

## Лазерный волновод с обратным градиентом показателя преломления

© Е.Ю. Котельников, И.В. Кудряшов, М.Г. Растегаева, А.А. Кацнельсон, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев

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

(Получена 11 апреля 2000 г. Принята к печати 13 апреля 2000 г.)

Предложена оригинальная конструкция волновода полупроводникового инжекционного лазера, позволяющая за счет более равномерного распределения поля основной моды снизить плотность мощности на зеркале лазерного диода. Вторым преимуществом от использования данного типа волновода является возможность более сильного подавления генерации поперечных мод высокого порядка. Дополнительным преимуществом является возможность располагать в таком волноводе несколько активных областей на значительном расстоянии друг от друга так, чтобы фактор оптического ограничения для них был практически одинаковым. Суть конструкции сводится к применению профиля показателя преломления, спадающего к середине волновода.

Прогресс в получении мощного излучения полупроводниковых инжекционных лазеров связывают [1] с использованием гетероструктур с расширенным волноводом. Это обусловлено тем, что применение расширенного волновода позволяет получить низкие внутренние потери и снизить плотность оптической мощности на зеркалах лазерного диода. Однако дальнейшее увеличение ширины волновода затруднено тем, что в дальнем поле излучения лазера с таким волноводом начинают доминировать четные поперечные моды высокого порядка. В данной статье предложена конструкция волновода лазера, которая позволяет как снизить плотность мощности на зеркале, так и дает дополнительную возможность борьбы с генерацией мод высокого порядка. Суть предлагаемой конструкции волновода состоит в том, чтобы показатель преломления материала волновода был у краев больше, чем в середине.

Такое распределение показателя преломления является обратным обычно используемому в так называемом градиентном волноводе (GRIN). Как показывают расчеты, поле моды заполняет объем предлагаемого нами (R-GRIN) волновода более равномерно. За счет более равномерного заполнения волновода снижается максимальная плотность оптической мощности на зеркале. Следовательно, мы можем надеяться, что лазеры с волноводом такой конструкции будут выдавать большую оптическую мощность, ограниченную катастрофической деградацией зеркал.

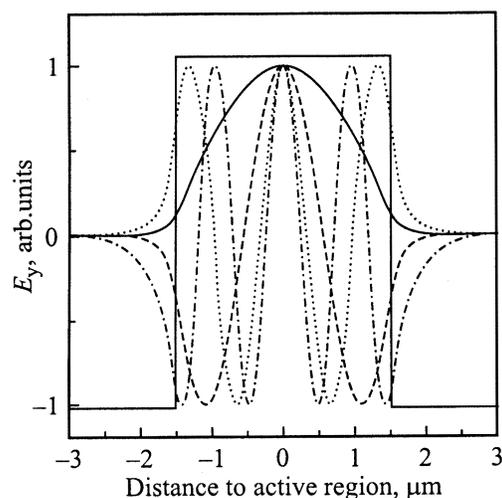
Для примера были рассчитаны [2] распределения полей мод в трех различных типах лазерных волнопроводов. На рис. 1 приведено распределение мод для обычного плоского волновода, состав эмиттеров —  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ , волновода —  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ . Для сравнения на рис. 2 приведено распределение для "обычного" градиентного волновода с линейным законом изменения показателя преломления, а на рис. 3 приведено распределение мод для волновода с обратным градиентом. Закон изменения показателя преломления и в этом случае был линейным.

Сопоставление этих рисунков позволяет сделать вывод, что волновод с "обычным" градиентом лучше удерживает основную моду, поэтому он позволяет получать

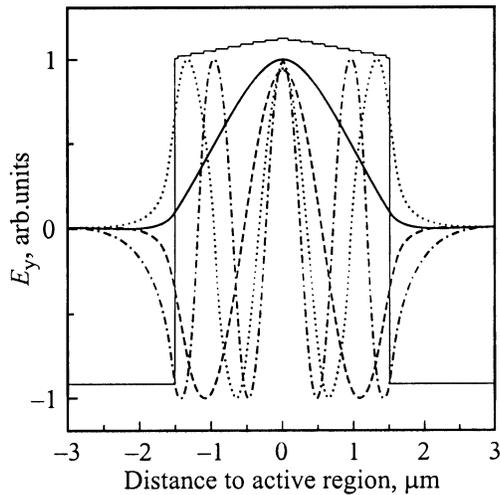
большое значение фактора оптического ограничения  $\Gamma$ , а следовательно, более низкую пороговую плотность тока. Однако в широком волноводе мода удерживается не границами эмиттеров, как это происходит в обычном плоском волноводе, а самим волноводом. Этот эффект сказывается при большой толщине волновода, он сводится к большей ширине дальнего поля, чем у плоского волновода.

