

Влияние кривизны волнового фронта на характеристики инжекционного лазера с внешним резонатором

В.Л.Величанский*, А.К.Чернышов**

Для инжекционных лазеров с направляющим эффектом усиления экспериментально исследовано влияние длины внешнего резонатора на пороговый ток и спектр собственных мод с учетом кривизны волнового фронта. Подтверждена аналогия между лазером с внешним резонатором и лазером с искривленной гранью. На этой основе предложен способ моделирования влияния кривизны волнового фронта на уровень обратной связи. С помощью численного расчета показано, почему использование внешнего резонатора, в котором происходит «обращение» фронта волны, приводит к наибольшему снижению порогового тока в подобных приборах.

Введение

Широкое распространение в спектроскопии и метрологии получили инжекционные лазеры с внешним резонатором (ВР) [1, 2]. Для оптимизации параметров этих лазеров необходимы детальные исследования влияния оптической обратной связи на их динамические и спектральные характеристики. Важным параметром, определяющим разнообразие режимов работы лазеров с ВР, является уровень внешней обратной связи [3], мерой которого служит изменение порогового тока. Этот уровень определяется потерями в согласующем объективе, коэффициентом отражения внешнего зеркала, интерференцией и степенью совпадения (по поперечным размерам и кривизне волнового фронта) поля в активной области лазера и поля, возвращенного из внешнего резонатора. Расположение полей по кривизне волнового фронта редко принимается во внимание и изучено недостаточно (хотя и рассматривалось, например, в работах [4, 5]), поэтому влияние изменения кривизны волнового фронта во внешнем резонаторе нуждается в уточнении.

Известно, что эффективность ввода излучения в волоконные и планарные волноводы со скачком показателя преломления оценивается интегралом перекрытия [6]. Для лазерного диода, содержащего такой волновод, максимально эффективное согласование с внешним резонатором определяет максимальный уровень обратной связи (т. е. минимальный пороговый ток). Для другого типа волноводов, образованных направляющим эффектом усиления, этот подход не работает. Максимальное уменьшение порогового тока в лазерах этого типа достигается при формировании сходящегося излучения обратной связи в плоскости $p-n$ -перехода, что не соответствует максимальному перекрытию с учетом кривизны фронта с собственным полем волновода [5, 7].

В работе экспериментально и численно исследовано влияние длины внешнего резонатора на пороговый ток лазера с направляющим эффектом усиления с учетом

кривизны волнового фронта излучения, отраженного от внешнего зеркала. Экспериментально обнаружено, что спектральное распределение интенсивности продольных мод таких приборов зависит от кривизны фронта волны обратной связи.

1. Эксперимент

Использовались серийные гетеролазеры полосковой геометрии типа ИЛПН-108 без защитного стекла. Параметры одного из лазерных диодов представлены ниже.

Лазерная длина волны, λ (мкм)	0.81
Длина кристалла, L (мкм)	200
Ширина полоска, s (мкм)	10
Отражение	
передней грани, R_{m1}	0.1
задней грани, R_{m2}	0.9
Астигматическое расстояние, ΔZ (мкм)	48 ± 2
Размеры перетяжек пучка (мкм)	
ω_{j0}	0.6
ω_{x0}	3
Антиволноводный параметр, R	1

Размеры перетяжек пучка оценены по дальнему полю. Астигматическое расстояние ΔZ измерено по методике [8]. Предварительно отбирались образцы с распределением интенсивности в дальнем поле, близким к гауссову, и с хорошей локализацией перетяжки в плоскости $p-n$ -перехода (14 образцов из 20).

На рис.1,а представлена схема установки. Излучение лазера 1, работающего в непрерывном режиме при комнатной температуре, коллимировалось микрообъективом 3 в параллельный пучок. Воспроизводимое и практически оптимальное положение объектива определялось фокусировкой излучения на расстоянии 12 м и в дальнейшем сохранялось неизменным. Внешнее плоское зеркало 5 ($R_{m0} = 0.99$) устанавливалось на расстоянии от 4 до 80 см и юстировалось по максимуму выходной мощности лазера вблизи порога. Юстировка корректировалась после каждого изменения длины ВР. Полная мощность излучения от задней грани лазера регистрировалась фотодиодом 2, встроенным в сборку лазера.

*Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва

**Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

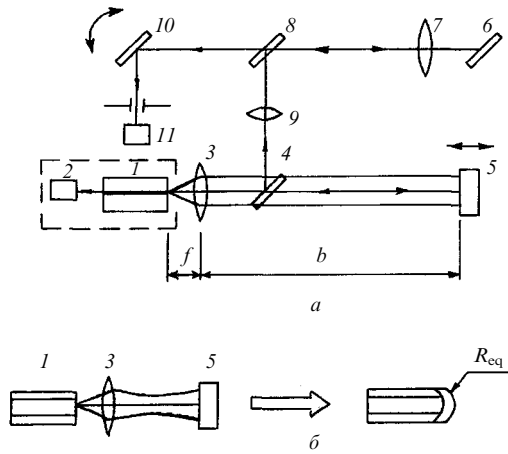


Рис.1. Схема экспериментальной установки (а) и модель лазера с внешним резонатором, учитывающая кривизну фазового фронта волны обратной связи (б): 1 – лазерный диод; 2 – фотоприемник; 3 – коллимирующий микробиолин; 4, 8 – светоделительные пластинки; 5 – внешний отражатель; 6 – дифракционная решетка; 7, 9 – линзы; 10 – гальваносканер; 11 – фотоприемник с диафрагмой.

Для контроля спектра часть излучения направлялась на дифракционную решетку 6 (600 штрих./мм). Дифрагированный свет фокусировался линзой 7 с фокусным расстоянием $f = 1$ м на щелевую диафрагму (100 мкм) фотоприемника 11. Регистрировались ватт-амперные характеристики и спектры генерации лазеров для различных длин ВР. Пороговые токи определялись по методике [9]. Отметим, что при измерениях сохранялось положение внешнего зеркала, определенное на пороге генерации для данной длины ВР.

2. Результаты и обсуждение

Влияние на пороговый ток. На рис.2 показаны зависимости уменьшения порогового тока ΔI от длины внешнего резонатора b для коллимирующих объективов с $f = 3.2$ мм (ВР1) и 6 мм (ВР2) (ранее [4, 5] исследования проводились для одного объектива). Интересно отметить, что в [4] наблюдалась только монотонная зависимость изменения порога от длины ВР, а на рис.2 и в [5] зависимость $\Delta I(b)$ имеет явно выраженный максимум.

Радиус кривизны волнового фронта поля в плоскости $p-n$ -перехода после обхода внешнего резонатора равен [7]

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} + \frac{2}{f} \left(1 - \frac{b}{f}\right), \quad (1)$$

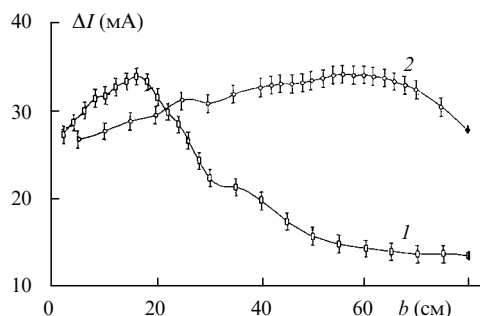


Рис.2. Зависимость изменения порогового тока ΔI от длины внешнего резонатора b для ВР1, $b_{opt} = 15$ см (1) и ВР2, $b_{opt} = 60$ см (2).

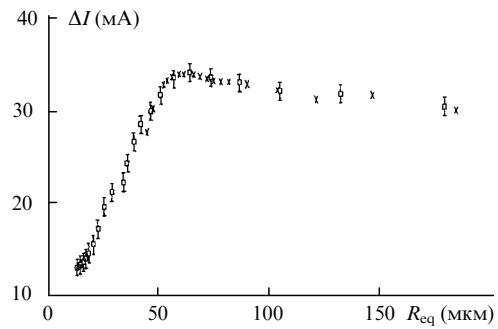


Рис.3. Экспериментальная зависимость изменения порогового тока от эквивалентного радиуса кривизны грани для ВР1 (□) и ВР2 (×).

