

О стабильности процесса самосинхронизации поперечных мод в инжекционном лазере

А.С.Логгинов, К.И.Плисов

Рассмотрена задача о сосуществовании и самосинхронизации поперечных мод в резонаторе инжекционного лазера с параболической неоднородностью диэлектрической проницаемости. Исследована стабильность процесса самосинхронизации и причины его нарушения. Показано, что главной причиной нарушения режима самосинхронизации является появление неэквидистантности поперечных мод вследствие зависимости профиля показателя преломления среды от концентрации неравновесных носителей.

Ключевые слова: инжекционные лазеры, динамика излучения, синхронизация мод, численное моделирование.

1. Введение

Частоты, на которых в настоящее время работают электронные приборы, используемые в оптических линиях связи, близки к предельным. Это серьезный сдерживающий фактор на пути дальнейшего освоения оптического диапазона в системах передачи информации. Для многих из существующих ныне электрических устройств полностью оптических аналогов пока не существует. В связи с этим изучение динамических явлений в активных полупроводниковых средах и структурах весьма актуально. Явление самосинхронизации поперечных мод в инжекционном лазерном диоде (ЛД) может оказаться полезным при создании устройств, обладающих мультистабильной диаграммой направленности и в силу этого используемых для высокочастотной синхронизации полностью оптических устройств, разнесенных в пространстве.

Как правило, при создании ЛД поперечный модовый состав его излучения ограничивают единственной модой, уменьшая ширину активной области и препятствуя тем самым возбуждению поперечных мод более высокого порядка. У большинства современных ЛД, используемых в спектроскопии и информационных системах, в спектре излучения присутствует лишь одна поперечная мода нулевого порядка.

В ранних исследованиях ЛД наблюдавшийся поперечный модовый состав излучения был гораздо богаче, что объясняется ограниченными технологическими возможностями создания лазеров. Эта особенность позволила наблюдать множество динамических явлений [1, 2], понимание которых привело к созданию современных лазерных структур. Так, в лазерах, в активной области которых в процессе выращивания $p-n$ -перехода показатель преломления становился параболически неоднород-

ным, излучающее пятно в ближнем поле в ряде случаев перемещалось вдоль $p-n$ -перехода по синусоидальному закону. Наблюдение этого явления стало возможным лишь благодаря использованию метода электронно-оптической хронографии.

Первые аналитические исследования динамики излучения лазера с параболической неоднородностью диэлектрической проницаемости активной области дали результаты, качественно совпадающие с результатами, наблюдаемыми экспериментально. В частности для газовых лазеров с параболическими зеркалами теоретически было показано, что при совместном существовании нескольких поперечных мод, которые в этом случае описываются полиномами Эрмита–Гаусса, с амплитудами, распределенными по пуассоновскому закону, должно возникнуть синусоидальное сканирование [3].

Поскольку при параболической неоднородности диэлектрической проницаемости активной области ЛД поперечные моды резонатора также будут описываться полиномами Эрмита–Гаусса, то проведенное теоретическое рассмотрение можно считать приближенно справедливым и в случае полупроводниковой среды.

Более поздние полуаналитические исследования совместной генерации нескольких поперечных мод Эрмита–Гаусса в ЛД, проведенные на основе численного решения скоростных уравнений, дали результаты, хорошо согласующиеся с полученными ранее экспериментальными данными [4]. Было четко продемонстрировано дискретное перемещение излучающего пятна в ближнем поле в случае одновременной генерации нескольких поперечных мод (отметим, что до настоящего времени нам не известны работы, в которых этот процесс наблюдался экспериментально в лазерах с параболическими зеркалами).

