

СЖАТИЕ ШУМОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С НЕОДНОРОДНО УШИРЕННОЙ ЛИНИЕЙ УСИЛЕНИЯ

В. В. Козлов^а, А. С. Трифонов^б

*^а Научно-исследовательский институт физики
Санкт-Петербургский государственный университет
198904, Санкт-Петербург, Россия*

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

Поступила в редакцию 9 августа 1996 г.

Проводится теоретический анализ шумов излучения одномодового полупроводникового лазера. Учитывается эффект выжигания спектральных провалов в контуре усиления и нелинейная зависимость скорости спонтанной рекомбинации носителей от их числа в активной области. Показывается, что эти процессы не препятствуют сжатию шума выходящего потока фотонов ниже уровня дробового шума при больших токах накачки, но степень сжатия значительно уменьшается. Также заметно сокращается спектральная полоса сжатия.

1. ВВЕДЕНИЕ

При больших токах накачки, значительно превышающих пороговое значение, излучение полупроводникового лазера может обладать существенно квантовым свойством — быть сжатым по амплитудным шумам [1–3]. Последнее означает, что спектр флуктуаций потока выходящих из лазерного резонатора фотонов становится меньше так называемого стандартного квантового предела. Спектральная плотность шума, возникающего при детектировании фототока, становится меньше уровня дробового шума. Данный эффект впервые был экспериментально обнаружен в работе [3].

Тщательные измерения показывают [4], что шум потока фотонов хорошо описывается одномодовой теорией для диапазона токов накачки от порогового до двух-трех пороговых, т.е. до тех значений, начиная с которых может наблюдаться амплитудное сжатие. В области токов накачки, превышающих указанное выше значение, имеют место значительные отклонения от предсказываемых теорией значений. В частности, при комнатной температуре в режиме свободной генерации шум излучения лазера существенно выше стандартного квантового предела, и сжатие, как правило, не наблюдается. Подобное поведение принято связывать с наличием боковых нелазерных мод [5, 6]. Эксперименты подтверждают правильность этой гипотезы: уменьшение шума ниже стандартного квантового предела было достигнуто введением селективной обратной связи от дифракционной решетки [6–9], повышением добротности центральной моды за счет инжекции излучения от внешнего хорошо стабилизированного лазера [10, 11] или дисперсионной обратной связью [12, 13].

В работе [14] теоретически и экспериментально исследован эффект амплитудного сжатия в многомодовом полупроводниковом лазере. Показано, что возникающая между модами корреляция приводит к взаимопогашению вкладов флуктуаций отдельных

мод во флуктуацию их суммарной интенсивности. В этом случае шум многомодового лазера эквивалентен шуму идеально одномодового лазера и возможно сжатие света, что и было продемонстрировано авторами экспериментально. Измерения были выполнены при низких температурах, 20–60 К, а однородность контура усиления лазера обеспечивалась высоким уровнем легирования активной области. Данное явление авторами было названо многомодовым сжатием. Подчеркнем принципиальное отличие многомодового сжатия от одномодового. Шум, регистрируемый при фотодетектировании сжатого многомодового света может увеличиваться, если на фотодетектор попадают не все моды, или если лазерный свет прошел через среду с дисперсией, например через оптическое волокно, поскольку сжатие обеспечивается отрицательной корреляцией флуктуаций интенсивностей основной и боковых мод, шум отдельных мод может существенно превышать дробовой уровень.

Помимо этого, шум может возрасти из-за нарушения межмодовых корреляций в результате различного рода нелинейно-оптических процессов в самом лазере. В частности, в работе [7] показывается, что экспериментально регистрируемое увеличение шума может быть объяснено, если в уравнение многомодовой генерации добавить квадратичный по полю член, моделирующий нелинейное взаимодействие между модами. Эмпирическим подбором численного значения коэффициента нелинейного взаимодействия достигается удовлетворительное согласие с экспериментом. Также в [7] показано, что степень сжатия амплитудных шумов основной моды тем выше, чем больше степень подавления боковых мод. При подавлении боковых мод более чем на 60 дБ относительно интенсивности основной моды нелинейное межмодовое взаимодействие перестает оказывать существенное влияние на шум основной моды, и такой режим генерации можно с высокой степенью точности считать одномодовым. Возникает вопрос — гарантирует ли полное подавление боковых мод высокую степень амплитудного сжатия? Хорошо известно, что нелинейно-оптические процессы в полупроводниковом лазере, работающем при большом превышении тока накачки над порогом, меняют не только характер межмодового взаимодействия, но могут существенно повлиять и на характер одномодового режима за счет эффектов самовоздействия основной моды.

