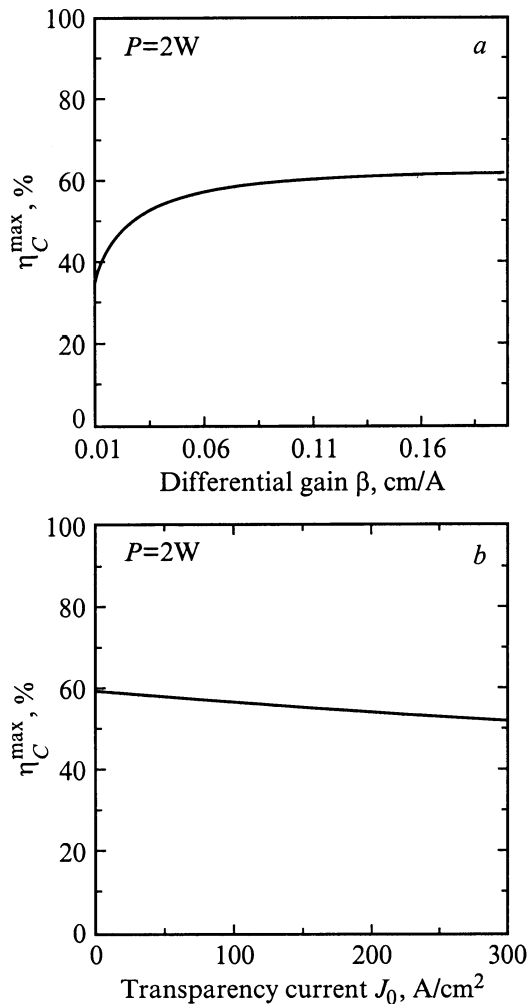
$$\eta_C^{\text{max}}(P) = \frac{P}{V_0 I_P^0} \frac{B}{(1 + \sqrt{1+B^2})^2}, \quad (6б)$$

$$B = \frac{WV_0}{\rho_S C}. \quad (6в)$$

При этом мы учли, что последовательное сопротивление обратно пропорционально площади диода  $R_S = \rho_S / WL$ . Для исследуемых лазеров удельное последовательное сопротивление  $\rho_S = 1.24 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ .

На рис. 4 приведена зависимость  $\eta_C^{\text{max}}$  от  $L$  для различных значений выходной мощности  $P$ , вычисленная согласно выражениям (6а)–(6в). Значения внутренних параметров лазера приведены в подписи к рисунку. Как видно, при увеличении выходной мощности оптимальная длина резонатора, необходимая для достижения максимальной эффективности преобразования, возрастает. В частности, из выражения (6а) следует, что в пределе бесконечно высокой выходной мощности значение  $L_{\text{opt}}$  асимптотически приближается к величине  $r/\alpha_i$ .

Вообще говоря, выходная мощность лазерного диода не может возрастать бесконечно и ограничена катастрофическим разрушением зеркал либо уменьшением дифференциальной эффективности вследствие разогрева активной области. Из рис. 4 следует, что для диапазона мощности 2–4 Вт, практически достижимого в лазерах с непокрытыми зеркалами, максимальная эффективность преобразования в исследуемом лазере достигается при длинах резонаторов около 1 мм. Представленные на рис. 2 экспериментальные данные находятся в хорошем



**Рис. 5.** Зависимости максимальной эффективности преобразования  $\eta_C^{\max}$  от дифференциального усиления  $\beta$  (a) и от плотности тока прозрачности  $J_0$  (b), вычисленные согласно (6a)–(6b). Остальные параметры структуры указаны в подписи к рис. 4.

согласии с результатами вычислений — в лазере длиной 1.04 мм достигнута эффективность преобразования, превышающая 55% в широком диапазоне выходной мощности 1–2.5 Вт. Наибольшее достигнутое значение  $\eta_C$  составляет 59%, что, насколько нам известно, является рекордом для инжекционных лазеров на основе квантовых точек. Отметим, что рекордное значение эффективности преобразования для лазеров на основе квантовых ям составляет 66% [6,7].