В работе [5] была показана принципиальная возможность существования режима синхронизации поперечных мод в инжекционном лазере с параболической неоднородностью диэлектрической проницаемости активной области. В настоящей работе анализируются факторы, влияющие на стабильность процесса синхронизации. Полное его моделирование необходимо для оценки влияния фактора продольной распределенности лазерной

А.С.Логгинов, К.И.Плисов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы;
e-mail: as@osc.phys.msu.ru, k_plisov@mail.ru

системы на стабильность режима синхронизации. При использовании скоростных уравнений этот фактор не может быть принят во внимание в силу самой сути усреднения, используемого при выводе этих уравнений.

2. Математическая модель

На рис.1 представлено схематическое изображение рассматриваемой структуры. Предполагается, что лазер длиной L и шириной w имеет активную область шириной w_a и толщиной d , через которую пропускают ток плотностью J . Действительная часть диэлектрической проницаемости вдоль координаты y имеет параболический профиль.

Для детального рассмотрения условий сосуществования поперечных мод в резонаторе ЛД нами была адаптирована стандартная модель [6], основанная на решении уравнения диффузии для неравновесных носителей совместно с параболическим уравнением дифракции для электромагнитного поля; решение последнего строилось на основе метода распространяющегося пучка (МРП). В данном случае нет необходимости следить за большими углами дифракции, и распространение излучения можно с хорошей степенью точности считать параксиальным, т.е. использование МРП представляется вполне адекватным. Математическая адекватность используемого в МРП фурые-преобразования по поперечной координате следует из пространственной ограниченности поля излучения, которая обусловлена сильным волноводным эффектом вследствие усиления активной среды.

Как обычно, полагаем, что в направлении x (рис.1) распределение диэлектрической проницаемости в активной области испытывает скачок, в результате чего в этом направлении формируется волновод:

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \eta_a^2 & \text{внутри активной области,} \\ \eta_p^2 & \text{в эмиттерных слоях.} \end{cases} \quad (1)$$

Уравнение, описывающее процесс распространения излучения в резонаторе, имеет следующий вид:

$$\pm 2ik \frac{\partial \psi_\mu}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\mu}{\partial y^2} + k_0^2 \Gamma \Delta \varepsilon(y, z) \psi_\mu = 0, \quad (2)$$

где $k = k_0 \bar{n}$; $\bar{n}^2 = \Gamma \eta_a^2 + (1 - \Gamma) \eta_p^2$; ψ_μ – электрическое поле (индекс $\mu = f, b$ соответствует двум типам волн – прямой и обратной); $\Delta \varepsilon(y, z)$ – вклад от всех возмущений мнимой и действительной частей диэлектрической про-

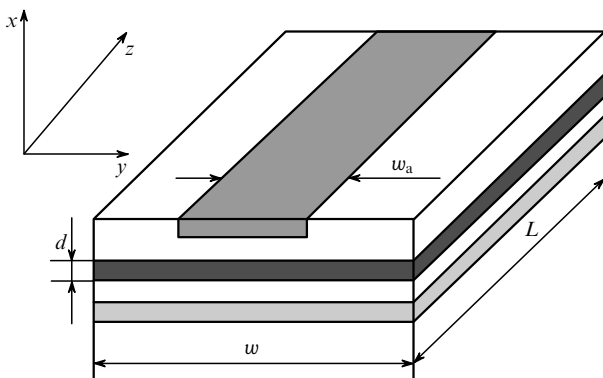


Рис.1. Схема рассматриваемой структуры ЛД.

ницаемости; k_0 – волновое число в вакууме; \bar{n} – эффективный показатель преломления; Γ – коэффициент оптического ограничения.