Исследование влияния оптических нелинейностей одномодового полупроводникового лазера на характер амплитудного сжатия составляет содержание настоящей работы. Представление о том, что электронно-дырочные пары в активной области лазера взаимодействуют одновременно с полем всех лазерных мод, является приближением, верным только вблизи порога генерации. При больших превышениях накачки над порогом возникает локализованное уменьшение числа занятых состояний в зоне проводимости и вакантных состояний в валентной зоне из-за конечной скорости восстановления внутризонного равновесия после каждого акта рекомбинации. Этот эффект по своему влиянию на характер генерации имеет прямой аналог в теории газовых лазеров и получил название эффекта выжигания спектральных провалов. Статистические характеристики излучения газового лазера с учетом эффекта выжигания провалов в контуре усиления были исследованы ранее (см., например, [15]). Однако полупроводниковый лазер имеет ряд специфических особенностей, выражающихся, в частности, в том, что коэффициент усиления явно зависит от числа фотонов в резонаторе [16].

Эффект выжигания спектральных провалов не исчерпывает список нелинейных эффектов, характерных для полупроводниковых лазеров. Известно, что носители, находящиеся в активной зоне, могут участвовать в процессе излучательной рекомбинации или безызлучательно релаксировать. В первом случае скорость рекомбинации удовле-

творительно описывается квадратичной зависимостью от числа носителей. В безызлучательном процессе участвует один или три носителя, что приводит к появлению линейных и кубичных членов в выражении для скорости спонтанного распада [17]¹⁾. Традиционно при рассмотрении динамики одномодового полупроводникового лазера принимается линейная зависимость скорости спонтанной рекомбинации от числа носителей — приближение, которое верно лишь в непосредственной окрестности порога. Применимость приближения тем более оправдана, что в стационарном режиме число носителей не зависит от тока накачки и равно своему пороговому значению. Эффект насыщения линии усиления качественно меняет ситуацию — выжигание спектральных провалов приводит к росту числа носителей в активной области с увеличением тока накачки и, следовательно, инициирует проявление замаскированной ранее нелинейности скорости спонтанного распада. Иными словами, корректный расчет полупроводникового лазера требует одновременного учета обоих видов нелинейностей и взаимосвязи между ними.

Целью настоящей работы является построение теории генерации амплитудно-сжатого света в полупроводниковом лазере при больших превышениях накачки над порогом. Взяв за основу обобщенную модель одномодового полупроводникового лазера, учитывающую эффект выжигания спектральных провалов и нелинейную зависимость скорости спонтанного распада от числа носителей в активной зоне, мы применяем ее для описания квантовых свойств выходящего излучения. Основным результатом работы служит вывод о том, что совместный вклад обоих лазерных нелинейностей в спектральную плотность шума выходящего потока фотонов уменьшает степень сжатия при фиксированном превышении над порогом, но не ставит принципиального предела сжатию при увеличении тока накачки. Этот результат существенно отличает полупроводниковый лазер от газового (см. [15]), в котором избыточный шум за счет неоднородного уширения линии значительно ограничивает степень сжатия вплоть до его полного исчезновения.

2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Система уравнений баланса [18], описывающих взаимодействие между фотонами и электронами внутри резонатора, имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{n} = \hat{G}(\hat{n}, \hat{N})\hat{n} - \gamma\hat{n} + \hat{R}_{sp} + \hat{\Gamma}_{\gamma}(t) + \hat{\Gamma}_g(t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{N} = \frac{I}{q} - \hat{R}(\hat{N}) - \hat{G}(\hat{n}, \hat{N})\hat{n} + \hat{\Gamma}_N(t), \quad (2)$$

где \hat{n} — оператор числа фотонов в резонаторе, \hat{N} — оператор числа носителей в активной зоне лазера, γ — скорость выхода фотонов из резонатора, $\hat{R}(\hat{N})$ — оператор спонтанной релаксации носителей, I — ток инжекции, q — элементарный заряд, \hat{R}_{sp} — оператор спонтанной эмиссии в лазерную моду, $\hat{G}(\hat{n}, \hat{N})$ — оператор усиления, определяемый как разность скоростей вынужденного излучения и вынужденного поглощения,

¹⁾ Процессы с одновременным участием четырех и более носителей маловероятны и здесь не учитываются.

$\hat{\Gamma}_\gamma(t)$, $\hat{\Gamma}_g(t)$, $\hat{\Gamma}_N(t)$ — ланжевенковские источники шумов, представляющие собой гауссов стохастический процесс с нулевым средним значением. В марковском приближении источники шума δ -скоррелированы (белый шум):

$$\begin{aligned} \langle \hat{\Gamma}_i(t) \hat{\Gamma}_j(t + \tau) \rangle &= S_{ij} \delta(\tau), \quad i, j = g, N; \\ \langle \hat{\Gamma}_\gamma(t) \hat{\Gamma}_\gamma(t + \tau) \rangle &= S_\gamma \delta(\tau). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\hat{\Gamma}_\gamma(t)$ и $\hat{\Gamma}_g(t)$ — стохастические источники шума фотонов, $\hat{\Gamma}_N(t)$ — стохастический источник шума носителей.

