

Если плазма полностью ионизована ($I > 12-15$ кА), то величина $Q_{\text{из}}$ не зависит от тока I . Рассчитанные по (1) значения $Q_{\text{из}}$ приведены на рис. 3 (кривая 3, масштаб справа). Видно, что при $\dot{m} \sim 1$ г/с и $I \simeq 17$ кА баланс энергии более или менее сходится. Однако при малых \dot{m} $Q_{\text{ист}} - \Delta Q_{\Sigma} \gg Q_{\text{из}}$. Очевидно, что избыток энергии должен выноситься с плазменной струей и, по-видимому, потребителем этой энергии являются коллективные процессы в плазме (колебания, волны, турбулентности и т. д.). Следует отметить, что это утверждение не противоречит выводам работы [1] о причинах отсутствия электродинамического ускорения плазмы в исследуемой конструкции инжектора.

Список литературы

- [1] Афанасьев В. П., Блинов И. О., Дричко Д. А. и др. Препринт ФТИ. № 1388. Л., 1989. 12 с.
[2] Бакирт Ф. Г., Иванов В. Г., Рыбаков А. Б. и др. Препринт ФТИ. № 946. Л., 1985. 24 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 апреля 1990 г.

06; 07

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

© 1991 г.

МЕЖМОДОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГЕТЕРОЛАЗЕРЕ НА РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЕ ВТОРОГО ПОРЯДКА

В. А. Аксютенков

В работе [1] сообщалось о межмодовой перекачке излучения многомодового гетеролазера. Этот эффект наблюдался при возбуждении лазера сложным импульсом тока, вершина которого модулировалась синусоидальным сигналом высокой частоты. Предполагалось, что эффект перекачки излучения гетеролазера вызван параметрическим взаимодействием продольных мод и модуляции коэффициента преломления активной области гетероструктуры. Однако окончательно причина данного эффекта не установлена.

В настоящей работе, являющейся продолжением работы [1], были проведены аналогичные измерения на структурах InGaAsP. Полученные данные указывают, что межмодовая перекачка проявляется независимо от типа структуры гетеролазера и не является особенностью каких-либо материалов. Проведенный анализ показывает, что этот эффект можно связать с межмодовым взаимодействием на разностной частоте второго порядка.

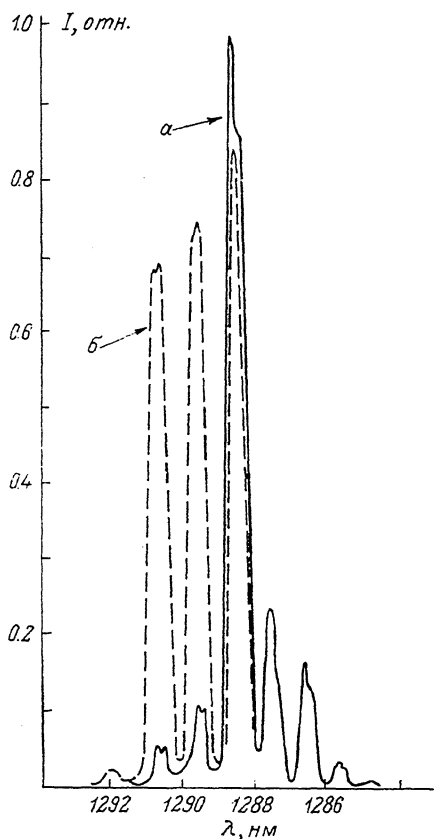
Экспериментально исследовались спектры излучения полупроводниковых гетеролазеров, изготовленных на основе твердых растворов InGaAsP, ток накачки которых модулировался сложным электрическим сигналом аналогично [1]. Модовый состав несущего поля определяется параметрами волноводного резонатора лазера как собственной колебательной системы. Связь с полем высокочастотной модуляции тока накачки проявляется в изменении параметров плазмы и естественно приводит к существенным нелинейностям рассматриваемой системы в целом. Поэтому принцип суперпозиции нарушается и взаимодействие отмеченных видов полей приводит к появлению эффекта гетеродинамизации, а высокая добротность системы обеспечивает эффективность резонансных явлений на разностных частотах.

При наложении на постоянный ток накачки переменного сигнала возникают градиенты распределения концентрации неравновесных носителей, которые стимулируют нелинейность и приводят к вынужденному рассеянию [2], сопровождающемуся перекачкой энергии от коротковолновых мод собственных колебаний в сторону усиления длинноволновых мод. Параметрическое воздействие на собственные моды излучения сравнительно низкой частотой по отношению к оптической несущей может быть вызвано синхронизацией длинноволновых мод разностной частотой второго порядка, возникающей за счет неэквидистантности спектра собственных частот полупроводникового гетеролазера [3].