Начальным условием при решении уравнения (2) служило электрическое поле малой амплитуды со случайным пространственным распределением, что должно соответствовать фону спонтанной рекомбинации. Уравнение (2) однородно по функциям ψ_μ , поэтому понятие «малой амплитуды» для него является неопределенным и приобретает смысл лишь после выбора нормировки электрического поля для уравнения диффузии неравновесных носителей:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{J}{ed} + D_a \frac{\partial^2}{\partial y^2} N - \frac{N}{\tau_{nr}} - \frac{\Gamma g(N)}{d \hbar \omega} (|\psi_f|^2 + |\psi_b|^2). \quad (3)$$

Здесь N – концентрация неравновесных носителей; e – заряд электрона; D_a – коэффициент амбиполярной диффузии; τ_{nr} – время безызлучательной рекомбинации; $g(N) = aN - b$; a, b – коэффициенты, характеризующие вклад в усиление от неравновесных носителей, а также внутренние потери, свойственные материалу активной среды; ω – оптическая частота излучения.

Нормировка в уравнении (3) выбрана так, что интеграл от квадрата амплитуды электрического поля по поперечной координате выражает мощность в ваттах при всех прочих параметрах, взятых в единицах СИ.

Обратное влияние концентрации инвертированных носителей на электрическое поле учитывается в коэффициенте $\Delta \varepsilon$ уравнения (2):

$$\Delta \varepsilon = \frac{a \eta_a R N}{k_0} + i \left(\frac{\eta_a}{k_0} \right) (aN - b) - i \left(\frac{\eta_a}{k_0} \right) (1 - \Gamma) \frac{\alpha_p}{\Gamma}, \quad (4)$$

где R – антиволноводный параметр; α_p – коэффициент потерь в пассивных областях.

Уравнение (2) решалось методом многократного прохождение излучения в активной среде вперед и назад по резонатору. После каждого обхода резонатора оптической волной распределение инверсии, возникающее вследствие выжигания инвертированных носителей полем прямой и обратной волн, пересчитывалось согласно уравнению (3). Благодаря этому в модели фактически учитывалось взаимодействие прямой и обратной волн излучения через нелинейность активной среды. В случае пренебрежения их взаимодействием легко упустить из виду явление каналирования излучения, всегда проявляющееся в ЛД с широким контактом после определенного превышения порогового тока. Эффект каналирования неизбежно приводит к разрушению исходно заданной модовой структуры невозмущенного резонатора и к невозможности существования режима синхронизации.

Существенная общность МРП, который по сути является лишь способом решения параболического уравнения дифракции, определяет последующие усилия по выявлению и конкретизации результатов расчета. Такими результатами являются пространственно-временная картина ближнего поля излучения и временная зависимость изменения концентрации инвертированных носителей.

Одной из главных особенностей решения, полученного на основе использования МРП, является существование характерного временного масштаба – периода полного пробега излучением резонатора. Это влечет за собой невозможность наблюдения нескольких продольных

мод, поскольку мы оказываемся постоянно привязанными к процессу, ширина спектрального окна которого строго равна спектральному интервалу между соседними продольными модами.

Как следует из ранее выполненных экспериментов, характерное число поперечных мод, прилежащих к одной продольной, не превышает десяти и при благоприятном спектральном профиле коэффициента усиления не зависит от порядка продольной моды. Главным фактором, определяющим это число, является соотношение спектральных интервалов между продольными и поперечными модами. Число поперечных мод, прилежащих к одной продольной, зависит от размера активной области и заданного технологически профиля диэлектрической проницаемости.

Таким образом, после расчета хронограммы ближнего поля излучения мы можем надеяться на выделение около десяти поперечных мод. Сама по себе генерация нескольких поперечных мод еще не говорит о том, что результатом их сложения будет стабильный во времени процесс пространственного сканирования излучения в ближнем и дальнем полях. Для его возникновения необходимо добиться выполнения двух условий: амплитуда каждой из мод должна оставаться постоянной, а частотный интервал между ними должен быть эквидистантным.

Для выполнения второго требования можно исходно создать структуру, в которой по параболическому закону меняется профиль диэлектрической проницаемости. Однако то, что справедливо для пассивного резонатора, вовсе необязательно оказывается справедливым для лазера, представляющего собой принципиально нелинейное устройство. При исходно эквидистантных модах изменение во времени диэлектрической проницаемости вследствие выжигания полем инверсной населенности вполне может привести к отстройке спектра мод от эквидистантного и нарушить тем самым стабильность режима синхронизации во времени. Зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости от концентрации неравновесных носителей обуславливает зависимость амплитуд генерируемых мод от времени.

