

# Излучение оптически связанных полупроводниковых лазеров

П.В.Борисов, Ю.А.Быковский, К.Б.Дедушенко, М.В.Зверков

*Исследованы характеристики излучения системы, состоящей из двух когерентно связанных полупроводниковых лазеров. Установлено, что в зависимости от параметров системы реализуются различные режимы генерации. При сильной связи в некоторых интервалах частотных расстройках возникают глубокие стохастические пульсации интенсивности излучения. Существуют критические токи накачки, выше которых флуктуации существуют при всех расстройках и происходит катастрофическое падение (коллапс) когерентности. В спектре мощности шума наблюдаются две независимые составляющие – низкочастотная и субнизкочастотная. Получено подавление шума при использовании спектрально-селективной связи.*

**Ключевые слова:** оптически связанные полупроводниковые лазеры, частотные расстройки, генерация.

## Введение

Изучение оптического взаимодействия двух полупроводниковых лазеров имеет большое значение для понимания свойств ансамблей оптически связанных лазеров. Множество экспериментальных и теоретических исследований было посвящено связанным инжекционным лазерам, два плоских резонатора которых имели малый (порядка нескольких длин световой волны) зазор между ними. Эти лазеры получили название  $C^3$ -лазеров (см. библиографию в [1–4]).

Поведение двух лазеров с большой длиной связи, у которых время пробега световой волны от одного лазера к другому соизмеримо с характерными внутренними лазерными временами, изучалось гораздо меньше. В таком случае из-за наличия задержки сложность динамики системы существенно повышается [5–9]. В частности, в этих системах были обнаружены глубокие стохастические пульсации выходной мощности, сопровождаемые катастрофическим падением когерентности [7].

В практическом аспекте изучение взаимодействия двух лазеров представляет большой интерес, например применительно к созданию фазовых экранов из набора когерентных излучателей, управляемых одним источником. Эксперименты настоящей статьи были поставлены с целью выяснения влияния параметров системы двух связанных лазеров на характеристики излучения.

## 1. Уравнения динамики связанных лазеров

Методы анализа связанных лазеров рассмотрены в обзоре [10], однако теоретические модели, используемые для лазеров других типов, мало пригодны для полупроводниковых лазеров из-за сильной оптической нелинейности их активной среды, высокой интенсивности спон-

танного излучения, сравнительно малых коэффициентов отражения зеркал, делающих некорректными предположения о консервативности системы при поиске модовых решений. В силу этих причин задача построения вполне приемлемой теории связанных лазеров еще не решена. Здесь мы ограничимся простой моделью двух лазеров с плоскими резонаторами, связанных между собой посредством промежуточной оптики. Напряженность электрического поля  $E_j$  ( $j = 1, 2$ ) каждого из них удовлетворяет уравнениям [7]

$$\begin{aligned} \frac{dE_1(t)}{dt} &= \left[ -i\omega_1 + \frac{1}{2}\Delta G_1(1 - i\alpha_1) \right] E_1(t) \\ &+ k_1 E_2(t - \tau) + F_1(t), \\ \frac{dE_2(t)}{dt} &= \left[ -i\omega_2 + \frac{1}{2}\Delta G_2(1 - i\alpha_2) \right] E_2(t) \\ &+ k_2 E_1(t - \tau) + F_2(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega_j$  – резонансная угловая частота  $j$ -го одиночного лазера;  $\Delta G_j$  – отличие усиления в нем от порогового значения;  $\alpha_j$  – фактор уширения линии;  $F_j$  – сила Ланжевена;  $\tau$  – время пробега световой волны от одного лазера к другому; коэффициент связи  $k_j$  описывает добавку к полю за счет инжекции излучения и эффективность оптического согласования лазеров. Напряженность поля нормирована таким образом, что  $|E_j|^2 = J_j$  – плотность фотонов в резонаторе.

Концентрация носителей заряда  $N_j$  подчиняется уравнению

$$\frac{dN_j}{dt} = J_j - \frac{N_j}{\tau_{ej}} - G_j |E_j|^2, \quad (2)$$

где  $J_j$  – скорость накачки;  $G_j$  – усиление;  $\tau_{ej}$  – спонтанное время жизни носителей. Будем считать, что система находится в синхронизованном состоянии, т. е. генерация идет на общей частоте. Для разделения комплексного уравнения на два вещественных для медленных функций

времени – интенсивности  $I_j$  и фазы  $\varphi_j$  – используем запись  $E_j(t) = \sqrt{I_j} \exp(-i\varphi_j - i\omega t)$ , где  $\varphi_1(t) - \varphi_2(t - \tau) = \Delta\varphi_1$ ;  $\varphi_2(t) - \varphi_1(t - \tau) = \Delta\varphi_2$ .