Плоский волновод занимает промежуточное положение по фактору  $\Gamma$ , он удерживает моду только за счет перепада показателей преломления на границах эмиттеров, и поле моды при использовании такого волновода сильнее проникает в эмиттеры.

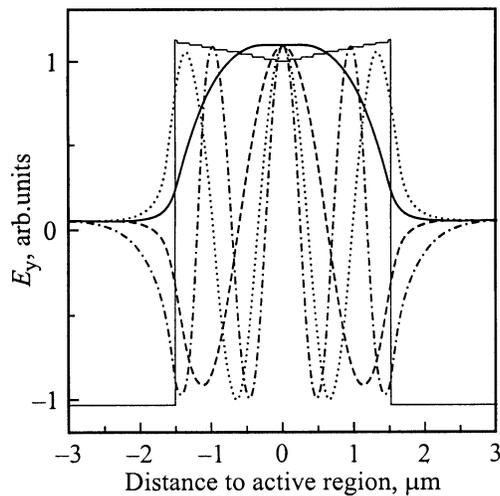
Волновод с обратным градиентом, как видно из диаграмм, может иметь нулевую моду с "плоской" вершиной. Фактор оптического ограничения —  $\Gamma$  в таком волноводе, очевидно, меньше, чем в двух предыдущих, это связано с тем, что мода более равномерно заполняет объем волновода, а значение плотности мощности вблизи центра волновода, где располагается максимум



**Рис. 1.** Распределение поля мод в лазере с плоским волноводом. Состав эмиттеров —  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ , волновода —  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ . Длина волны излучения 0.98 мкм.



**Рис. 2.** Распределение мод в лазере с градиентным волноводом. Состав эмиттеров —  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ , состав волновода вблизи активной области —  $\text{Al}_{0.292}\text{Ga}_{0.708}\text{As}$ , состав волновода у границ эмиттеров —  $\text{Al}_{0.308}\text{Ga}_{0.692}\text{As}$ . Длина волны излучения 0.98 мкм.



**Рис. 3.** Распределение мод в лазере с обратным градиентным волноводом. Состав эмиттеров —  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ , состав волновода в центре —  $\text{Al}_{0.308}\text{Ga}_{0.692}\text{As}$ , состав волновода у границ эмиттеров —  $\text{Al}_{0.292}\text{Ga}_{0.708}\text{As}$ . Длина волны излучения 0.98 мкм.

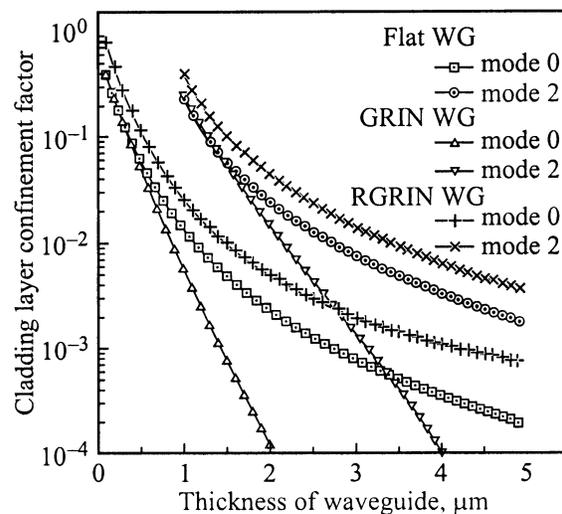
плотности мощности, в таком волноводe меньше. По нашим оценкам, можно снизить максимальную плотность мощности в 1.3 раза при сохранении картины ближнего поля с одним максимумом.

Здесь необходимо отметить одну сложность. Дело в том, что в наиболее распространенных соединениях  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  при увеличении показателя преломления ширина запрещенной зоны уменьшается. Таким образом, если изготовить лазер со значительным обратным градиентом показателя преломления, то для носителей будет создано встроенное псевдоэлектрическое поле, препятствующее

их сбору в активную область. Однако в волноводах, где длина диффузии электронов превышает толщину волновода, детальное строение волновода не влияет на сбор носителей. В более широких волноводах для получения плоской вершины достаточно слабого обратного градиента. Так, например, в волноводe толщиной 4 мкм при длине волны 0.98 мкм достаточно изменения доли алюминия в твердом растворе  $\text{AlGaAs}$  всего на 1.6%, и с точки зрения сбора носителей такой волновод практически является плоским, так как изменение ширины запрещенной зоны в данном случае составляет порядка 25 мэВ.