Для оценки как постоянства амплитуд мод, так и эквидистантности спектральных интервалов между ними необходимо выделить каждую моду из совместного распределения интенсивности излучения. Для этого нужно рассчитать временной спектр ближнего поля, начиная с момента завершения переходного процесса установления генерации.

Понятно, что точность расчета спектрального интервала между модами зависит от продолжительности наблюдения процесса генерации. Полная ширина доступного для наблюдения спектра, как уже было отмечено, определяется временем полного обхода излучением резонатора. Таким образом, погрешность в оценке точности измерения спектрального интервала мод есть

$$\Delta\nu = \frac{1}{T} = \frac{c}{2Ln_{gr}N_{rt}}, \quad (5)$$

где T – время наблюдения процесса; c – скорость света; n_{gr} – групповой показатель преломления; N_{rt} – число обходов излучением резонатора после установления режима генерации, на протяжении которых происходит фиксация интегральной картины излучения. Следовательно, для оценки межмодовой частоты с точностью

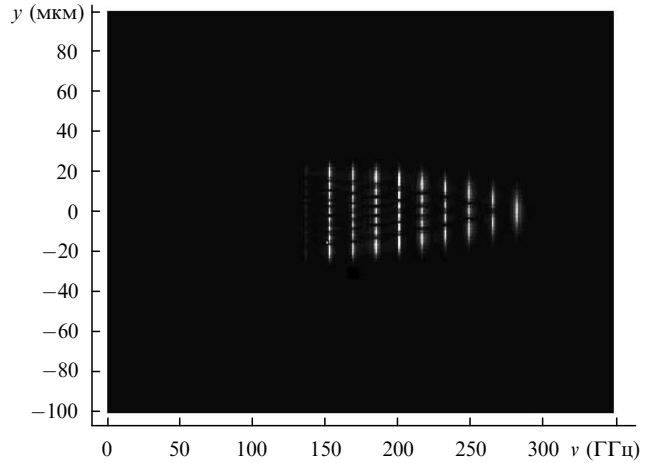


Рис.2. Расчетный спектр многомодовой (по поперечным модам) генерации.

10 МГц при длине резонатора 300 мкм требуется более 10^4 проходов.

Типичный результат расчета спектрально-пространственного распределения излучения, наглядно демонстрирующего дискретную структуру возбуждаемых поперечных мод, представлен на рис.2. Как показывает расчет, моды с хорошей точностью ортогональны друг другу, поэтому, интегрируя хронограмму ближнего поля по найденным профилям мод, можно определить изменение во времени амплитуд каждой из них. Понятно, что при этом мы используем предположение о неизменности пространственного профиля каждой из мод после завершения переходного процесса. Определение амплитуд мод по картине ближнего поля во время переходного процесса с помощью описанной методики лишено всякого смысла и может привести к непредсказуемым результатам.

Формально процедуру нахождения амплитуд мод из распределения излучения в ближнем поле можно записать следующим образом. Если $E(y, t)$ – рассчитанное ближнее поле излучения, то

$$S(y, \omega) = \int_{t_{th}}^{+\infty} E(y, t) \exp(i\omega t) dt, \quad (6)$$

$$A_n(t) = \int_{-w/2}^{+w/2} E(y, t) S_n^*(y) dy,$$

где $S_n(y) \equiv S(y, \omega_n)$ – профиль n -й поперечной моды; $n = 1, \dots, N$; N – число генерируемых поперечных мод; t_{th} – время протекания переходного процесса; $S(y, \omega)$ – полный спектр; A_n – амплитуда n -й моды.