Разложим усиление  $G_j$  в ряд по концентрации носителей вблизи пороговой концентрации  $N_{thj}$  с точностью до линейного члена:

$$G_j(N_j) = G_j(N_{jth}) + g_j \Delta N_j,$$

где  $g_j = \partial G_j / \partial N_j$ ;  $\Delta N_j = N_j - N_{jth}$ ;  $G_j(N_{jth})$  равно потерям в резонаторе  $\Gamma_j$ . В стационарных условиях для малого отклонения усиления от порогового усиления  $|g_j \Delta N_j| \ll G_j(N_{jth})$  из (2) получим

$$I_j = I_{0j} - \frac{\Delta N_j}{\Gamma_j} \left( \frac{1}{\tau_{ej}} + g_j I_{0j} \right), \tag{3}$$

где  $I_{0j}$  – плотность фотонов в  $j$ -м одиночном лазере. Из (2) следует, что  $I_{0j} = (J_j - J_{jth}) / \Gamma_j$ , где  $J_{jth} = N_{0j} / \tau_{ej}$  – пороговая скорость накачки.

В стационарных условиях  $\Delta\varphi_1 = -\Delta\varphi_2 = \Delta\varphi$ ,  $I_j(t - \tau) = I_j(t) = I_j$ . Тогда, обозначив  $\tan \psi_j = 1/\alpha_j$ , получим систему из шести уравнений, описывающую стационарное состояние двух полупроводниковых лазеров при оптическом взаимодействии:

$$I_1 = I_{01} - \frac{\Delta G_1}{\Gamma_1} \left( \frac{1}{g_1 \tau_{e1}} + I_{01} \right),$$

$$I_2 = I_{02} - \frac{\Delta G_2}{\Gamma_2} \left( \frac{1}{g_2 \tau_{e2}} + I_{02} \right),$$

$$\Delta G_1 + 2k_1 \left( \frac{I_2}{I_1} \right)^{1/2} \cos(\omega\tau + \Delta\varphi) = 0, \tag{4}$$

$$\Delta G_2 + 2k_2 \left( \frac{I_1}{I_2} \right)^{1/2} \cos(\omega\tau - \Delta\varphi) = 0,$$

$$\omega_1 - \omega = k_1 \left( \frac{I_2}{I_1} \right)^{1/2} (\alpha_1^2 + 1)^{1/2} \cos(\omega\tau + \Delta\varphi - \psi_1),$$

$$\omega_2 - \omega = k_2 \left( \frac{I_1}{I_2} \right)^{1/2} (\alpha_2^2 + 1)^{1/2} \cos(\omega\tau - \Delta\varphi - \psi_2).$$

Здесь  $I_1, I_2, \Delta G_1, \Delta G_2, \omega, \Delta\varphi$  – неизвестные;  $\Delta G_j = g_j \Delta N_j$ . Эта система имеет множество решений. Отметим, что не все из них могут быть устойчивыми.

Для упрощения анализа положим, что при небольших изменениях параметров лазеров отношение  $I_2/I_1$  остается постоянным. Тогда достаточно рассмотреть только последние четыре уравнения из (4). На рис.1 показаны функции  $\omega_1, \omega_2, \Delta G_1$  и  $\Delta G_2$  от  $\omega$ , построенные в этом приближении. Горизонтальные штриховые прямые соответствуют заданным резонансным частотам лазеров  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . При изменении разности фаз  $\Delta\varphi$  кривые 1 сдвигаются в одну сторону, кривые 2 – в другую, и при некотором  $\Delta\varphi$  точки пересечения штриховых прямых с кривыми  $\omega_1$  и  $\omega_2$  оказываются одна под другой (см. рис.1). Соответствующая частота  $\omega$  и усиления  $\Delta G_1$  и  $\Delta G_2$  являются одним из решений системы уравнений. Точек пересечения может быть несколько, но генерация возникнет на частоте, дающей наибольшее усиление.