где R_1, R_2 – радиусы кривизны волнового фронта на грани лазерного диода до и после обхода ВР соответственно. Из (1) следует, что изменение длины ВР эквивалентно вариации кривизны волнового фронта возвращаемого поля. Такое же преобразование фронта можно выполнить, если заменить плоскую грань лазера на цилиндрическое вогнутое зеркало (для поля внутри лазера) с радиусом R_{eq} (рис.1, б). Ось цилиндрического зеркала перпендикулярна $p-n$ -переходу.

На рис.3 дана зависимость ΔI от $R_{eq}(b) = f^2/(b - f)$. Значения ΔI , соответствующие одинаковым R_{eq} , но полученные с ВР1 и ВР2, хорошо совпадают. Дополнительно исследовалась зависимость выходной мощности лазера при заданном токе от изменения длины ВР. Как и следовало ожидать, в пренебрежении нелинейными эффектами мощность (при фиксированном токе) максимальна при длине резонатора b_{opt} , соответствующей максимальному ΔI на рис.2.

Влияние на спектр продольных мод лазера. На рис.4 представлены результаты спектральных измерений. Лазер с ВР вблизи порога имел одномодовый или близкий к нему спектр (речь идет о модах лазерного диода; моды составного резонатора не исследовались). При этом чис-

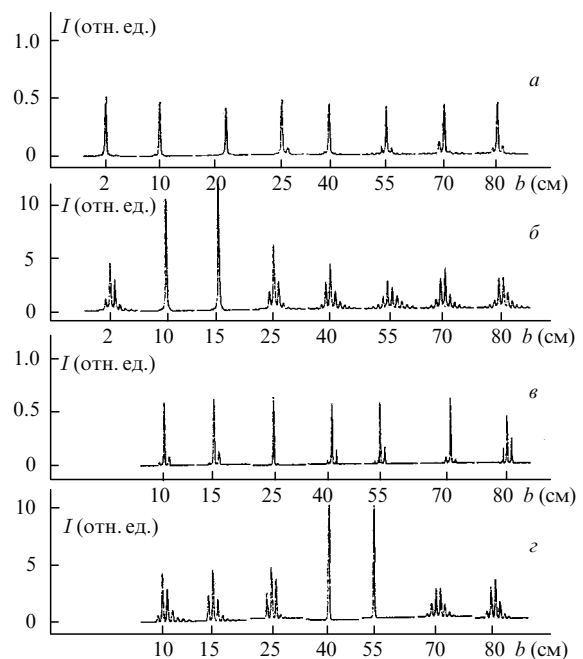


Рис.4. Спектры продольных мод лазера при различных длинах ВР для ВР1 (а) и ВР2 (б) на пороге и ВР1, ВР2 при $P_{exc} \approx 3$ мВт (в, г).

ло возбуждаемых мод слабо зависело от используемого ВР (рис.4, а,е). С повышением тока накачки одномодовый режим прекращался. Ток, при котором начиналась многомодовая генерация, был тем меньше, чем больше длина ВР отличалась от b_{opt} . На рис.4,б,г показаны предельные (по току) случаи, когда одномодовый режим сохраняется только вблизи b_{opt} . Таким образом, из совпадения спектров продольных мод, соответствующих разным ВР, но одинаковым R_{eq} , следует корреляция спектральных характеристик лазера с кривизной волнового фронта излучения, возвращающегося от внешнего зеркала.

Численная модель. Вместо лазера с различными ВР был рассмотрен лазер с цилиндрически вогнутой гранью (рис.1,б) (эффекты, связанные с изменением ширины линии генерации, не рассматривались). Влияние длины внешнего резонатора на волновой фронт излучения моделировалось через радиус кривизны грани в плоскости перехода: $R_c = n_a f^2 / (b - f)$, где n_a – показатель преломления активного слоя. Коэффициент отражение грани учитывает вклад внешнего зеркала. Подобный подход ранее был использован в [4,10].

Характеристики лазерных диодов с цилиндрической вогнутой гранью были теоретически исследованы в [11]. Согласно [11] поперечная структура мод рассчитывалась итерационным методом, аналогичным методу Фокса и Ли. Для этого лазерный диод разделялся на 40 сегментов равной длины. В каждом сегменте распределенное усиление заменялось эквивалентным усилением, сосредоточенным в плоскости, перпендикулярной оси резонатора. Этот «усиливающий» лист располагался в середине сегмента. Прохождение поля в свободном пространстве между листами и через усиливающий лист рассчитывалось методом распространяющегося пучка с помощью быстрого преобразования Фурье.