Спектральные плотности шумовых источников могут быть записаны как (см. [18])

$$\begin{aligned} S_\gamma &= \gamma n, \\ S_{gg} &= (R + A)n + R, \\ S_{NN} &= (R + A)n + N/\tau_e, \\ S_{gN} &= -[(R + A)n + R], \end{aligned} \quad (4)$$

τ_e^{-1} — скорость спонтанной релаксации. Здесь и далее переменные без шляпок представляют собой средние значения соответствующих операторов. Выписанные равенства показывают, что шумовые источники скоррелированы. В (4) для сохранения общности оставлено среднее значение оператора вынужденного поглощения \hat{A} , хотя в дальнейшем будем считать инверсию полной.

Уход электрона из зоны проводимости за счет процесса рекомбинации с дыркой из валентной зоны приводит к испусканию фотона. Этот процесс характеризуется скоростью излучательной рекомбинации $R_{rad}(N)$. Удобно выделить в выражении для скорости радиационного распада две составляющие:

$$R_{rad} = \beta R_{rad} + (1 - \beta) R_{rad},$$

первая из которых описывает радиационный распад в лазерную моду, вторая — радиационный распад во все нелазерные моды. Коэффициент β имеет смысл эффективности спонтанной эмиссии в лазерную моду.

С другой стороны, часть электронов покидает зону проводимости, не внося вклада в излучение. Соответствующие процессы характеризуются скоростью безызлучательной релаксации $R_{rel}(N)$. Общая скорость спонтанной релаксации носителей определяется как сумма обоих вкладов: $R(N) = R_{rad}(N) + R_{rel}(N)$.

Поскольку в полупроводниковом лазере в процессе излучательной рекомбинации участвуют два носителя — электрон и дырка, — то коэффициент излучательной рекомбинации $R_{rad}(N)$ пропорционален произведению концентраций электронов и дырок, что при соблюдении условия общей электронейтральности активной области и приблизительно равномерном распределении носителей по объему дает квадратичную зависимость $R_{rad}(N)$ от числа носителей в активной области. Носители, не участвующие в процессе излучения, безызлучательно релаксируют, давая вклад в R_{rel} , пропорциональный общему числу носителей. Кроме этого, в полупроводниковых лазерах при больших токах накачки существенным оказывается учет потерь носителей за счет оже-релаксации, в которой одновременно участвуют три носителя. Суммируя сказанное, окончательно запишем выражение для $\hat{R}(\hat{N})$:

$$\hat{R}(\hat{N}) = \tau_{th}^{-1} \left[a\hat{N} + \frac{b}{N_{th}} \hat{N}^2 + \frac{c}{N_{th}^2} \hat{N}^3 \right], \quad (5)$$

что соответствует результатам работы [17]. В выражении для оператора скорости спонтанной релаксации (5) коэффициент b отражает долю процессов излучательной рекомбинации, а коэффициенты a и c — долю процессов безызлучательной релаксации. Величина N_{th} определена как количество носителей на пороге генерации. Время спонтанной релаксации при $N = N_{th}$ обозначено через τ_{th} , откуда после усреднения (5) следует условие нормировки для коэффициентов $a + b + c = 1$.

Чтобы учесть эффект выжигания спектральных провалов в контуре усиления, прием следующий вид функциональной зависимости оператора усиления от числа фотонов [16]:

$$\hat{G}(\hat{n}, \hat{N}) = \frac{\hat{G}_0(\hat{N})}{\sqrt{1 + \hat{n}/n_s}}. \quad (6)$$

Количество фотонов, при котором усиление уменьшается в $\sqrt{2}$ раз, обозначено через n_s и может быть вычислено через внутризонные времена релаксации:

$$n_s = \frac{\epsilon_0 \hbar \bar{n} n_g V}{\mu^2 \omega_0 \bar{\Gamma} \tau_{in} (\tau_c + \tau_v)},$$

где \bar{n} — модовый индекс, n_g — групповой индекс, V — объем активной зоны, μ — дипольный момент, ω_0 — оптическая частота, τ_{in} — время релаксации поляризации, $\bar{\Gamma}$ — коэффициент оптического ограничения, τ_c и τ_v — внутризонные времена релаксации разности населенностей для зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