При большой разности собственных частот резонаторов  $\omega_2 - \omega_1$  (превышающей амплитуду косинусоиды) не

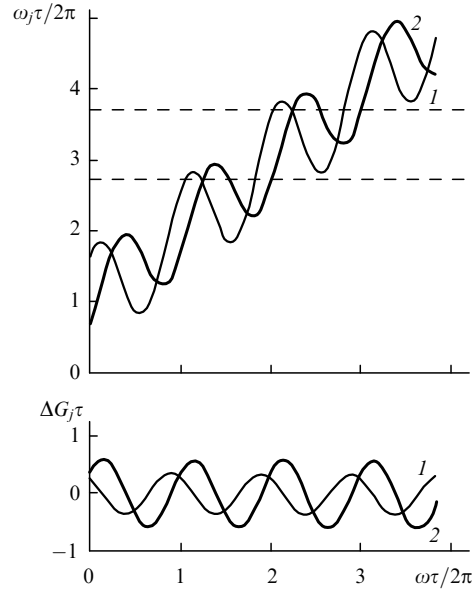


Рис.1. Нормированные функции  $\omega_1, \omega_2, \Delta G_1, \Delta G_2$  нормированной частоты  $\omega$  при  $I_2/I_1 = 0.8, \Delta\varphi = 0, \alpha = 4, \tau = 10$ .

существует частоты  $\omega$ , на которой возможна совместная генерация. Из двух последних уравнений системы (4) можно получить условие для частотной расстройки, при которой совместная генерация существует:

$$|\omega_1 - \omega_2| \leq \left[ k_1^2 \frac{I_2}{I_1} (\alpha_1^2 + 1) + k_2^2 \frac{I_1}{I_2} (\alpha_2^2 + 1) \right]^{1/2}. \tag{5}$$

Для существования более чем одной частоты совместной генерации  $\omega$  необходимо, чтобы существовала отрицательная производная функции  $\omega_j(\omega)$ , т.е. выполнялись условия  $\tau^2 k_1^2 (I_2/I_1) (\alpha_1^2 + 1) > 1$  и  $\tau^2 k_2^2 (I_1/I_2) (\alpha_2^2 + 1) > 1$ . При перемножении этих неравенств получаем

$$\tau^4 k_2^2 k_1^2 (\alpha_1^2 + 1) (\alpha_2^2 + 1) > 1. \tag{6}$$

Если это условие не выполнено, то для заданных собственных частот резонаторов  $\omega_2$  и  $\omega_1$  существуют единственная разность фаз  $\Delta\varphi_0$  и единственная частота  $\omega_0$ , на которой возможна совместная генерация. Если же при этой разности фаз  $\Delta\varphi_0$  и частоте совместной генерации  $\omega_0$  выполнено условие  $\Delta G > 0$ , то устойчивой генерации на одной частоте не будет. Следовательно, при определенных параметрах системы генерация на одной общей частоте не происходит ни при каких токах накачки даже при очень близких собственных частотах, удовлетворяющих условию (5). Это объясняет, почему в некоторых случаях не удается наблюдать синхронизацию лазеров с близкими собственными длинами волн ( $\Delta\lambda < 1$  нм).

При изменении параметров системы кривые на рис.1 изменяются, следовательно, изменяются частота  $\omega$  и усиление. Пусть лазерные диоды накачиваются прямоугольными импульсами тока. Тогда в течение импульса они нагреваются, вследствие чего происходит увеличение оптических длин резонаторов, что вызывает изменение частотной расстройки  $\omega_2 - \omega_1$  и разности фаз  $\Delta\varphi$ . Это в свою очередь приводит к перестройке частоты и, согласно первым двум уравнениям системы (4), возникновению модуляции мощности излучения. Аналогичная ситуация имеет место при непрерывном изменении тока накачки, что приводит к сильной нелинейности ватт-амперных характеристик (ВгАХ), о чем будет сказано ниже.

Применимость одномодовой модели может вызвать сомнения, поскольку полупроводниковые лазеры, как известно, имеют тенденцию к многомодовой генерации; к тому же система из двух лазеров с большим расстоянием между ними обладает очень высокой плотностью спектра мод. Однако сложная конфигурация составного резонатора обеспечивает резкие различия в потерях мод, и при генерации на одной частоте одномодовое приближение представляется приемлемым.

## 2. Методика и результаты эксперимента

В наших экспериментах два лазера были оптически связаны микрообъективами. Часть излучения каждого из них с помощью делительных зеркал направлялась в монохроматор, позволявший визуально наблюдать спектры с помощью электронно-оптического преобразователя и регистрировать интенсивность спектральных линий лавинным фотодиодом. Для измерений с высоким спектральным разрешением перед монохроматором помещался эталон Фабри–Перо. Уровень оптической связи плавно регулировался с помощью аттенюатора. Расстояние между лазерами  $l$  могло изменяться от 2 до 80 см. Принимались меры для того, чтобы отраженное от элементов оптической схемы излучение не попадало обратно в лазер и не влияло заметным образом на его работу.