В приближении эффективного показателя преломления структура моды в направлении, перпендикулярном плоскости перехода, игнорировалась. Волноводные свойства усилительной среды определялись боковым распределением изменения комплексной диэлектрической постоянной $\Delta\epsilon(x)$ активной области, вызванного распределением неоднородной концентрации носителей $N(x)$:

$$\Delta\epsilon(x) = -\frac{an_a RN(x)}{k_0} - i\frac{n_a g(N)}{k_0} + i\frac{(1/\Gamma - 1)n_p \alpha_p}{k_0}. \quad (2)$$

Здесь Γ – фактор оптического ограничения; a – сечение вынужденного излучения; k_0 – волновой вектор; n_p и α_p – показатель преломления и коэффициент поглощения широкозонных слоев соответственно. Первый член справа в (2) учитывает вызванное носителями уменьшение показателя преломления, пропорциональное антиволноводному параметру R , величина которого принималась равной единице. Последние два члена описывают соответственно усиление оптического поля в активной области и его поглощение в широкозонных слоях.

Распределение концентрации носителей в активной области определялось уравнением диффузии с соответствующими граничными условиями, которое мы здесь опускаем. Предполагалась линейная зависимость усиления $g(N)$ от концентрации носителей, а стимулированная эмиссия игнорировалась, так как рассматривался допороговый режим. Уравнение диффузии решалось самосогласованно, с помощью метода из работы [12].

Поле внутри активной области разделяется на две компоненты: $\psi_f(x, z)$ и $\psi_b(x, z)$. Компонента $\psi_f(x, z)$ представляет собой комплексно-амплитудное распределение волны, которая распространяется от задней (плоской) грани к передней (вогнутой); $\psi_b(x, z)$ является аналогичным распределением для волны, распространяющейся в противоположном направлении. Эти компоненты связаны граничными условиями на задней и передней гранях соответственно:

$$\psi_f(x, L) = \sqrt{R_m} \Psi_b(x, L), \quad (3)$$

$$\Psi_b(x, 0) = \sqrt{R_m} \exp\left(-i\frac{\beta x^2}{R_c}\right) \psi_f(x, 0).$$

Для простоты предполагалось, что грани имеют одинаковое отражение по интенсивности: $R_m = 0.37$. Постоянная распространения $\beta = k_0 n_{ef}$, где n_{ef} – эффективный показатель преломления трехслойного волновода.

Для каждого значения напряжения на лазере рассчитывались ток и усредненная в поперечном направлении плотность носителей $N(x, z)$. С помощью (2) определялось изменение комплексной диэлектрической постоянной $\Delta\epsilon(x, z)$. Итерационная процедура кругового обхода резонатора начиналась с произвольного гауссова профиля для $\psi_f(x, 0)$. Самосогласованное решение получалось, когда форма моды становилась инвариантной и модовая мощность изменялась на постоянный фактор γ при последующих круговых обходах. Напряжение на лазере увеличивалось до тех пор, пока не выполнялось условие $\gamma = 1$ (с точностью 0.1%), что соответствовало пороговому условию.

На рис.5 представлено изменение порогового тока ΔI , рассчитанное как функция радиуса кривизны грани R_c . Величина ΔI определялась как $\Delta I = I(\infty) - I(R_c)$, где $I(\infty)$, $I(R_c)$ – пороговые токи лазеров с плоской и искривленной гранями соответственно. На вставках рис.5 показаны фазовые фронты падающих и отраженных волн на вогнутой грани лазера. Форма $\Delta I(R_c)$ совпадает с формой кривых, полученных в [5,7], и с экспериментальной зависимостью $\Delta I(R_{eq})$ (рис.3).