В активной области гетеролазера создавалась нестационарная электронно-дырочная плазма при помощи высокочастотной модуляции тока накачки. При измерениях температур-

ный режим исследуемого образца стабилизировался. Наблюдаемый рост интенсивности длинноволновых мод показан на рис. 1 в виде спектров излучения.

Модуляция концентрации неравновесных носителей заряда в активной области гетероструктуры, создаваемая внешним высокочастотным полем, приводит в действие ряд физических процессов, некоторые из них будут рассмотрены ниже. При стационарных условиях возбуждения в резонаторе гетеролазера устанавливаются колебания, спектр излучения которых представлен кривой *a* на рис. 1; наложение модуляции гармоническим высокочастотным полем создает пространственное перераспределение концентрации электронно-дырочной плазмы в активной области гетеролазера. Образуется поле изменяющихся во времени градиентов, что, как известно из работы [2], приводит к вынужденному рассеянию света с параметрическим перераспределением энергии между модами.



появляется поле изменяющихся во времени градиентов, что, как известно из работы [2], приводит к вынужденному рассеянию света с параметрическим перераспределением энергии между модами.

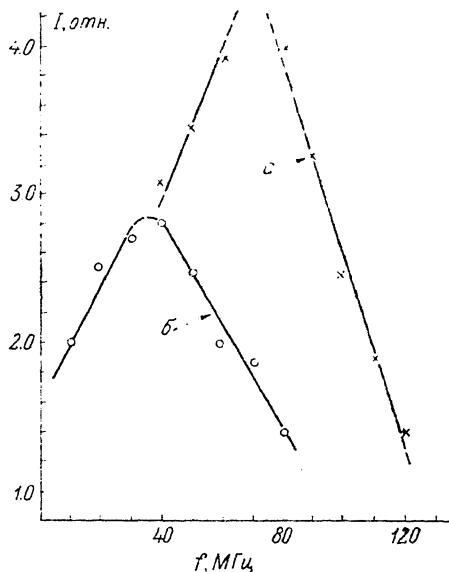


Рис. 1. Спектры излучения полупроводникового гетеролазера на основе InGaAsP при величине тока накачки $I_n = 54$ мА.

Величина порогового тока $I_{п} = 40$ мА; *a* — при накачке ПГЛ без модуляции, *б* — при модуляции тока накачки ПГЛ синусоидальным сигналом с частотой $f = 55$ МГц.

Рис. 2. Относительная зависимость интенсивности отдельных длинноволновых мод ПГЛ от частоты модуляции тока накачки.

a — для $\lambda = 1289.7$ нм, *б* — для $\lambda = 1290.8$ нм.

Поскольку частота модуляции тока накачки меньше частоты электромагнитного поля излучения полупроводникового гетеролазера примерно на шесть порядков, то эффект межмодового взаимодействия с перекачкой излучения вследствие параметрического рассеяния можно считать стационарным. Тем не менее для отдельных длинноволновых мод обнаруживается зависимость их амплитуд от частоты модуляции тока накачки, которая показана на рис. 2 и имеет явно выраженный резонансный характер. Это может быть объяснено неэквидистантностью продольных мод, которая возникает за счет дисперсии материала активного слоя полупроводникового гетеролазера. Межмодовый интервал для продольных мод можно определить из выражения

$$\Delta\omega_m = \omega_{m+1} - \omega_m = \frac{\pi c}{Ln_{гр}} \dots \quad (1)$$

где L — длина резонатора лазера, $n_{гр}$ — групповой показатель преломления.

Особая роль частотной дисперсии полупроводникового материала вблизи края собственного поглощения состоит в том, что собственные частоты мод ω_k, l, m задаются фазовой скоро-

стью света c/n_ϕ , а межмодовые интервалы для соседних типов колебаний с неизменными поперечными индексами определяются групповой скоростью $c/n_{гр}$, которая связана с фазовой соотношением Рэлея

$$n_{гр} = n_\phi + \omega \frac{dn_\phi}{d\omega} \dots \quad (2)$$

Поскольку $dn_\phi/d\omega \neq 0$ эквидистантность спектра продольных мод нарушается.

Изменения $\Delta(\Delta\omega_m)$ можно найти из соотношения

$$\frac{\Delta(\Delta\omega_m)}{\Delta\omega_m} = \frac{\partial}{\partial\omega} \left(\frac{\pi c}{n_{гр} L} \right) = - \frac{\pi c}{n_{гр}^2 L} \frac{\partial n_{гр}}{\partial\omega},$$

откуда следует

$$\Delta(\Delta\omega_m) = - \left(\frac{\pi c}{n_{гр} L} \right) \Delta\omega_m \frac{1}{n_{гр}} \frac{\partial n_{гр}}{\partial\omega} = - (\Delta\omega_m)^2 \frac{1}{n_{гр}} \frac{\partial n_{гр}}{\partial\omega}.$$

Воспользовавшись выражением (2) получим

$$\Delta(\Delta\omega_m) = - (\Delta\omega_m)^2 \left[\omega \frac{d^2 n_\phi}{d\omega^2} + 2 \frac{dn_\phi}{d\omega} \right] \left(n_\phi + \omega \frac{dn_\phi}{d\omega} \right)^{-1} \dots \quad (3)$$

Показатель преломления для инвертированной среды гетеролазера является комплексной величиной

$$n_k = n_\phi + i n_m,$$

где n_ϕ — действительная часть, являющаяся фазовой характеристикой волны; n_m — мнимая часть, которая связана с поглощением (усилением) волны.