Согласно соотношению Эйнштейна, скорость вынужденного испускания, отнесенная к одному фотону лазерной моды, равна скорости спонтанной эмиссии в лазерную моду R_{sp} . В свою очередь, R_{sp} определяется скоростью излучательной рекомбинации носителей в лазерную моду βR_{rad} . Следовательно, выражение для оператора усиления должно включать в себя не прямо пропорциональную зависимость от числа носителей, как это часто принимается, а квадратичную:

$$\hat{G}_0(\hat{N}) = \hat{G}_N \hat{N} \frac{\hat{N}}{N_{th}}. \quad (7)$$

Для коэффициента β получаем $\beta = G_N \tau_{th} / b$, где G_N имеет смысл коэффициента усиления, приходящегося на один носитель. В наших рассуждениях мы пренебрегли эффектами вынужденного поглощения, считая инверсию полной. Это приближение довольно широко распространено в научной литературе. Для случая сильной нелинейности, когда число носителей в активной зоне увеличивается с ростом тока накачки, эффекты вынужденного поглощения соответственно уменьшаются, и с тем большей достоверностью выполняется принятое приближение.

Уход фотонов из резонатора связан с двумя процессами, $\gamma = \gamma_{out} + \gamma_{in}$. Первый характеризуется скоростью выхода фотонов через полупрозрачное зеркало γ_{out} . Второй включает внутренние потери излучения и характеризуется скоростью γ_{in} .

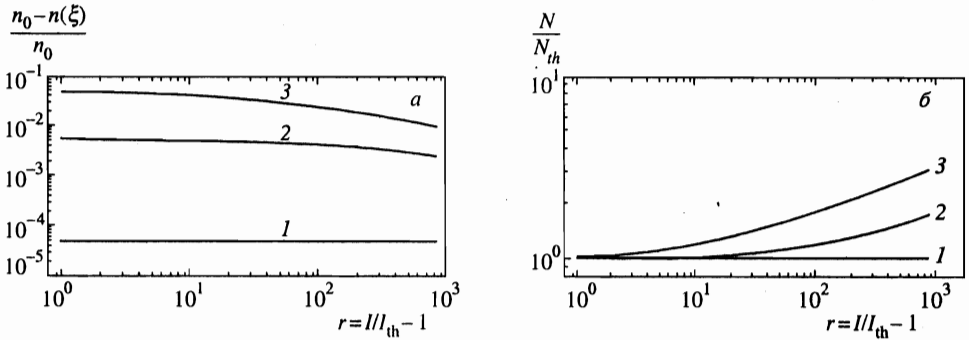


Рис. 1. *a* — Относительная разница чисел фотонов для лазера со слабым насыщением линии усиления $n(\xi = 10^{-4}) = n_0$ и для лазера с сильным насыщением $n(\xi)$. *б* — Число носителей, нормированное на свое пороговое значение, в зависимости от параметра накачки. *1* — $\xi = 0$; *2* — $\xi = 0.1$; *3* — $\xi = 0.01$

3. СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ

Положим в уравнениях (1) и (2) $\partial \hat{n} / \partial t = 0$, $\partial \hat{N} / \partial t = 0$ и найдем стационарные значения для средних чисел фотонов и носителей, пренебрегая эффектом спонтанного распада в лазерную моду. Получившаяся система двух алгебраических уравнений дает возможность найти явную зависимость среднего числа носителей от среднего числа фотонов в резонаторе:

$$N = N_{th}(1 + n/n_s)^{1/4}. \tag{8}$$

Уравнение (8) выражает равенство усиления и потерь, $G(n, N) = \gamma$, устанавливающееся в стационарном режиме генерации. В пренебрежении неоднородным характером уширения линии усиления теория одномодового полупроводникового лазера предсказывает постоянное число носителей, которое при любом токе накачки остается равным своему пороговому значению

$$N_{th} = \gamma / G_N, \tag{9}$$

что следует из выражения (8) при $n_s \rightarrow \infty$. Эффект выжигания спектральных провалов приводит к увеличению числа носителей с ростом тока накачки. Хотя эта зависимость весьма слабая (см. (8) и рис. 1*б*), именно она определяет скорость спонтанной релаксации носителей и степень проявления внутрилазерных нелинейностей, которые могут оказаться весьма большими из-за квадратичной и кубической зависимости от числа носителей.

Вводя параметр

$$r = \frac{I/q}{N_{th}/\tau_{th}} - 1,$$

отражающий степень превышения тока накачки над порогом, запишем уравнение для среднего числа фотонов:

$$b\beta n = r + 1 - (1 + \xi\beta n)^{1/4} \left[a + b(1 + \xi\beta n)^{1/4} + c(1 + \xi\beta n)^{1/2} \right]. \tag{10}$$

Для случая чисто излучательной рекомбинации решение уравнения (10) может быть получено в явном виде:

$$n = \beta^{-1} \left[r + 1 + \xi/2 - \sqrt{1 + (r+1)\xi + (\xi/2)^2} \right].$$

При записи (10) мы ввели новый параметр $\xi = 1/\beta n_s$, определяющий степень влияния эффекта выжигания спектрального провала. Отличие этого параметра от нуля приводит к искажению линейной зависимости числа фотонов в резонаторе от накачки. Отметим, что величины r и β введены тем же образом, что и в задаче без учета эффекта выжигания спектральных провалов.