Минимальный пороговый ток получен в точке b рис.5. В этом случае падающая и отраженная волны имеют примерно одинаковые по кривизне фронты (см.вставку). В точке c снижение порога незначительно, а в точке a порог по сравнению с $I(\infty)$ возрастает. При этом в точках a, c падающий и отраженный фронты значительно разли-

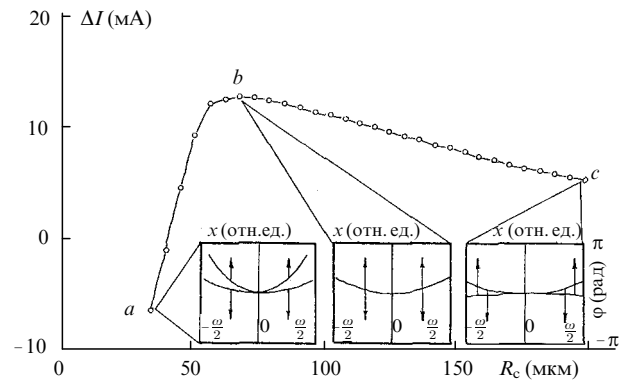


Рис.5. Расчетная зависимость изменения порогового тока ΔI от эквивалентного радиуса кривизны грани R_c ; на вставках показаны фазовые фронты падающих (↓) и отраженных (↑) волн на вогнутой грани в пределах ширины полоскового контакта ω .

чаются (вставки на рис.5). Эти результаты подтверждают ранее установленный факт: в классе исследуемых лазеров типа ИЛПН-108 с ширинами полосковых контактов 5–15 мкм минимальный порог реализуется тогда, когда абсолютная величина радиуса кривизны возвращаемого поля совпадает с собственной, а их знаки противоположны [5,7].

Механизм, поясняющий достижение минимальности порога в точке b на рис.5, обсуждался в [4]. Волна после отражения от вогнутого зеркала фокусируется к центру полоскового контакта. Перекрытие профиля усиления и моды увеличивается на некотором участке лазерного резонатора. Если в других частях резонатора не возникает сильного ухудшения перекрытия пространственных распределений усиления и моды, то можно ожидать увеличения эффективного оптического усиления и уменьшения порога. Заметим, однако, что в упомянутой работе [4] экспериментальные результаты и теоретические оценки давали монотонное уменьшение порогового тока с длиной ВР. Что касается эксперимента, то расхождение объясняется большим фокусным расстоянием объектива, использованного в [4], и ограниченной длиной ВР. Кроме того, монотонный характер $I(b)$, предсказанный моделью в [4], обусловлен предположением о близости кривизн фронтов возвращаемого излучения и собственной поля внутри лазера, что не выполняется для больших длин ВР.

На рис.6 представлены зависимости полуширин (по уровню e^{-2}) компонент поля ψ_f^2 и ψ_b^2 от положения в собственном резонаторе эквивалентного лазера. Искривленная грань располагалась в точке $z = 0$. В левой части рис.6 (от $z = -L$ до $z = 0$) показано изменение ширины моды, распространяющейся от плоской грани к искривленной. Соответственно правая половина (от $z = 0$ до $z = L$) относится к моде, отраженной от искривленной грани и распространяющейся назад к плоской грани. Кривые a, b, c рис.6 соответствуют точкам a, b, c на рис.5. Видно, что в случае плоских граней (прямая d рис.6) полуширины ψ_f и ψ_b одинаковы и постоянны вдоль всей длины резонатора. Боковая ширина моды при этом больше ширины полоскового контакта (линия f), под которым сосредоточено усиление прибора.

В случае оптимального согласования с ВР (кривая b) ширина поля приближается к ширине полоскового кон-

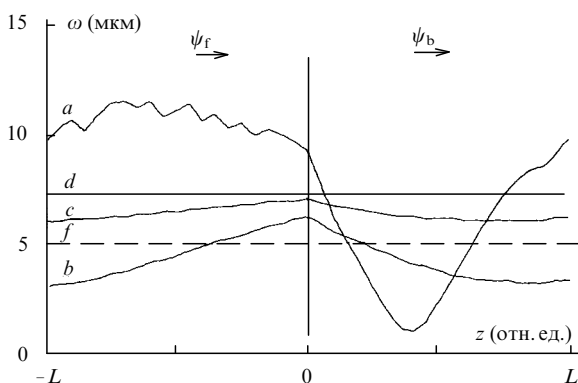


Рис.6. Зависимость боковой полуширины моды ω от положения в собственном резонаторе эквивалентного лазера для $R_c = 34$ (а), 68 (b) и 200 мкм (с); линия d — плоские грани ($R_c = \infty$), линия f обозначает полуширину полоскового контакта; стрелками показаны направления распространения мод внутри лазера.