В опытах использовались полупроводниковые AlGaAs-лазеры с плоскими резонаторами длиной от 200 до 800 мкм, генерирующие в области длин волн 0.8 мкм. Они имели обычную активную область или активный слой с одиночной квантовой ямой. Изначально подбирались пары с близкими собственными длинами волн, разность которых не превышала 1.5 нм. В режиме свободной генерации лазеры работали на одной или нескольких продольных модах. Настройка на оптическую связь производилась по сигналу фототока на каждом из них, а более точно – по изменению спектра и мощности излучения. Регулировка относительного положения собственных частот осуществлялась подстройкой температуры диодов, а при импульсной модуляции тока еще и задержкой между импульсами.

В ряде опытов для управления спектром один из лазеров имел внешний резонатор длиной 2 см с дифракционной решеткой, работающей в автоколлимационном режиме. Сигнал с фотодиодов поступал на осциллограф или спектральный анализатор.

Когерентное взаимодействие лазеров снижает порог генерации, изменяет спектр и мощность излучения. На рис.2 представлена типичная пороговая кривая. Генерация имеет место для токов накачки первого ( $i_1$ ) и второго ( $i_2$ ) лазеров за пределами области, ограниченной кривой. Чем сильнее связь, тем дальше пороговая кривая от прямых линий, соответствующих пороговым токам при свободной генерации ( $i_{1th}$ ,  $i_{2th}$ ). Данные рис.2 получены при максимальном в условиях эксперимента уровне связи.

При оптическом взаимодействии на ВтАХ появляются ондуляции, амплитуды которых зависят от токов и коэффициента связи. При свободной генерации ВтАХ за порогом были линейными, и если один из связанных лазеров не накачивался, то ондуляции были невелики, что указывает на второстепенную роль отражения от его зеркала при правильной юстировке системы.

Существенное влияние на параметры излучения одного лазера другой начинает оказывать, когда его ток на-

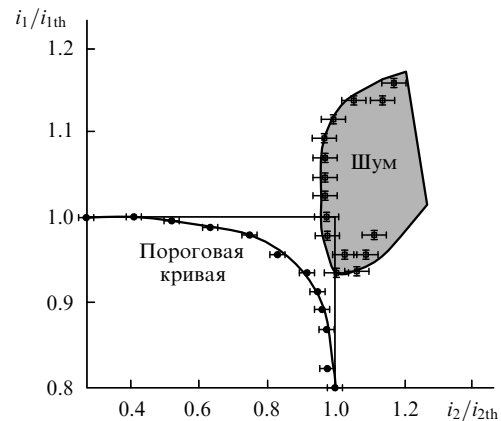


Рис.2. Пороговая диаграмма двух связанных лазеров (расчетная кривая и экспериментальные точки) и граница области коллапса когерентности при  $l = 0.8$  м.

качки превышает примерно 80 % порогового тока при свободной генерации, т. е. когда в его активной среде достигается достаточное усиление вводимого излучения.

При слабой связи мощность и длина волны излучения с увеличением тока (с током меняется частотная расстройка) испытывают плавные и небольшие по амплитуде колебания (ондуляции) относительно мощности и длины волны при свободной генерации, причем ондуляции занимают только часть ВтАХ, т. к. в этом случае интервал расстроек (5), на котором происходит синхронизация системы, невелик. С ростом связи ондуляции приобретают форму ступенек (рис.3,а, б), появление которых обусловлено переключением мод (второй режим генерации). В общем случае переключения между модами в некотором интервале тока происходят многократно, т. е. интегральная мощность скачет вверх-вниз. Если зафиксировать ток, при котором происходят переключения, то выходная мощность имеет вид случайного телеграфного сигнала, т. е. случайным образом скачком переходит с одного значения на другое.

Скачки мод могут захватывать большие интервалы тока накачки, приводя к кажущейся неоднозначности ВтАХ (см. рис.3,б). Ширина этих интервалов зависит как от тока, что видно из рис.3,б, так и от других параметров.