Эффект выжигания спектральных провалов не оказывает заметного влияния на характер зависимости числа фотонов от тока накачки. При типичном для полупроводниковых лазеров значении $\xi = 0.1$ различие с идеальным случаем $\xi = 0$ составляет единицы процентов (см. рис. 1б).

4. ШУМ ЧИСЛА ФОТОНОВ В РЕЗОНАТОРЕ

Режим стационарной генерации характеризуется средними значениями числа фотонов n и числа носителей N и отклонениями от своих средних значений δn и δN , которые могут считаться малыми при достаточном удалении от порога ($r > 0.01$). Линеаризуя уравнения (1) и (2) относительно $\delta \hat{n}$ и $\delta \hat{N}$ и переходя к частотному представлению, получим

$$\left(i\Omega - \frac{\partial G}{\partial n} n \right) \delta \hat{n} = \frac{\partial G}{\partial N} n \delta \hat{N} + \hat{\Gamma}_g(\Omega) + \hat{\Gamma}_\gamma(\Omega), \quad (11)$$

$$\left(i\Omega + \frac{\partial R}{\partial N} + \frac{\partial G}{\partial N} n \right) \delta \hat{N} = - \left(G + \frac{\partial G}{\partial n} n \right) \delta \hat{n} + \hat{\Gamma}_N(\Omega). \quad (12)$$

Зная явный вид зависимостей (6), (11), (8), решим полученную систему уравнений относительно δn и δN :

$$\delta \hat{N} = \tau_e \frac{(\varepsilon - 1)[\hat{\Gamma}_g + \hat{\Gamma}_\gamma] + (i\omega + \varepsilon)\hat{\Gamma}_N}{\{2[r_{eff} + \varepsilon + f\varepsilon] - \gamma\tau_e\omega^2\} + i\omega [2(r_{eff} + 1 + f) + \gamma\tau_e\varepsilon]}, \quad (13)$$

$$\delta \hat{n} = \frac{1}{\gamma} \frac{[2(r_{eff} + 1 + f) + i\gamma\tau_e\omega][\hat{\Gamma}_g + \hat{\Gamma}_\gamma] + 2r_{eff}\hat{\Gamma}_N}{\{2[r_{eff} + \varepsilon + f\varepsilon] - \gamma\tau_e\omega^2\} + i\omega [2(r_{eff} + 1 + f) + \gamma\tau_e\varepsilon]}, \quad (14)$$

где $\omega = \Omega/\gamma$ — нормированная частота, $\tau_e^{-1} = R(N)/N$ — скорость спонтанной релаксации, приходящаяся на один носитель,

$$f = \frac{1}{2} \frac{-a(1 - 2\varepsilon)^{1/2} + c}{a(1 - 2\varepsilon)^{1/2} + b(1 - 2\varepsilon)^{1/4} + c}$$

— фактор, определяемый потерями носителей в активной зоне и исчезающий в пределе чисто излучательной релаксации.

Чтобы сохранить общность с задачей без учета эффекта выжигания спектральных провалов, при записи (13) и (14) мы ввели параметр

$$\varepsilon = \varepsilon(n) = \frac{1}{2} \frac{\xi\beta n}{1 + \xi\beta n} = \frac{1}{2} \frac{n}{n + n_s}, \quad (15)$$

изменяющийся в пределах от нуля (отсутствие насыщения) до 1/2 (полное насыщение усиления). Важная особенность рассматриваемой модели состоит в том, что среднее число носителей изменяется только в результате насыщения коэффициента усиления, и поэтому все параметры задачи выражаются через среднее число фотонов и параметр насыщения. Величина ε помогает наглядно продемонстрировать это:

$$\tau_e^{-1} = \tau_{th}^{-1} \left[a + b(1 - 2\varepsilon)^{-1/4} + c(1 - 2\varepsilon)^{-1/2} \right], \quad (16)$$

$$r_{eff} = \frac{(r + 1)(1 - 2\varepsilon)^{3/4}}{a(1 - 2\varepsilon)^{1/2} + b(1 - 2\varepsilon)^{1/4} + c} - 1. \quad (17)$$

Введенная по формуле (17) величина r_{eff} является обобщением параметра накачки r и отражает неполноту использования накачки лазерной модой. Аналогичным образом модифицируется коэффициент спонтанной эмиссии в лазерную моду:

$$\beta_{eff} = \frac{\beta(1 - 2\varepsilon)^{3/4}}{a(1 - 2\varepsilon)^{1/2} + b(1 - 2\varepsilon)^{1/4} + c}. \quad (18)$$

В обозначениях (17), (18) среднее число фотонов в моде запишется как $n = r_{eff}/b\beta_{eff}$. Отметим, что в отсутствие насыщения усиления ($\varepsilon \rightarrow 0$) все введенные параметры становятся константами: $\tau_e \rightarrow \tau_{th}$, $r_{eff} \rightarrow r$, $\beta_{eff} \rightarrow \beta$.

