

в выражение (4), получим оценку меры неэквидистантности для исследуемых образцов гетеролазеров. Рассчитанное значение лежит в области 30—60 МГц, т. е., учитывая точность выполненной оценки, можно считать его совпадающим с экспериментальными результатами, приведенными на рис. 2. По-видимому, рассмотренный в данной работе эффект резонанса при перекачке энергии излучения гетеролазера к длинноволновым модам — наиболее прямой эксперимент, доказывающий возможность синхронизации мод на разностной частоте второго порядка.

Список литературы

- [1] Аксютенков В. А., Хабаров Э. Н. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 9. С. 1784—1786.
 [2] Зельдович Б. Я., Собельман И. И. // УФН. 1970. Т. 101. № 1. С. 3—20.
 [3] Johnson L. F. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 12. P. 6413—6414.

Всесоюзный научно-исследовательский
и проектно-технологический институт кибернетики
Краснодарское научно-исследовательское
и проектно-технологическое отделение
по электронизации
сельскохозяйственного производства

Поступило в Редакцию
20 апреля 1990 г.

07; 12

Журнал неклассической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА И ОЦЕНКА ТЕПЛООВОГО РАЗБРОСА ДЛИН ВОЛН ИЗЛУЧЕНИЯ МОНОЛИТНОЙ ЛИНЕЙКИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

С. А. Алавердян, В. В. Новоселов, С. В. Овчинников

С развитием техники и технологии создания полупроводниковых лазерных диодов (ЛД) на основе соединений A^3B^5 возникают такие области их потенциального применения, как голографические системы отображения информации, сканирующие устройства, системы с параллельной высокоскоростной записью и воспроизведением информации и т. п., в которых используются монолитные линейки ЛД, в том числе с индивидуальной адресацией [¹⁻³].

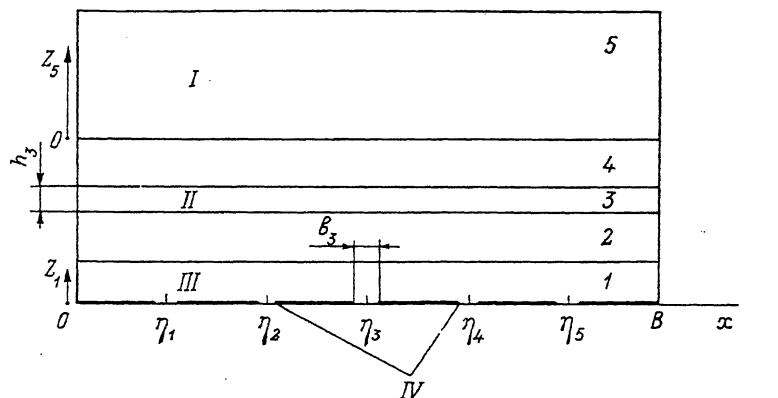


Рис. 1. Геометрическое представление теплофизической модели лазерного кристалла. Число полосковых контактов — пять. I — подложка, II — активный слой, III — контактный слой, IV — полосковые контакты.

Так как потребляемая электрическая мощность единичного ЛД может достигать 0.2 Вт, то в многоэлементной линейке источников излучения, содержащей, например, 32 элемента в кристалле, рассеиваемая мощность может превысить 6 Вт. В этом случае возможен выход прибора из строя за счет перегрева, особенно при неоптимальном выборе элементов конструкции и технологии монтажа. Кроме того, из-за локализации областей тепловыделения в объеме лазерного кристалла может возникнуть недопустимое различие в длинах волн излучения отдельных активных областей прибора.

В работах [4-6] представлен анализ теплового режима дискретных линеек ЛД. Данные об исследованиях тепловых режимов монокристаллических линеек ЛД в литературе отсутствуют. Отмеченные обстоятельства требуют проведения исследований теплового состояния многоэлементного лазерного кристалла с учетом его конструктивных особенностей.