3. Факторы, влияющие на отклонение спектральных интервалов от эквидистантности

Спектр поперечных мод может оказаться неэквидистантным вследствие двух основных причин – вклада неравновесных носителей в величину диэлектрической проницаемости и их выжигания полем излучения и влияния ширины активной области на спектр мод.

Качественная оценка влияния нелинейного вклада в диэлектрическую проницаемость на эквидистантность спектральных интервалов поперечных мод может быть получена из следующих соображений. Уравнение, кото-

рому удовлетворяют поперечные моды электрического поля в отсутствие инверсии, имеет вид:

$$B_m'' + \left[(\kappa_y)_m^2 - \frac{\omega_0^2}{c^2} \varepsilon_0 \frac{y^2}{s^2} \right] B_m = 0$$

где s – параметр параболической неоднородности.

После того как из-за инжектированных носителей в диэлектрической проницаемости появляется дополнительный вклад (возмущение), собственные значения, соответствующие возмущенной диэлектрической проницаемости, также изменяются. Предполагая, что возмущение диэлектрической проницаемости и собственных значений имеет первый порядок малости, тогда как возмущения собственных функций соответствуют более высокому порядку малости, для поправки к собственным значениям мод можем записать:

$$S_n'' + \left[-\frac{\omega_0^2}{c^2} (\varepsilon + \tilde{\varepsilon}) + \kappa_n^2 + \tilde{\kappa}_n^2 \right] S_n = 0, \quad (7)$$

где

$$\tilde{\kappa}_n^2(t) = \frac{\omega_0^2}{c^2} \int_{-w/2}^{w/2} S_n(y) \tilde{\varepsilon}(y, t) S_n^*(y) dy;$$

$\tilde{\varepsilon}(y, t)$ – возмущение диэлектрической проницаемости, зависящее от времени и поперечной координаты. При этом полагается, что функции $S_n(y)$ нормированы на единицу и ортогональны.

Поскольку собственные значения, соответствующие невозмущенным собственным функциям, эквидистантны, неэквидистантность в результирующем спектре может возникнуть исключительно за счет неэквидистантности возмущений собственных значений. Если обозначить через

$$\Delta \varepsilon_n(t) = \int_{-w/2}^{w/2} S_n(y) \tilde{\varepsilon}(y, t) S_n^*(y) dy - \int_{-w/2}^{w/2} S_{n+1}(y) \tilde{\varepsilon}(y, t) S_{n+1}^*(y) dy \quad (8)$$

разность возмущений диэлектрической проницаемости n -й и соседствующей с ней $n+1$ -й моды, то неэквидистантность спектральных интервалов, прилежащих к n -й и m -й модам, можно представить следующей последовательностью соотношений:

$$\begin{aligned} \frac{\omega_m}{c} \varepsilon_0^{1/2} &= k_0 + \frac{\kappa_m^2}{2k_0}, \\ \Delta \omega_m &= \frac{c}{2k_0 \varepsilon_0} (\kappa_{m+1}^2 - \kappa_m^2), \\ \Delta \omega_{mn} &= \Delta \omega_m - \Delta \omega_n, \\ \Delta \omega_{mn}(t) &= \frac{c}{2k_0 \varepsilon_0} \frac{\omega_0^2}{c^2} \operatorname{Re}[\Delta \varepsilon_m(t) - \Delta \varepsilon_n(t)], \\ \Delta v_{mn}(t) &= \frac{\omega_0}{4\pi \varepsilon_0} \operatorname{Re}[\Delta \varepsilon_m(t) - \Delta \varepsilon_n(t)], \end{aligned} \quad (9)$$

где ω_0 – частота генерации; ε_0 – невозмущенное значение диэлектрической проницаемости. Возмущение диэлектрической проницаемости, вообще говоря, зависит от времени и представляет собой, как правило, осциллирующую

вблизи среднего значения функцию. Для качественной оценки неэквидистантности можно использовать это среднее значение.