Спектр флуктуаций числа фотонов внутри резонатора дается формулой

$$S_{in}(\Omega) = \langle \delta\hat{n}(\Omega)\delta\hat{n}^*(\Omega) \rangle, \quad (19)$$

подстановка в которую выражения (14) приводит к равенству

$$S_{in} = \gamma^{-2} \left\{ r_{eff}^2 S_{NN} + [(r_{eff} + f + 1)^2 + (\gamma\tau_e\omega/2)^2] (S_{gg} + S_\gamma) + 2r_{eff}(r_{eff} + f + 1)S_{gN} \right\} \left\{ [(r_{eff} + \varepsilon f + \varepsilon) - (\gamma\tau_e/2)\omega]^2 + \omega^2 [(r_{eff} + f + 1) + (\gamma\tau_e/2)\varepsilon]^2 \right\}^{-1}. \quad (20)$$

В принятых обозначениях спектральные плотности шумовых источников (4) имеют вид

$$\begin{aligned} S_\gamma &= \gamma n, & S_{gg} &= \gamma n, \\ S_{gN} &= -\gamma n, & S_{NN} &= \gamma n + \gamma n/r_{eff}. \end{aligned} \quad (21)$$

Окончательно для спектра шумов имеем выражение

$$S_{in}(\omega) = \frac{n}{\gamma} \frac{(r_{eff}^2 + 3r_{eff} + 2) + 2(\gamma\tau_e\omega/2)^2 + 2f(r_{eff} + f + 2)}{[(r_{eff} + \varepsilon f + \varepsilon) - (\gamma\tau_e/2)\omega]^2 + \omega^2 [(r_{eff} + f + 1) + (\gamma\tau_e/2)\varepsilon]^2}. \quad (22)$$

5. ШУМ ВЫХОДЯЩЕГО ПОТОКА ФОТОНОВ

Аналогично выражению (19) определяется спектр флуктуаций потока фотонов, выходящих из резонатора лазера через полупрозрачное зеркало:

$$S_{out}(\Omega) = \langle \delta \hat{n}_e(\Omega) \delta \hat{n}_e^*(\Omega) \rangle, \quad (23)$$

причем связь между числом фотонов внутри резонатора и выходящим потоком фотонов дается формулой [18]

$$\hat{n}_e = \gamma_{out} \hat{n} - \hat{\Gamma}_{out}. \quad (24)$$

$\hat{\Gamma}_{out}$ — флуктуационный оператор, выражающий случайность выхода фотонов из резонатора (отраженная вакуумная флуктуация). Он связан с флуктуационным оператором $\hat{\Gamma}_\gamma$ простым соотношением: $\hat{\Gamma}_\gamma = \hat{\Gamma}_{in} + \hat{\Gamma}_{out}$. Соответствующие корреляционные функции имеют вид

$$\begin{aligned} \langle \hat{\Gamma}_{out}(t) \hat{\Gamma}_{out}(t + \tau) \rangle &= \frac{\gamma_{out}}{\gamma} S_\gamma = \gamma_{out} n, \\ \langle \hat{\Gamma}_{in}(t) \hat{\Gamma}_{in}(t + \tau) \rangle &= \frac{\gamma_{in}}{\gamma} S_\gamma = \gamma_{in} n. \end{aligned} \quad (25)$$

Линеаризуя (24), получим

$$\delta \hat{n}_e = \gamma_{out} \delta \hat{n} - \hat{\Gamma}_{out}. \quad (26)$$

Подставив (26) в (23), найдем выражение для спектра флуктуаций потока фотонов

$$S_{out}(\Omega) = \gamma_{out}^2 S_{in}(\Omega) + \frac{\gamma_{out}}{\gamma} S_\gamma - 2\gamma_{out} \text{Re} [\langle \delta \hat{n}(\Omega) \hat{\Gamma}_{out}(\Omega) \rangle]. \quad (27)$$

В пределе нулевых внутренних потерь, $\gamma_{out} = \gamma$, получаем

$$\begin{aligned} S_{out}(\omega) = \gamma n \left\{ 1 - \left[r_{eff}^2 - r_{eff} - 2 + 2\varepsilon(r_{eff} + 1) - \right. \right. \\ \left. - 2f(2 + f - 2\varepsilon - \varepsilon f - \varepsilon r_{eff}) - 2(1 - \varepsilon)(\gamma \tau_e \omega / 2)^2 \right] \times \\ \left. \times \left[[(r_{eff} + \varepsilon f + \varepsilon) - (\gamma \tau_e / 2) \omega]^2 + \omega^2 [(r_{eff} + f + 1) + (\gamma \tau_e / 2) \varepsilon]^2 \right]^{-1} \right\}. \end{aligned} \quad (28)$$