В настоящей работе представлены результаты анализа стационарного теплового режима GaAlAs—GaAs монокристаллической линеечки ЛД, расположенной на теплоотводе. Была разработана общая теплофизическая модель линеечки, включающая в себя три частные модели: лазерного кристалла, теплоотвода и промежуточного слоя, моделирующего тепловые свойства контакта лазерного кристалла и теплоотвода.

Модель кристалла выбрана в виде прямоугольного пятислоистого тела, центральный слой которого соответствует активному слою ЛД (рис. 1). Лучистыми и конвективными потерями тепла с поверхности лазерного кристалла пренебрегалось [7]. Учтены неравномерное тепловыделение в активном слое и омические потери в областях контактного слоя, прилегающих к полосковым контактам. При этих условиях стационарное двумерное температурное поле лазерного кристалла найдено из решения следующей задачи:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T_i(x, z_i)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i(x, z_i)}{\partial z_i^2} + j_i(x) &= 0; \\ \frac{\partial T_i}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, \quad i = 1, 2 \dots 5; \\ \frac{\partial T_1}{\partial z_1} \Big|_{z_1=0} &= \frac{1}{\lambda_1} q(x); \quad T_i \Big|_{z_i=h_i} = T_{i+1} \Big|_{z_{i+1}} = 0; \\ \frac{\partial T_i}{\partial z_i} \Big|_{z_i=h_i} &= \frac{\lambda_{i+1}}{\lambda_i} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial z_{i+1}} \Big|_{z_{i+1}=0}, \quad i = 1 \dots 4; \\ \frac{\partial T_5}{\partial z_5} \Big|_{z_5=h_5} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $T_i(x, z_i)$ — температурное поле в i -м слое модели; оси OZ_i введены для каждого слоя; λ_i — теплопроводность i -го слоя модели; h_i — толщина i -го слоя; B — поперечный размер кристалла; $q(x)$ — плотность теплового потока на грани лазерного кристалла, контактирующей с теплоотводом.

Функция $f_i(x)$ определена следующим образом в активном слое ($i=3$):

$$f_3(x) = \frac{1}{\lambda_3 h_3} j(x) U,$$

где U — падение напряжения на активном слое; $j(x)$ — неравномерное распределение плотности тока накачки по активному слою, аналитически рассчитанное в соответствии с [8]; в контактном слое ($i=1$)

$$j_1(x) = \begin{cases} \frac{I_k^2 R_{sk}}{\lambda_1 h_1 L b_k}, & |x - \eta_k| \leq \frac{b_k}{2}, \\ 0, & |x - \eta_k| > \frac{b_k}{2}, \end{cases}$$

где I_k — ток накачки в полосковом контакте с номером k , R_{sk} — эффективное последовательное сопротивление k -го отдельного ЛД, L — длина лазерного кристалла вдоль резонатора, b_k — ширина k -го полоскового контакта, η_k — координата центра k -го полоскового контакта на оси OX ; в остальных областях модели $f_i(x) = 0$.

Модель теплоотвода выбрана в виде прямоугольного параллелепипеда, возможно, многослойного. Его температурное поле считалось трехмерным и определялось из решения задачи стационарной теплопроводности с поверхностным тепловым источником, размеры и форма которого совпадают с размерами и формой теплоотдающей грани лазерного кристалла и идеальным теплосъемом на поверхности, противоположной поверхности с источником. Плотность тепловыделения в источнике определялась функцией $q(x)$.

Промежуточный слой считался неоднородным и состоящим из достаточного числа элементов с различными коэффициентами теплопроводности. Эти элементы были выделены сечением промежуточного слоя условными плоскостями, перпендикулярными плоскости инжектирующего контакта и полупрозрачным граням лазерного кристалла. Толщина промежуточного слоя h_0 предполагалась настолько малой, что температурный перепад на каждом элементе слоя можно вычислять в одномерном приближении. Введение промежуточного слоя

дало возможность моделировать теплофизические особенности различных способов формирования полосковых контактов путем задания соответствующих значений коэффициентов теплопроводности элементов промежуточного слоя.