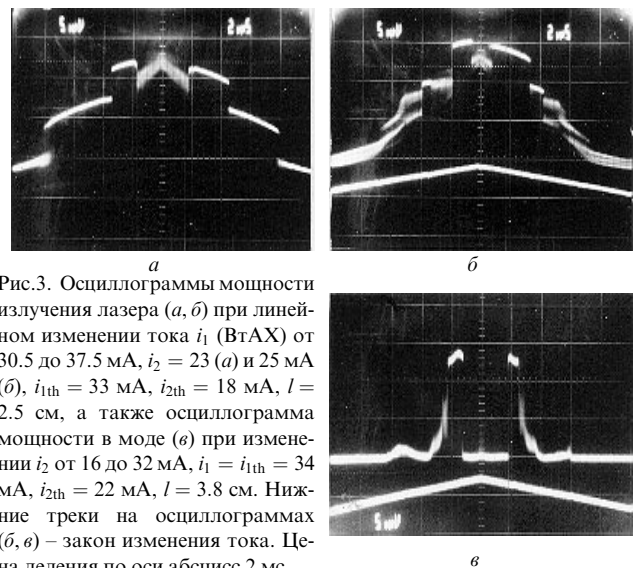


Рис.3. Осциллограммы мощности излучения лазера (а, б) при линейном изменении тока  $i_1$  (ВтАХ) от 30.5 до 37.5 мА,  $i_2 = 23$  (а) и 25 мА (б),  $i_{1th} = 33$  мА,  $i_{2th} = 18$  мА,  $l = 2.5$  см, а также осциллограмма мощности в моде (в) при изменении  $i_2$  от 16 до 32 мА,  $i_1 = i_{1th} = 34$  мА,  $i_{2th} = 22$  мА,  $l = 3.8$  см. Нижние треки на осциллограммах (б, в) — закон изменения тока. Цена деления по оси абсцисс 2 мс.

Известно, что скачки мод наблюдаются и в одиночных лазерах, но в связанных лазерах сопутствующие колебания выходной мощности из-за спектральной селективности во много раз больше, причем при определенном выборе параметров системы скачки мод полностью подавляются. На пологих участках ВТАХ (рис.3,а) за исключением небольших интервалов, где происходят переключения мод, имела место устойчивая одномодовая генерация. Увеличение тока  $i_2$  вблизи порога оказывает на ВТАХ примерно такое же действие, как увеличение уровня связи, что понятно, поскольку усиление компенсирует потери в промежутке между лазерами.

Обращает на себя внимание асимметрия ВТАХ на рис.3,а. Она может быть объяснена нелинейным изменением температуры с током, а следовательно, несимметричным изменением частотной расстройки, определяющим момент переключений мод. Другой ее причиной является оптическая нелинейность среды (отличие от нуля факторов  $\alpha_{1,2}$  обуславливает в (4) двужанность зависимости мощности от расстройки). С этим связывают гистерезис ВТАХ в лазере с внешним резонатором [11]. В работе [12] в лазере с внешним резонатором обнаружена сильная асимметрия ВТАХ в режиме автостабилизации мод.

Однако это явление возникает тогда, когда межмодовый интервал меньше обратного времени жизни носителей, что не отвечает случаю на рис.3, где расстояние между лазерами довольно мало. Сильный гистерезис, вызванный, по-видимому, автостабилизацией, наблюдался в лазере с внешним зеркалом в работе [13], но при этом, как заметили авторы, ВТАХ имели ярко выраженную аномальную форму, отличную от той, которую демонстрирует рис.3,а,б. На существенную роль температурного механизма в нашем случае указывает имевшая место зависимость ширины петли гистерезиса от частоты пилообразного модулирующего тока.

С ростом тока в области переключений мод возникают стохастические пульсации мощности, обнаруженные в [7] и сопровождаемые уширением спектра излучения (третий режим генерации). Как выяснилось, они сначала появляются в моде с меньшей выходной мощностью, в то время как мода с большей мощностью остается стабильной в течение небольшого промежутка времени до момента переключения.

Первоначально пульсации имеют форму резких выбросов интенсивности излучения «вниз» с коротким фронтом и относительно медленным нарастанием интенсивности, однако с ростом тока они приобретают хаотическую форму, а интервал расстроек, в котором они наблюдаются, расширяется. Начиная с некоторого критического тока  $i_{1cr}$ , зависящего от уровня оптической связи, расстояния между лазерами и тока  $i_2$ , система переходит в режим коллапса когерентности, когда пульсации охватывают все частотные расстройки. При этом ширина спектральной линии моды возрастает до нескольких гигагерц, в то время как при генерации на одной моде во втором режиме она уменьшается по сравнению со случаем свободной генерации в десять и более раз – до 10 МГц (предел разрешения нашей аппаратуры).

При коллапсе когерентности падает средняя мощность излучения. К режиму коллапса относится участок у вершины ВТАХ на рис.3,а,б, где мощность с увеличением тока меняется «уступом вниз», а линии осциллограмм уширяются из-за быстрых по сравнению со скоростью

развертки флуктуаций. Ток  $i_{1cr}$  убывает с ростом уровня связи, а также длины зоны связи (примерно как  $1/l$ ).