Особенно просто записывается спектр низкочастотных флуктуаций:

$$S_{out}(0) = \gamma n \frac{r_{eff} + 2 - 2\varepsilon + \varepsilon^2 + f [(1 - \varepsilon)^2 (f + 4) + f - 2\varepsilon^2]}{(r_{eff} + \varepsilon f + \varepsilon)^2}. \quad (29)$$

На рис. 2 изображена зависимость $S_{out}(0)/\gamma n$ от числа фотонов n , иллюстрирующая значительное уменьшение сжатия амплитудного шума при больших превышениях над порогом, вызванное эффектом насыщения линии усиления. Эта же тенденция проявляется и при учете процесса нелинейной безызлучательной релаксации.

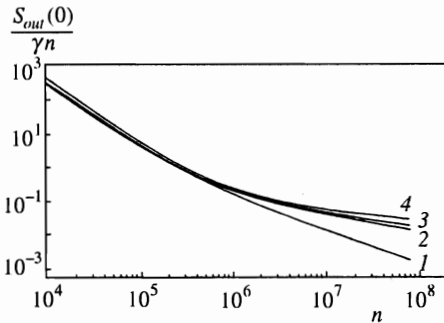


Рис. 2

Рис. 2. Низкочастотный спектр флуктуаций выходящего излучения, нормированный на дробовой уровень, в зависимости от числа фотонов в резонаторе в отсутствие насыщения, $\xi = 0$ (кривая 1) и с учетом насыщения, $\xi = 0.1$ (кривые 2-4). 1 — $a = c = 0, b = 1$; 2 — $a = c = 0, b = 1$; 3 — $a = c = 0.25, b = 0.5$; 4 — $a = 0, b = c = 0.5$

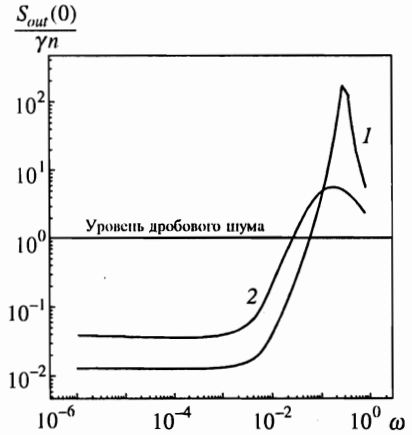


Рис. 3

Рис. 3. Спектр флуктуаций выходящего излучения, нормированный на дробовой уровень, в зависимости от нормированной частоты ω ($\beta = 5 \cdot 10^{-6}, \gamma\tau_e = 10^3, \bar{n} = 10^7$): 1 — в отсутствие насыщения, $\xi = 0, a = c = 0, b = 1$; 2 — с учетом насыщения, $\xi = 0.1, a = c = 0, b = 1$

Одно из наиболее привлекательных свойств сжатого света, полученного с помощью полупроводникового лазера, заключается в том, что ширина полосы сжатия может достигать сотен гигагерц. Характерно, что и здесь эффект выжигания спектральных провалов в контуре усиления ухудшает характеристики неклассического света, приводя к заметному уменьшению полосы сжатия (см. рис. 3).

Необходимо отметить, что хотя учет различного рода нелинейностей в полупроводниковом лазере выявляет дополнительные трудности в дальнейшем продвижении в область больших степеней сжатия, эти процессы не ставят принципиальный предел уменьшению амплитудного шума: с ростом накачки можно получить сколь угодно большое сжатие. Однако следует заметить, что нелинейности более высокого порядка, например процессы безызлучательной релаксации с участием пяти носителей, с неизбежностью ограничивают сжатие, не позволяя уровню шума опуститься ниже определенной границы.