Для определения $q(x)$ был использован способ, изложенный в [9]. В соответствии с ним, если M — число элементов в разбиении промежуточного слоя, а K — число тепловых источников в лазерном кристалле, средняя плотность теплового потока, проходящего через отдельный элемент промежуточного слоя с номером m , определяется выражением

$$q_m = \frac{1}{S_m} \sum_{k=1}^K \left[P_k R_{T,m,k} \sum_{m=1}^M (R_{T,m,k})^{-1} \right], \quad (2)$$

где S_m — площадь поверхности элемента с номером T , перпендикулярной тепловому потоку; P_k — мощность тепловыделения в k -м источнике,

$$R_{T,m,k} = R_{m,k} + R_m + \frac{h_0}{\lambda_{0,m} S_m},$$

$R_{m,k}$ — тепловое сопротивление лазерного кристалла при тепловыделении в k -м источнике и стоке тепла через S_m , R_m — тепловое сопротивление теплоотвода с равномерным источником тепла на S_m , $\lambda_{0,m}$ — теплопроводность m -го элемента промежуточного слоя.

Определенная согласно (2) кусочно-постоянная функция q дала возможность найти решение задачи (1) в виде, учитывающем влияние параметров теплоотвода и тепловых особенностей контакта лазерного кристалла с теплоотводом. Путем конечных интегральных преобразований получено

$$T_i(x, z_i) = D_{0,i} + C_{0,i} z_i - \frac{1}{2} F_{0,i} z_i^2 + \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ C_{n,i} \exp(-\mu_n z_i) + D_{n,i} \exp[-\mu_n (h_i - z_i)] + \frac{F_{n,i}}{\mu_n^2} \right\} \cos \mu_n x,$$

где i — номер слоя; постоянные $C_{n,i}$ и $D_{n,i}$ ($n=0, 1, 2, \dots$) определены с помощью граничных условий задачи (1),

$$F_{0,i} = \frac{1}{B} \int_0^B j_i(x) dx; \quad \mu_n = \frac{n\pi}{B};$$

$$F_{n,i} = \frac{2}{B} \int_0^B j_i(x) \cos \mu_n x dx.$$

Представленная модель реализована в системе ФОРТРАН-77 на IBM PC/AT и может быть использована для анализа стационарных тепловых режимов как дискретных ЛД, так и монолитных линеек ЛД.

Одним из требований, предъявляемых к линейкам ЛД в системах передачи оптической информации, является минимальный разброс в длинах волн излучения между активными областями. При подаче псевдослучайных последовательностей импульсных сигналов на различные активные области монолитной линейки ЛД максимальный перепад температур между двумя активными областями возникает в ситуации, когда одна из них излучает постоянно, а другая находится в ждущем режиме. Если такая активная область включается в процесс генерации, то ее начальная температура определяется только наведенным разогревом, а длина волны ее излучения в этот момент времени будет отличаться от длины волны излучения постоянно генерирующей активной области на величину $\Delta\lambda$, соответствующую разнице их температур. Такая начальная разность длин волн может рассматриваться как верхняя оценка теплового разброса длин волн излучения в динамическом режиме работы монолитной линейки ЛД. В данной работе тепловой разброс длин волн излучения оценивался на основе температурного изменения ширины запрещенной зоны [10]

$$E_g(T) = 1.519 - 5.405 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{204 + T},$$

откуда при $T=300$ К $\Delta\lambda/\Delta T=0.28$ нм/К.

Расчеты были проведены для линейки ЛД с толщиной слоя p^+ -GaAs 1.0 мкм, толщинами слоев P и N GaAlAs по 1.5 мкм (содержание AlAs 30%), толщиной активного слоя 0.3 мкм при общей толщине лазерного кристалла 100 мкм и длине резонатора 200 мкм. Полосковые контакты, сформированные с помощью оксидной изоляции, имели ширину 6 мкм и были расположены регулярно с шагом $\Delta\eta$. Число полосковых контактов принималось равным пяти (рис. 1), причем четыре активных области считались находящимися в условиях постоянной