На рис.2 показана область токов инжекции, в которой этот режим наблюдался для одной из пар лазеров. Положения границ областей пульсаций для разных пар лазеров из одной и той же партии, вообще говоря, не совпадают. Указанные режимы генерации отчетливо проявляются и при питании одного или обоих лазеров прямоугольными импульсами тока, когда частотная расстройка меняется во времени из-за разогрева. Отметим, что у части лазеров получить синхронизацию не удалось или наблюдался только первый из названных режимов генерации.

Характер изменения мощности в модах при изменении частотной расстройки иллюстрирует рис.3,б, где показана зависимость мощности излучения одной из мод первого лазера от тока второго; ток  $i_1$  равен пороговому току при свободной генерации, а  $i_2$  меняется по линейному закону. Аналогичным образом ведут себя и другие моды, причем когда мощность одной моды падает, мощность другой возрастает, т.е. происходит переключение мод.

Переключение может происходить мягко, когда мощность в моде постепенно изменяется с расстройкой, или жестко, когда она меняется скачком и промежуточной мощности получить не удается, сколь медленно не менялся бы ток. Так, на осциллограмме рис.3,в с ростом тока наблюдаются мягкое включение моды и резкое ее выключение (скачок) после прохождения максимума. При мягком переключении двух мод возникает сильный межмодовый шум – антикоррелированные флуктуации мощности в модах.

В целом спектр излучения системы сложным образом зависит от ее параметров, тем не менее на отдельных интервалах токов, как было сказано выше, достигается устойчивая одномодовая генерация. Более или менее последовательную дискретную перестройку частоты по 6–8 модам удается получить, когда ток в одном из лазеров не превышает собственный пороговый ток.

Обратимся теперь к случаю, когда первый лазер имеет внешний дисперсионный резонатор. При этом добротность возрастает и лазер становится менее чувствительным к присутствию излучения второго лазера, который при небольшом превышении порога находится фактически в состоянии захвата частоты инжектируемым сигналом и излучает на одной моде, навязанной первым лазером.

В такой схеме поворотом дифракционной решетки достигалась перестройка длины волны излучения в диапазоне 4–6 нм. При увеличении тока накачки второго лазера влияние инжектируемого излучения постепенно ослабевало: кроме навязанной моды начинали возбуждаться его собственные моды, а затем и он сам начинал оказывать влияние на первый лазер. И в этом случае при превышении некоторого критического тока система переходила в режим стохастических пульсаций.

Ширина полосы частот  $\Delta\nu$ , в которой происходит синхронизация системы на одну моду, зависит от уровня оптической связи. Для измерения ширины полосы синхронизации на один из токов накачки накладывалась медленная пилообразная модуляция с небольшой амплитудой (4 мА), что из-за температурного роста показателя преломления приводило к изменению во времени частотной расстройки. Наличие синхронизации устанавлива-

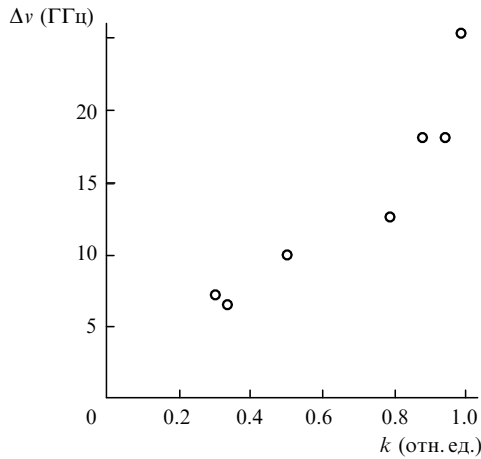


Рис.4. Зависимость ширины полосы синхронизации от относительного уровня оптической связи при  $l = 0.8$  м,  $i_1 = 1.2i_{1th}$ ,  $i_2 = i_{2th}$ .

лось по увеличению мощности излучения. Скорость частотного сдвига определялась в отсутствие взаимодействия при помощи эталона Фабри–Перо. Полученная зависимость  $\Delta\nu$  от относительного уровня оптической связи  $k$  показана на рис.4. При  $k \leq 0.9$  полоса почти линейно расширяется с уровнем связи, что согласуется с (5), и ее ширина становится на несколько порядков больше ширины спектральной линии моды. При больших  $k$  имеет место более быстрый рост  $\Delta\nu$ , который можно объяснить тем, что при сильной связи становятся существенными многократные прохождения светом расстояния между лазерами, не учтенные в теоретической модели.

При создании синхронизованных наборов лазерных излучателей важно знать, как влияет ток на девиацию фазы излучаемой волны, поскольку, подстраивая фазу, можно управлять формой волнового фронта. Для определения фазового сдвига, возникающего при изменении тока, квазипараллельные световые пучки от обоих лазеров направлялись на один фотоприемник, где они интерферировали. По сдвигу интерференционных полос при плавном изменении тока  $i_2$  в пределах полосы синхронизации было оценено изменение фазы излучения, составившее около  $30^\circ$ . Это значение заметно меньше максимальной девиации фазы, получаемой при изменении тока в лазере, находящемся в состоянии захвата независимым источником [13], но вполне достаточно для небольшой коррективы волнового фронта излучателя.