Ширина активной области является основным параметром, определяющим число мод, которые могут существовать в ее пределах. От нее зависит количество энергии, вкладываемой в каждую моду. Изменение ширины активной области влечет за собой изменение соотношения амплитуд мод. В ряде случаев это позволяет управлять контрастностью интерференционной картины совокупного распределения излучения.

В направлении оси y лазерную структуру можно считать неограниченной в том смысле, что модовая структура поля в этом направлении не зависит от условий на физических границах резонатора. Роль краевых условий в данном случае играют границы активной области. Отсюда вытекает ограничение на ее минимальную ширину: собственное значение, соответствующее резонатору с шириной, равной ширине активной области, должно быть много меньше собственных значений полиномов Эрмита – Гаусса, возникающих при задании параболического профиля диэлектрической проницаемости

$$\left(\frac{\pi m}{w_a} \right)^2 \ll \frac{2k_0(m+1/2)}{s}. \quad (10)$$

В противном случае модовая структура формируется отнюдь не за счет параболической неоднородности и нельзя рассчитывать на эквидистантность в спектре поперечных мод. Достоинство модели, основанной на использовании МРП, состоит в учете этого обстоятельства, что является большим преимуществом в сравнении с моделью, основанной на скоростных уравнениях, где условие (10) предполагается исходно выполненным.

4. Результаты и их обсуждение

При моделировании с помощью МРП динамических процессов, протекающих в ЛД с синхронизованными поперечными модами, сразу же было отмечено, что во многих случаях совместная генерация поперечных мод позволяет наблюдать режим отчетливого сканирования лишь на ограниченном промежутке времени. Далее этот режим сбивается и по прошествии определенного промежутка времени вновь восстанавливается (рис.3).

На рис.3,а представлена хронограмма ближнего поля излучения на достаточно большом промежутке времени. В процессе синхронизации принимают участие четыре моды. Спектральный межмодовый интервал, определяющий частоту сканирования, равен примерно 4.2 ГГц. Четкое синусоидальное сканирование с этой частотой хорошо видно на рис.3,б. Наблюдаемая на рис.3,а зернистость является артефактом визуализации. В силу значительно большего временного масштаба рис.3,а по сравнению с рис.3,б и в процесс сканирования на нем не поддается разрешению и видна лишь группа «непрерывно» светящихся областей, которые соответствуют фиксированному набору дискретных положений излучающего пятна на выходном зеркале.

Аналогичные явления наблюдались в проведенных ранее экспериментах (рис.4). Бесспорно, такое согласие с экспериментом не может не радовать. Однако главной задачей является получение стабильной картины сканирования. Из соотношения (10) следует, что собственные