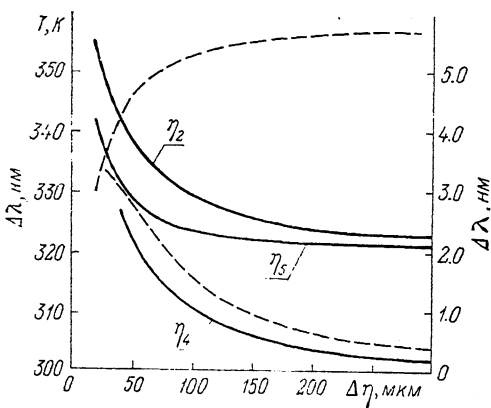


Рис. 2. Температуры активных областей линейки и тепловой разброс длин волн излучения при обратном монтаже кристалла на медный теплоотвод.

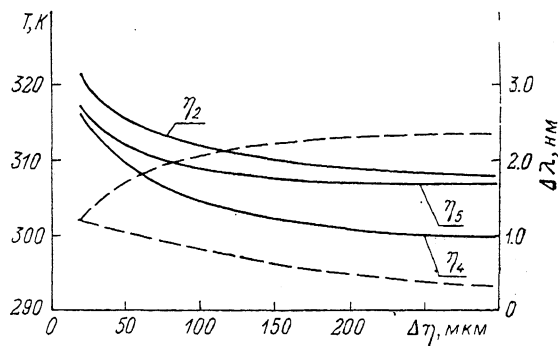


Рис. 3. Температуры активных областей линейки и тепловой разброс длин волн излучения при прямом монтаже кристалла на кремниевый теплоотвод.

генерации с током накачки по 0.1 А, а через полосковый контакт с координатой центра η_4 ток не протекал. Были рассмотрены три способа монтажа лазерного кристалла: кристалл закреплен подложкой на медный теплоотвод (обратный монтаж), кристалл закреплен гетероструктурой на кремниевый теплоотвод (прямой монтаж) и прямой монтаж лазерного кристалла на керамический (BeO) теплоотвод. Во всех случаях предполагалось, что нижняя грань теплоотвода термостатирована при 298 К.

На рис. 2—4 графически представлены результаты расчета температур T активных областей (сплошные кривые) и абсолютных величин разностей длин волн излучения $\Delta\lambda$ между активными областями (штриховые кривые) при различных способах монтажа лазерного кристалла на теплоотвод. Сплошные кривые с параметром η , равным η_2 и η_5 , соответствуют постоянно генерирующим активным областям, активная область, соответствующая η_4 , находится в ждущем режиме.

Верхняя штриховая кривая на рисунках соответствует начальному разбросу длин волн излучения активных областей с координатами центров η_2 и η_4 , а нижняя — разбросу длин волн излучения постоянно излучающих активных областей с координатами центров η_2 и η_5 .

Из представленного графического материала следует, что обратный монтаж приводит к усилению разогрева активных областей по сравнению с прямым монтажом. Если ограничить максимальный разброс в длинах волн излучения между активными областями величиной 2 нм, то при указанных конструктивных особенностях линейки и параметрах ее накачки обратный монтаж лазерного кристалла на теплоотвод применять нельзя. При прямом монтаже кристалла на кремниевую пластину ограничение реализуется, если активная область, находящаяся в ждущем режиме, удалена от постоянно генерирующих активных областей не более чем на 100 мкм (рис. 3). При улучшении теплоотвода (теплопроводность BeO в 1.5—2 раза выше, чем у кремния) и прямом способе монтажа разогрев активных областей умень-

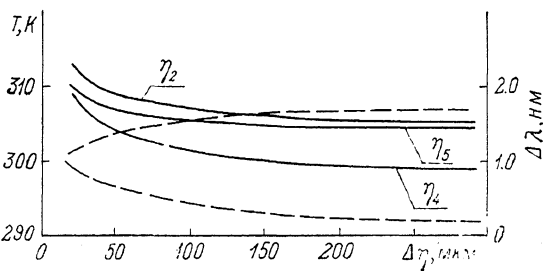


Рис. 4. Температуры активных областей линейки и тепловой разброс длин волн излучения при прямом монтаже кристалла на теплоотвод из бериллиевой керамики.