В общем случае спектр мощности шума при оптическом взаимодействии (рис.5) имеет сложную структуру, однако в нем можно выделить три составляющие: высокочастотную (с характерными частотами в области частот релаксационных колебаний при свободной генерации), низкочастотную и субнизкочастотную. Низкочастотная составляющая соответствует низкочастотным пульсациям, о которых было сказано выше. Ее распределение при достаточных превышениях тока и коллапсе когерентности представляет собой широкий максимум на характерной частоте, в 10–20 раз меньшей  $1/\tau$ . При меньших мощностях накачки низкочастотная составляющая может иметь сложную структуру, как, например, на рис.5,а, и ее форма зависит от частотной расстройки; в спектре иногда появлялись и более низкочастотные максимумы, происхождение которых выяснить не удалось.

Спектр субнизкочастотного шума показан на рис.5,б. Спектральная плотность мощности убывает с частотой

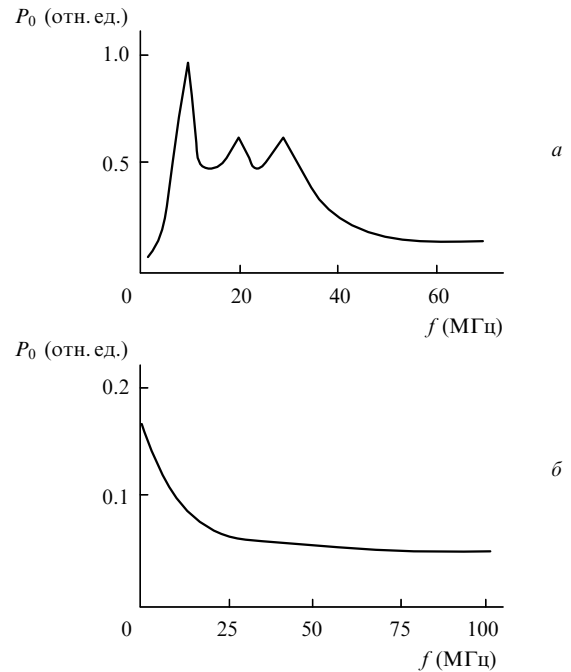


Рис.5. Нормированная спектральная плотность мощности низкочастотного (а) и субнизкочастотного (б) шума связанных лазеров при полосе пропускания фильтра 300 кГц,  $l = 0.8$  м,  $i_1/i_{1th} = 1.27$ ,  $i_2/i_{2th} = 0.96$  (а) и  $i_1/i_{1th} = 0.50$ ,  $i_2/i_{2th} = 0.95$  (б).

как  $f^2$ . Частота, начиная с которой она быстро убывает (частота отсечки), меняется с токами накачки и расстройкой, но не превышает 10 МГц. Этот шум обусловлен случайными переключениями мод. По форме сигнала выходной мощности и спектру он подобен шуму в лазере с внешней оптической обратной связью [14] и взрывному шуму, возникающему при инъекционном захвате лазера внешним излучением [15]. Последнее указывает на общность природы этих шумов: они возникают вследствие случайных переходов между двумя метастабильными состояниями, вызываемых шумом спонтанной эмиссии. Субнизкочастотная и низкочастотная составляющие могут присутствовать в спектре порознь или одновременно. Так, во втором режиме генерации присутствует только первая из них, а при коллапсе когерентности ее нет; в третьем режиме при соответствующей частотной расстройке могут присутствовать обе составляющие.

Как видно из рис.2, при относительно больших расстояниях между лазерами они довольно легко переходят в состояние коллапса, что резко ухудшает параметры излучения. Для уменьшения шума мы попытались использовать спектрально-селективную связь. С этой целью между лазерами, находящимися на расстоянии 0.8 м друг от друга, был установлен интерферометр Фабри–Перо, настроенный на пропускание на частоте генерации.

В этом опыте первый лазер имел внешний резонатор, т. е. служил «задающим». Без интерферометра при превышении критического тока в системе возникал мощный низкочастотный шум с максимумом в спектре на частоте около 50 МГц (вне зависимости от того, использовался внешний резонатор первого лазера или нет). При наличии интерферометра мощность первого лазера, прошедшая через интерферометр и направляемая во второй лазер, уменьшалась, но выходная мощность второго лазера как в моде, так и интегральная по спектру не менялась. Шумы излучения второго лазера уменьшались до

его шумов без оптической связи, и на порядок падала мощность шума задающего лазера, причем уменьшался и субнизкочастотный шум.