Выражения (6a)–(6b) позволяют исследовать зависимость максимальной эффективности преобразования от внутренних параметров лазерного диода, непосредственно связанных с активной областью. В качестве примера на рис. 5 вычисленные значения  $\eta_C^{\max}$  для выходной мощности 2 Вт представлены как функция дифференциального усиления  $\beta$  (рис. 5, a) и плотности тока прозрачности  $J_0$  (рис. 5, b).

Как видно из рис. 5, a, величина максимальной эффективности преобразования быстро уменьшается, когда дифференциальное усиление становится меньше чем  $\beta \approx 0.05\text{--}0.06$  см/А. Дифференциальное усиление лазера с активной областью на основе КТ определяется в основном неоднородным уширением плотности состояний массива КТ. Для исследуемой лазерной структуры мы оценили неоднородное уширение равным 25 мэВ. При этом дифференциальное усиление составило 0.06 см/А, что близко к критическому значению, ниже которого эффективность преобразования резко падает. Согласно полученным данным, менее однородный массив КТ вряд ли позволит достичь высокой эффективности преобразования. С другой стороны, при  $\beta$ , больших чем  $\sim 0.09$  см/А, максимальная эффективность преобразования уже слабо зависит от дифференциального усиления. Таким образом, формирование еще более упорядоченных массивов КТ, хотя и желательно, вряд ли приведет к существенному улучшению приборных характеристик.

Согласно данным, приведенным на рис. 5, b,  $\eta_C^{\max}$  весьма слабо зависит от величины плотности тока прозрачности, в свою очередь прямо пропорционального поверхностной плотности массива КТ. Это означает, что плотность массива КТ может быть изменена без заметного ухудшения эффективности преобразования лазерного диода. С другой стороны, увеличение плотности массива КТ весьма желательно, так как позволяет в лазере с квантовыми точками увеличить коэффициент усиления при насыщении, снизить внутренние потери.

Таким образом, нами исследована эффективность преобразования лазерных диодов с активной областью на основе массивов квантовых точек. Развита простая модель, позволяющая аналитически определить оптимальную длину диода, позволяющую достичь наибольшей эффективности преобразования для заданной выходной мощности, а также саму величину эффективности преобразования и ее зависимость от внутренних параметров лазера, таких как удельное сопротивление, внутренние потери, дифференциальное усиление, ток прозрачности и т.д. Результаты модели находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными для мощных лазеров на основе массива субмонослойных квантовых точек, излучающих на длине волны 0.94 мкм.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ и ВМБФ.

## Список литературы

- [1] D.P. Bour, A. Rosen. J. Appl. Phys., **66** (7), 2813 (1989).
- [2] А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, В.М. Устинов. ФТП, **28** (4), 604 (1994).
- [3] А.Е. Zhukov, А.Р. Kovsh, S.S. Mikhlin, N.A. Maleev, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, I.S. Tarasov, D.A. Bedarev, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, I.P. Soshnikov, P.S. Kop'ev,

- Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **35** (21), 1845 (1999).
- [4] A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, D.A. Livshits, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov, M.V. Maximov, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **35** (14), 1161 (1999).
- [5] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, В.М. Устинов. *ФТП*, **33** (11), 1395 (1989).
- [6] D. Botez, L.J. Mawst, A. Bhattacharya, L. Lopez, J. Li, V.P. Iakovlev, G.I. Suruceanu, A. Caliman, A.V. Syrbu. *Electron. Lett.*, **32** (21), 2012 (1996).
- [7] J. Wang, B. Smith, X. Xie, X. Wang, G.T. Burnham. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (11), 1525 (1999).

*Редактор Т.А. Полянская*

## **Power conversion efficiency in a quantum dot based diode laser**

A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, N.A. Maleev, V.A. Odnoblyudov, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, E.Yu. Kondrat'eva, D.A. Livshits, I.S. Tarasov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg\*

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Institut für Festkörperphysik,  
Technische Universität Berlin,  
D-10623 Berlin, Germany

**Abstract** Power conversion efficiency of diode lasers with an active region based on a quantum dot array is under investigation. The model is proposed which allows one to estimate analytically the optimal cavity length corresponding to the maximum power conversion efficiency at a given output power. The model is compared with the experimental results from high-power 0.94  $\mu\text{m}$  diode lasers based on sub-monolayer quantum dots.