щается и оговоренное для Δl условие выполняется при любом рассмотренном варианте взаимного расположения полосковых контактов (рис. 4).

Таким образом, тепловой разброс в длинах волн излучения активных областей монолитной линейки ЛД зависит от способа монтажа лазерного кристалла на теплоотвод, характеристик теплоотвода и условий накачки. При этом обратный монтаж приводит к большему тепловому разбросу длин волн излучения по сравнению с прямым способом монтажа при прочих равных условиях. В целом представленные материалы предназначены для использования при конструировании оптимальных в тепловом отношении монолитно-интегральных линеек ЛД с минимальным разбросом длин волн излучения.

Список литературы

- [1] Ota Y., Miller R. C., Forrest S. R. et al. // IEEE J. Lightwave Technology. 1987. Vol. LT-5. N 8. P. 1118—1122.
- [2] Tsunekane M., Endo K., Ishikawa S. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1989. Vol. 28. N 3. P. L468—L469.
- [3] Tsunekane M., Endo K., Nido M. et al. // Electron. Lett. 1989. Vol. 25. N 16. P. 1091—1092.
- [4] Elsa M., Garmire, Michael T. Tavis // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. QE-20. N 11. P. 1277—1283.
- [5] Nakwaski W. // Electron. Lett. 1986. Vol. 22. N 22. P. 1169—1170.
- [6] Dean D. J. // Electron. Lett. 1987. Vol. 23. N 9. P. 457—458.
- [7] Minoru Ito, Tatsuya Kimura. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. Vol. QE-17. N 5. P. 787—795.
- [8] Tsang W. T. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 3. P. 1031—1044.
- [9] Закс Д. И., Ноговицина Д. Ф., Наумов Н. М. // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1975. Вып. 5 (59). С. 84—87.
- [10] Кейси Х. Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 366 с.

Научно-исследовательский институт
знакоинтегрирующей электроники «Волга»
Саратов

Саратовский государственный университет
им. Н. Г. Чернышевского

Научно-исследовательский институт
механики и физики

Поступило в Редакцию
25 апреля 1990 г.

02

Журнал технической физики, т. 61, в. 6, 1991

© 1991 г.

К ВОПРОСУ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ 3P -РЕЗОНАНСА «ФОРМЫ» В УПРУГОМ $e^{-}+N$ РАССЕЯНИИ

В. К. Долматов

В сечении упругого $e^{-}+N(2p^3, {}^4S)$ рассеяния доминирует низкоэнергетический 3P -резонанс «формы» [1, 2]. Значения ширины резонанса Γ и соответствующей ему резонансной энергии E_0 налетающих электронов чрезвычайно чувствительны к степени полноты учета корреляционных эффектов в расчете $e^{-}+N$ системы, демонстрируя тем самым особенности ее динамической структуры [1, 2]. Лучшие расчеты, выполненные методом R -матрицы, показали, что параметры резонанса весьма малы: $\Gamma=0.013$ эВ, в то время как $E_0=0.062$ эВ [1]. Очевидна необходимость экспериментального изучения этого резонанса, определения его параметров и сопоставления экспериментальных данных со сделанными теоретическими предсказаниями. Однако до настоящего времени нет достаточно точных экспериментальных исследований 3P -резонанса в рассеянии электронов атомарным азотом, хотя такая попытка и была предпринята ранее в [3] в связи с более ранними и менее корректными теоретическими предсказаниями этого резонанса [4]. Возможно, что сделать это стандартными экспериментальными способами сложно, хотя бы потому что в эксперименте необходимо оперировать перестраиваемым по энергии низкоэнергетическим электронным пучком ($E \approx 0.06$ эВ) с весьма малым энергетическим разбросом $\Delta E < \Gamma = 0.013$ эВ. Поэтому в настоящей работе предлагается другой альтернативный способ экспериментального исследования этого 3P -резонанса.