Интересующее нас значение n_ϕ можно выразить следующим образом:

$$n_\phi^2 = \epsilon_g + n_m^2 = \epsilon_g + \frac{\alpha^2}{4\omega^2/c^2},$$

где действительная часть диэлектрической постоянной может быть выражена аналитически в приемлемом приближении, а α можно получить из экспериментальных измерений. На рис. 3 показана спектральная зависимость коэффициента усиления измеренная для исследуемого лазера. Выразим коэффициенты при мнимых частях производных I и II порядков показателя преломления n_ϕ через коэффициент усиления и его производную. Абсолютные значения g малы, поэтому членами, содержащими g^2 , в первом приближении можно пренебречь

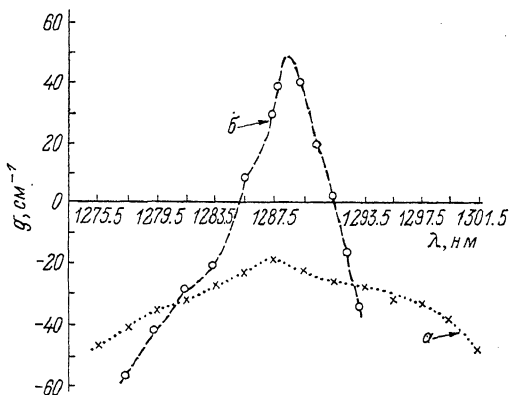


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента усиления ПГЛ для различных токов накачки.

a — допороговый режим излучения, *b* — $I_m = 54$ мА.

$$\frac{dn_\phi}{d\omega} = \left(\frac{c^2}{2\omega^2} g \frac{\partial g}{\partial\omega} \right) \frac{1}{2n_\phi},$$

$$\frac{d^2 n_\phi}{d\omega^2} = \frac{c}{2\omega^2} \left[\left(\frac{\partial g}{\partial\omega} \right)^2 + g \frac{\partial^2 g}{\partial\omega^2} - \frac{4}{\omega} g \frac{\partial g}{\partial\omega} \right] \frac{1}{2n_\phi}.$$

Подставляя эти значения в выражение (3), найдем

$$\Delta(\Delta\omega) = (\overline{\Delta\omega_m})^2 \frac{(\partial g/\partial\omega)^2 + g(\partial^2 g/\partial\omega^2) - 2g/\omega(\partial g/\partial\omega)}{4\omega n_\phi^2/c^2 + g\partial g/\partial\omega}.$$

Принимая члены, содержащие сомножители g , малыми, получим простую формулу для оценки меры неэквидистантности мод собственных колебаний

$$\Delta(\Delta\omega_m) \simeq (\overline{\Delta\omega_m})^2 \frac{c^2}{4\omega n_\phi^2} \left(\frac{\partial g}{\partial\omega} \right)^2 \dots \quad (4)$$

По данным рис. 1 можно оценить частотную зависимость $\overline{\Delta\omega_m}$ для приведенной последовательности мод. Путем графического дифференцирования спектральной зависимости $g(\lambda)$, приведенной на рис. 3, была определена ее производная. Подставляя полученные значения

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].

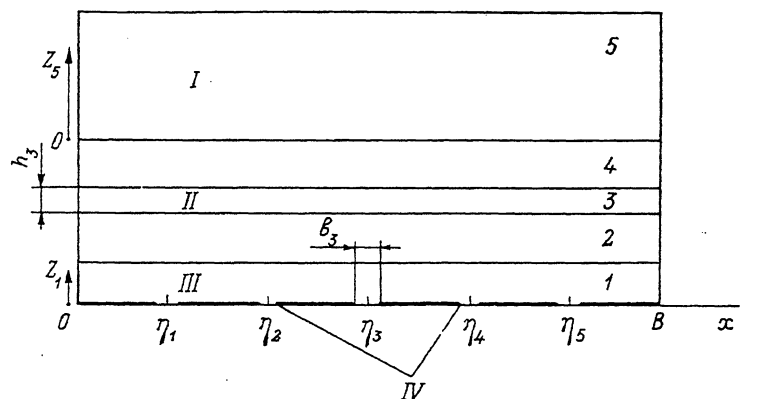


Рис. 1. Геометрическое представление теплофизической модели лазерного кристалла. Число полосковых контактов — пять. I — подложка, II — активный слой, III — контактный слой, IV — полосковые контакты.

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.