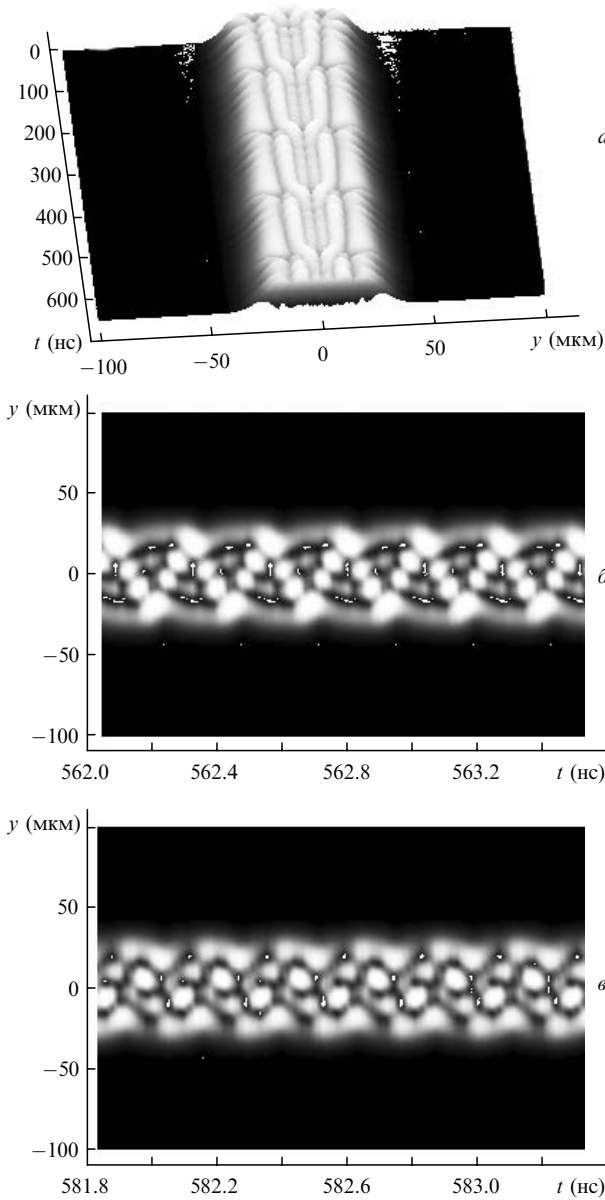


Рис.3. Расчетные хронограммы ближнего поля при генерации четырех мод – интегральная (по времени) хронограмма (а), участок синусоидального сканирования (б) и участок без синусоидального сканирования (в).

значения мод активной области растут значительно быстрее собственных значений мод волновода, образованного параболическим профилем диэлектрической проницаемости; таким образом, для высших поперечных мод появляется дополнительный фактор отстройки спектральных интервалов от эквидистантности. Для устране-

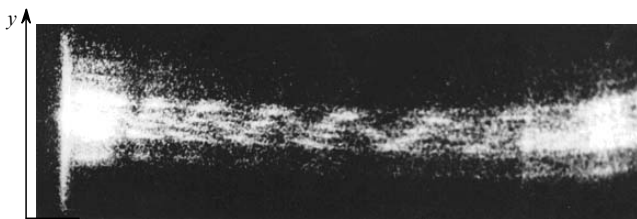


Рис.4. Экспериментальная хронограмма ближнего поля излучения лазера с синхронизованными поперечными модами. Время развертки ~ 1 нс.

ния влияния ширины активной области на неэквидистантность мод последняя выбиралась такой, чтобы соотношение (10) выполнялось для всех генерируемых мод.

Для проверки утверждения о том, что оставшийся вклад в неэквидистантность полностью определяется влиянием неравновесных носителей, нами была проведена серия численных экспериментов, в которых сначала фиксировалась мощность излучения и изменялся антиволноводный параметр лазерной структуры, а затем, наоборот, фиксировался антиволноводный параметр и пропорционально его предыдущим изменениям менялась мощность излучения. Такое изменение параметров обеспечивало постоянство их произведения, которое дает вклад непосредственно в возмущение диэлектрической проницаемости. Численный расчет показал, что в пределах точности, обеспечиваемой параметрами расчета, величина отстройки спектрального интервала от эквидистантного не зависит от того, что меняется – мощность излучения или антиволноводный параметр, если их произведение остается постоянным.

Отклонение межмодовых спектральных интервалов от эквидистантности рассчитывалось непосредственно по вычисленному ближнему полю в соответствии с (6). Располагая пространственно-временной зависимостью ближнего поля излучения, можно рассчитать временной спектр, который, в свою очередь, определяет положение мод и позволяет вычислить спектральные интервалы между ними, а тем самым и их отклонение от эквидистантности. Расчетные параметры приведены ниже.