Вторым преимуществом волновода с обратным градиентом является то, что он дает дополнительную возможность удержания одномодового режима генерации в лазерах с большими толщинами волновода. Как известно, расположив активную область в середине симметричного волновода, мы избавляемся от всех нечетных поперечных мод. В статье [1] было отмечено, что для подавления четных мод высокого порядка можно воспользоваться отличием функции распределения поля этих мод от распределения основной моды — моды высокого порядка глубже проникают в эмиттерные слои. Этим фактом пользуются для создания селективных потерь для этих мод за счет поглощения в эмиттерных слоях. Такие потери создают свободные носители и атомы легирующих примесей.

Для того чтобы оценить действенность этого метода в различных типах волноводов были проделаны расчеты факторов оптического ограничения эмиттеров (ФООГЭ), или, говоря другими словами, доли моды, распространяющейся вне волновода, по эмиттерным слоям. На рис. 4 приведены зависимости ФООГЭ от толщины волновода для основной (нулевой) и второй мод.



**Рис. 4.** Фактор оптического ограничения эмиттеров для волноводов различных конструкций. Длина волны излучения 0.98 мкм. Конструкции волноводов совпадают с приведенными на рис. 1–3.

Как и следовало ожидать, классический градиентный волновод имеет наилучшее отношение ФООГЭ для этих двух мод. Причем данное отношение растет с увеличением ширины волновода. Однако очень низкие абсолютные значения этой величины даже для второй моды не позволяют получить в широких волноводах необходимую дискриминацию этой моды. В плоском волноводе данное отношение меньше и практически сохраняет свое значение с увеличением ширины волновода. В волноводе с обратным градиентом показателя преломления отношение ФООГЭ немного меньше и снижается с увеличением ширины волновода. Однако даже в очень широких волноводах это отношение остается порядка 8–10. Этого запаса вполне достаточно для подавления второй и более высоких мод. Более того, поскольку поле любой моды спадает в эмиттере экспоненциально, а показатель этой экспоненты тем больше, чем меньше номер моды, применение спейсеров может увеличить отношение ФООГЭ в тех случаях, когда это необходимо. Такое положение вещей позволяет надеяться на то, что, несмотря на низкое отношение факторов оптического ограничения активной области для основной и второй мод, в таком волноводе можно добиться генерации на основной моде.

Нельзя не отметить, что увеличить ФООГЭ в широком волноводе можно и за счет использования слабого оптического ограничения, т.е. малого перепада показателя преломления между волноводом и эмиттерами. Однако в этом случае, мы, по всей видимости, будем иметь слабое ограничение для неравновесных носителей, что приведет к снижению коэффициента инжекции.

Третьим преимуществом от применения волновода с обратным градиентом является и то, что в области максимальной плотности поля можно расположить несколько активных областей на значительном расстоянии друг от друга, так чтобы факторы оптического ограничения для них были практически равными. Этот факт дает большую свободу в дизайне лазеров с несколькими активными областями. Такое расположение активных областей свойственно, например, лазерам на квантовых точках, где материал активной области имеет отличную от подложки постоянную решетки, а усиления от одной активной области недостаточно.

## Заключение

Предложенная нами конструкция волновода полупроводникового инжекционного лазера дает более равномерное распределение поля основной моды по зеркалам резонатора, что позволит увеличить максимальную мощность, обусловленную катастрофической деградацией зеркал, примерно в 1.3 раза. За счет большего проникновения поперечных мод высокого порядка в эмиттерные области лазера, появляется дополнительная возможность подавления генерации на этих модах из-за больших оптических потерь в легированных областях.

Распределение поля моды в предложенном волноводе позволяет расположить несколько активных областей так, чтобы факторы оптического ограничения для них были практически одинаковыми.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

## Список литературы

- [1] A.Al-Muhanna, L.I. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, J.C. Connolly. *Appl. Phys., Lett.*, **71**, 1182 (1997).
- [2] Р.Ф. Казаринов, О.В. Константинов, В.И. Перель, А.Л. Эфрос. *ФТТ*, **7**, 1506 (1965).

*Редактор В.В. Чалдышев*

## A reverse graded refractive index waveguide for semiconductor laser

E.Yu. Kotelnikov, A.A. Katsnelson, I.V. Kudryashov, M.G. Rastyagaeva, A.S. Shkolnik, V.P. Evtikhiev

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

**Abstract** In this paper a new type of the semiconductor laser waveguide is proposed. This makes it possible to essentially increase optical power of laser diodes.