С практической точки зрения основным фактором, ограничивающим сжатие, остаются потери поля внутри активной зоны. Оценим их влияние, записав низкочастотный спектр флуктуаций для произвольного соотношения между константами затухания γ и γ_{out} :

$$S_{out}(0) = \gamma_{out}n \times \left\{ 1 + \frac{\gamma_{out}}{\gamma} \frac{(r_{eff} + 1)(2 - r_{eff} - 2\varepsilon) + 2f(2 + f - 2\varepsilon - \varepsilon f - \varepsilon r_{eff})}{(r_{eff} + \varepsilon f + \varepsilon)^2} \right\}. \quad (30)$$

Если γ и γ_{out} заметно различаются (больше чем на 10–20%), то влияние эффекта вы-

жигания спектральных провалов на низкочастотный шум выходящего потока фотонов становится исчезающе малым. Совершенствование технологии изготовления полупроводниковых лазеров идет по пути уменьшения внутренних потерь излучения, и вопрос о влиянии лазерных нелинейностей различной природы на процесс сжатия шумов становится все более актуальным.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена модифицированная система уравнений Ланжевена–Гейзенберга для описания шумов потока фотонов одномодового режима генерации полупроводникового лазера при больших превышениях тока накачки над порогом. Проведен теоретический анализ шумов полупроводникового лазера с учетом как эффекта выжигания спектральных провалов в контуре усиления, так и нелинейной зависимости скорости спонтанной рекомбинации носителей от их числа в активной области.

Показано, что эффект выжигания спектральных провалов приводит к увеличению числа носителей в активной области и, следовательно, влечет необходимость учета зависимости времени жизни носителей от их числа.

Основной вывод работы состоит в том, что так же, как и в теории с однородно уширенной линией, сохраняется тенденция к сжатию шумов при большом превышении над порогом. Однако эффект выжигания спектральных провалов в контуре усиления замедляет этот процесс, и сжатие наступает при больших значениях тока накачки.

Проведенное исследование относится к экспериментальной ситуации, когда боковые моды в лазере полностью подавлены. В этом случае, как показано выше, в качестве существенных факторов, ограничивающих сжатие, выступают оптические нелинейности полупроводникового лазера. Эффект ограничения сжатия проявляется наиболее сильно при низких внутрирезонаторных потерях фотонов.

Авторы выражают благодарность Ю. М. Голубеву и И. В. Соколову за полезное обсуждение результатов работы. Также авторы благодарят П. А. Усачева за постоянную помощь в работе. Работа частично финансировалась Министерством науки по программе «Оптика. Лазерная физика» и получила грант INTAS-РФФИ (№ 95-IN-RU-656). Работа одного из авторов (К. В. В.) стала возможной благодаря стипендии INTAS (грант 93-2492-ext) и выполняема в рамках исследовательской программы Международного центра фундаментальной физики в Москве. Также К. В. В. благодарит правительство Санкт-Петербурга и университет г. Гейдельберга (стипендия «Ротари-клуба») за финансовую поддержку.

Литература

1. Ю. М. Голубев, И. В. Соколов, ЖЭТФ **87**, 408 (1984).
2. Y. Yamamoto and S. Machida, Phys. Rev. A **35**, 5114 (1987).
3. Y. Yamamoto and S. Machida, Phys. Rev. Lett. **58**, 1000 (1987).
4. A. S. Trifonov, P. A. Usachev, M. A. Ivanov et al., in *ICONO'95: Atomic and Quantum Optics: High-Precision Measurements*, ed. by S. N. Bagayev, A. S. Chirkin, Proc. SPIE (1995), Vol. 2799, p. 405.

5. C. B. Su, J. Schlafer, and R. B. Lauer, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 849 (1990).
6. M. J. Freeman, H. Wang, D. G. Steel et al., *Opt. Lett.* **18**, 379 (1993).
7. F. Marin, A. Bramati, E. Giacobino et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4606 (1995).
8. A. S. Trifonov, P. A. Usachev, A. V. Lutetskiy et al., in *EQEC-96 Technical Digest*, Hamburg (1996), QMC6, p. 12.
9. M. J. Freeman, H. Wang, D. G. Steel, et al., *Opt. Lett.* **18**, 2141 (1993).
10. T.-C. Zhang, J.-Ph. Poizat, P. Grelu et al., *Quant. Semiclass. Opt.* **7**, 601 (1995).
11. H. Wang, M. J. Freeman, and D. G. Steel, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3951 (1993).
12. J. Kitching, R. Boyd, A. Yariv, and Y. Shevy, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3372 (1995).
13. J. Kitching, A. Yariv, and Y. Shevy, in *Laser Frequency Stabilization and Noise Reduction*, ed. by Y. Shevy, *Proc. SPIE* (1995), Vol. 77, p. 2378.
14. S. Inoue, H. Ohzu, S. Machida, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A* **46**, 2757 (1992).
15. Ю. М. Голубев, В. П. Грязневич, *Опт. и спектроск.* **59**, 59 (1985).
16. G. P. Agrawal, *J. Appl. Phys.* **63**, 1232 (1988).
17. R. Olshansky, C. B. Su, J. Manning, and W. Powazinik, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-20**, 838 (1984).
18. Y. Yamamoto, W. H. Richardson, and S. Machida, in *Quantum Measurements in Optics*, ed. by P. Tombesi, D. F. Walls, Plenum Press, New York (1992), Vol. 282, p. 65.