Длина волны излучения λ (мкм)	0.82
Длина резонатора L (мкм)	300
Ширина резонатора w (мкм)	200
Ширина активной полоски w_a (мкм)	75
Суммарная толщина активных слоев D_a (мкм)	0.06
Коэффициент отражения «глухого» зеркала R_1	1
Коэффициент отражения выходного зеркала R_2	0.9
Показатель преломления активной области n_a	3.6
Показатель преломления пассивных областей n_p	3.3
Коэффициент оптического ограничения Γ	0.1
Эффективный групповой показатель преломления n_{gr}	3.4
Антиволноводный параметр R	1.8
Коэффициент параболической неоднородности s (см)	0.315
Коэффициент a (см ²)	1.5×10^{-15}
Коэффициент b (см ⁻¹)	150
Нерезонансные волноводные потери	
в пассивных областях α_p (см ⁻¹)	10
Время жизни носителей τ_c (нс)	1
Плотность тока накачки J (А/см ²)	170
Коэффициент амбиполярной диффузии D_a (см ² /с)	33
Число полных проходов излучения по резонатору	60000
Число полных проходов излучения по резонатору,	
для которых рассчитывался временной спектр	55000

Расчитанные спектральные интервалы представлены на рис.5, из которого следует, что отстройка от эквидистантности составляет приблизительно 5 МГц, что полностью согласуется с периодом нарушения процесса синхронизации (рис.3,а).

В конечном итоге можно заключить, что в отсутствие механизма компенсации отстроек спектральных интервалов суперпозиция совместно существующих поперечных мод в ЛД планарной геометрии не может привести к получению стабильного режима их самосинхронизации. Самовоздействие электрического поля через нелинейную среду и влияние ограниченности ширины активной области приводят к отстройке спектральных интервалов от эквидистантности, что проявляется в периодическом на-

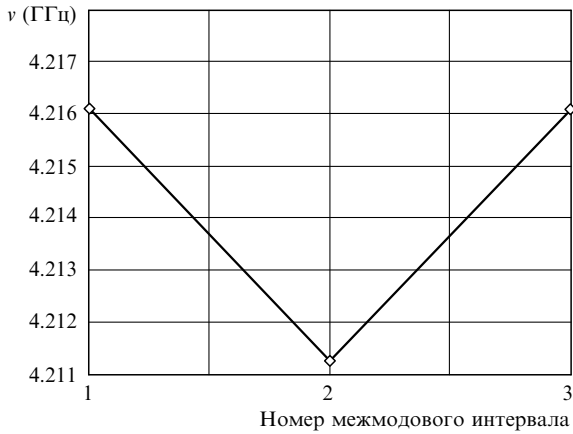


Рис.5. Расчетные значения межмодовых интервалов.

рушении и возобновлении гармонического закона сканирования излучения. Если с влиянием ширины активной области на модовый состав излучения можно сравнительно легко справиться, то задача компенсации возмущения показателя преломления при выжигании инверсии заслуживает дальнейшего рассмотрения.

5. Выводы

Метод распространяющегося пучка адаптирован и использован для построения модели, которая описывает процесс совместной генерации поперечных мод в инжекционном лазере. Показано, что выбор ширины активной области позволяет устранить ее влияние на нарушение эквидистантности поперечных мод. С помощью развитого метода получено подтверждение того, что основной причиной нарушения синхронного режима генерации поперечных мод является возмущение диэлектрической проницаемости вследствие выжигания инверсии электромагнитным полем и изменения собственных значений мод.

1. Вышло С.С., Иванов Л.П., Логгинов А.С., Сенаторов К.Я. *Письма в ЖТФ*, **13**, 131 (1971).
2. Курьлев В. В., Логгинов А. С., Сенаторов К. Я. *Письма в ЖТФ*, **8**, 317 (1968).
3. Auston D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 420 (1968).
4. Логгинов А. С., Плисов К.И. *Laser Phys.*, **14** (8), 1105 (2004).
5. Логгинов А.С., Плисов К.И. *Квантовая электроника*, **32** (6), 553 (2002).
6. Agrawal G. J. *Appl. Phys.*, **56**, 3100 (1984).