такта на значительной части длины резонатора. Кроме того, ширина моды в оптимуме всегда меньше ширины моды в случае плоских граней. Наибольшая локализация поля в области положительного усиления, усредненная за полный обход резонатора, вызывает максимальное уменьшение порога лазера. Точке a на рис.5 соответствует сужение поля с последующим сильным расширением (кривая a рис.6). Ширина моды на некоторых участках резонатора становится больше, чем в случае плоских граней. Результирующее ухудшение эффективного перекрытия вызывает понижение усиления и рост порогового тока.

Заключение

В настоящей работе для полосковых лазерных диодов с направляющим эффектом усиления исследовано влияние длины ВР на пороговый ток и спектр продольных мод с учетом кривизны волнового фронта. Получено соответствие с ранее установленной зависимостью порога от длины ВР [5,7]. Анализ экспериментальных результатов подтвердил выявленную в [10] аналогию между лазером с ВР и лазером с искривленной гранью. На основании этой аналогии предложен способ моделирования воздействия оптической обратной связи с учетом кривизны фронта излучения. С помощью численного расчета показано, почему в лазере с ВР, где происходит «обращение» фронта волны, наблюдается наибольшее снижение порогового тока лазера.

Как отмечалось в [10], лазер с ВР позволяет легко экспериментально проверить предполагаемые свойства лазерного диода с искривленной гранью. В данной работе подтверждена зависимость порогового тока от радиуса кривизны грани, рассчитанная в [11]. Из эквивалентности двух лазерных систем и представленных здесь спектральных измерений следует, что у обычного полоскового лазера без бокового ограничения можно добиться более стабильного одномодового спектра за счет выбора радиуса кривизны выходной грани. Ранее подобное свойство наблюдалось у лазеров с выпуклой гранью и полосковым контактом шириной более 50 мкм [13,14]. Улучшение спектра связывалось в этом случае с подавлением самофокусирующихся эффектов и получением большей однородности распределения усиления и поля под полоской при расширении. Для лазеров с относительно узкими полосками и вогнутой выходной гранью, вероятно, играет роль подтягивание поля в область пространственно однородного профиля усиления.

Авторы выражают благодарность С.П.Котовой за постоянное внимание к работе и В.В.Якуткину за помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-15038) и Международного научного фонда (проект № MQR 000).

1. Wieman C.E., Hollberg L. *Rev. Sci. Instrum.*, **62**, № 1, 1 (1991).
2. Day T., LiDessau K.D. *Photonics Spectra*, № 3, 99 (1994).
3. Tkach R.W., Chraplyvy A.R. *J. Lightwave Technol.*, **4**, 1655 (1986).
4. Величанский В.Л. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 781 (1990).
5. Котова С.П. и др. *Квантовая электроника*, **20**, 509 (1993).
6. Kogelnik H. *Appl. Optics*, **4**, 1562 (1965).
7. Котова С.П., Чернышов А.К. и др. *Препринт ФИАН № 52* (М., 1992).
8. Velichanskii V.L. et al. *J. Sov. Laser Research*, **12**, 341 (1991).
9. Buchanan F., Hertsens T. *Laser & Optronics*, **9**, 51 (1990).

10. Величанский В.Л. и др. *Тезисы докл. республ. науч. конф.* (Вильнюс, 1989, с.143).
11. Champagne Y., McCarthy N. *IEEE J Quantum Electron.*, **27**, 321 (1991).
12. Joyce W.B. *J. Appl. Phys.*, **51**, 2394 (1980).
13. Богатов А.П., Елисеев П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **7**, 1089 (1980).
14. Gang Yao, Chen Y.C. et al. *Optics Letts*, **17**, 1207 (1992).

V.L.Velichanskii, A.K.Chernyshov. Influence of the wavefront curvature on the characteristics of an injection laser with an external cavity.

An experimental investigation was made of the influence of the length of an external cavity on the threshold current and on the normal-mode spectrum of gain-guiding injection lasers. The wavefront curvature was taken into account. An analogy between a laser with an external resonator and one with a curved facet was confirmed. This was used to propose a method for simulating the influence of the wavefront curvature on the degree of feedback. A numerical calculation was used to show why the use of an external cavity in which the wavefront is 'conjugated' leads to the greatest reduction in the threshold current in such lasers.