Оказалось, что спектрально-селективная связь повышает устойчивость одномодовой генерации при модуляции. Так, при питании второго лазера прямоугольными импульсами тока длительностью 2 мкс, наложенными на постоянное смещение, достигалась модуляция его выходной мощности на частоте навязанной управляющим лазером моды; относительный коэффициент модуляции, определяемый как отношение амплитуды светового импульса к постоянному световому сигналу, равнялся 5. Без интерферометра модуляцию выходной мощности на одной моде удавалось получить только при допороговой накачке второго лазера, и относительный коэффициент модуляции не превышал единицы.

В [7] было показано, что когерентное взаимодействие лазеров является метастабильным. Причиной пульсаций являются конечные фазовые и амплитудные флуктуации напряженности электрического поля, вызванные спонтанным излучением и выбрасывающие систему из устойчивого состояния. Интерферометр Фабри–Перо, установленный между лазерами, уменьшает спектральную ширину оптического взаимодействия. В результате этого флуктуации в одном лазере не оказывают влияния на другой лазер, что является причиной снижения шумов совместной генерации и уменьшения вероятности ее срыва.

## Заключение

Характеристики излучения двух когерентно связанных полупроводниковых лазеров сильно меняются в зависимости от параметров системы – уровня связи, расстояния между лазерами, токов накачки; при этом можно выделить четыре характерных режима генерации. В случае правильного выбора параметров реализуется совместная (синхронная) генерация на одной моде и возможна дискретная перестройка частоты при изменении токов накачки. Ширина полосы частот, в которой возникает синхронизация лазеров, составляет десять и более гигагерц.

Однако при большой выходной мощности система связанных лазеров легко переходит в режим стохастичес-

ких пульсаций интенсивности излучения с катастрофическим падением его когерентности. Избежать этого перехода можно, размещая лазеры на небольших расстояниях друг от друга, а если это по техническим причинам невозможно, то используя спектрально-селективную оптическую связь.

1. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляции, спектры (Под ред. У.Тсанга) (М., Радио и связь, 1990).
2. Голдобин И.С., Лукьянов В.Н., Малахова В.И., Прокофьева С.П., Солодков А.Ф., Тамбиев Ю.А., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **11**, 1859 (1984).
3. Быковский Ю.А., Дедушенко К.Б., Зверков М.В., Лихачев И.Г. *Квантовая электроника*, **21**, 414 (1994).
4. Быковский Ю.А., Дедушенко К.Б., Лихачев И.Г. *Квантовая электроника*, **19**, 1062 (1992).
5. Motosugi G. *Jap.J.Appl.Phys.*, **16**, 2221 (1977).
6. Brosson P., Ruhle W., Patel N.B., Ripper J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 714 (1981).
7. Дедушенко К.Б., Мамаев А.Н. *Квантовая электроника*, **17**, 393 (1990).
8. Nishizawa J.I., Ishida K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, 515 (1975).
9. Iwashita K., Nakagawa K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 1669 (1982).
10. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
11. Lang R., Kobayashi K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 347 (1980).
12. Акульшин А.М., Баженов В.Ю., Величанский В.Л., Зверков М.В., Зибров А.С., Никитин В.В., Охотников О.Г., Саутенков В.А., Сенков Н.В., Юркин Е.К. *Квантовая электроника*, **13**, 1391 (1986).
13. Dedushenko K.B., Mamaev A.N. *Laser Physics*, **3**, 967 (1993).
14. Быковский Ю.А., Дедушенко К.Б., Зверков М.В., Мамаев А.Н. *Квантовая электроника*, **19**, 657 (1992).
15. Dedushenko K.B., Mamaev A.N. *Optics Comms*, **96**, 78 (1993).

## P.V.Borisov, Yu.A.Bykovskii, K.B.Dedushenko, M.V.Zverkov. Emission of optically coupled semiconductor lasers.

Emission characteristics of the system consisting of two coherently coupled semiconductor lasers are studied. Different lasing regimes are found to be realised in the system depending on its parameters. In the case of strong coupling, deep stochastic pulsations of radiation intensity are formed in certain ranges of frequency detuning. Critical pump currents are found above which fluctuations exist for all detunings and a catastrophic decrease in coherence takes place. The power spectrum of noise contains two independent components, namely, the narrow-frequency component and the subnarrow-frequency component. Suppression of noise in a system with spectrally selective coupling is obtained.