

Спектр усиленного спонтанного излучения на выходе диодного усилителя, насыщенного входной монохроматической волной

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков, Т.И.Гущик

В терминах случайной функции стационарного гауссова процесса получены выражения для амплитуд усиленных волн спонтанного излучения вблизи частоты ω_0 «сильной» входной монохроматической волны в диодном усилителе. Найдены выражения для спектральной плотности этих амплитуд. Показано, что с красной относительно частоты ω_0 стороны спектра волны спонтанного излучения получают дополнительное нелинейное усиление, наводимое «сильной» волной, тогда как с синей стороны спектра наводятся дополнительные потери. Такое поведение амплитуд усиленных волн находится в согласии с результатами ранних работ.

Ключевые слова: диодный усилитель, усиленное спонтанное излучение.

1. Введение

В настоящее время диодный оптический усилитель является хорошо зарекомендовавшим себя на практике объектом квантовой электроники, возможности которого далеко не исчерпаны. Например, на базе диодного усилителя могут быть созданы такие узлы для оптической связи, как модулятор оптического пучка с быстродействием в гигагерцевом диапазоне [1, 2], а также усилитель мощности модулированного излучения [3, 4] ваттного уровня. Более того, диодный усилитель, обладая способностью сохранять высокое качество выходного оптического пучка и когерентность, позволяет использовать его как строительный элемент большой лазерной системы киловаттного уровня с когерентным сложением большого количества оптических пучков. Мотивация настоящей работы связана с анализом этих перспективных мощных лазерных систем.

Хотя результаты работы [3] позволяют моделирование такой мощной диодной лазерной установки, следует, однако, отметить, что вне проведенного в этих работах анализа остался учет спонтанного излучения – принципиального и неустраняемого источника естественного шума усилителя. Очевидно, что с увеличением числа каналов в такой установке будет уменьшаться доля мощности от задающего генератора, поступающая в качестве входного сигнала в каждый из усилительных каналов, тогда как интенсивность спонтанного излучения будет сохраняться на том же уровне или даже расти. Соответственно отношение сигнал/шум выходного пучка, связанное со спонтанным излучением, будет ухудшаться. Насколько уменьшение этого отношения приемлемо с точки зрения конкретного применения системы, настолько можно будет увеличить число усилительных каналов, а значит, и максимально излучаемую мощность всей системы.

В свете вышесказанного представлялось интересным выполнить анализ усиленного спонтанного излучения усилителя, работающего в режиме глубокого насыщения входным пучком. Этот анализ и стал основной целью настоящей работы.

2. Физическая модель

Рассмотрим диодный усилитель на основе поперечно-одномодового лазерного диода гребневого типа, подобного описанному, например, в работах [4, 5]. Основное отличие усилителя от лазера заключается в отсутствии зеркал резонатора. Усиление входного излучения в данном случае происходит за один проход усилителя длиной L вдоль его оптической оси z (рис.1). Оптический волновод усилительного диода поддерживает распространение только одной моды волновода со строго фиксированным поперечным распределением амплитуды волны, задаваемым функцией $v(x, y)$. В этом случае амплитуду монохроматической волны в объеме усилителя можно представить в следующем виде:

$$E_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}v(x, y)E_0(z)\exp(ik_0z - i\omega_0t) + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где $\vec{r} = x, y, z$; $v(x, y)$ – комплексная функция, нормированная на свое значение на оптической оси ($v(0, 0) = 1$); $E_0(z)$ – «медленная» комплексная амплитуда; $k_0 = (\omega_0/c) \times \text{Re}\sqrt{\epsilon} = \omega_0 n/c$ – волноводная константа распространения, представляющая собой реальную часть комплексной константы распространения; c – скорость света; n – волноводный (эффективный) показатель преломления; ϵ – комплексная диэлектрическая проницаемость волновода, которая находится одновременно с $v(x, y)$ при решении волноводной задачи (как, например, в [5]). Эту величину, как и в [2], представим в виде

$$\epsilon(\omega, N) = \epsilon_0(\omega) + i\frac{\alpha\epsilon_0}{k_0} - i\frac{\epsilon_0}{k_0}GG(N)(1 - iR), \quad (2)$$

где $G(N) = \sigma(N - N_{\text{тр}})$ – коэффициент усиления в активной области; α – нерезонансные оптические потери; ϵ_0 –

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков, Т.И.Гущик. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

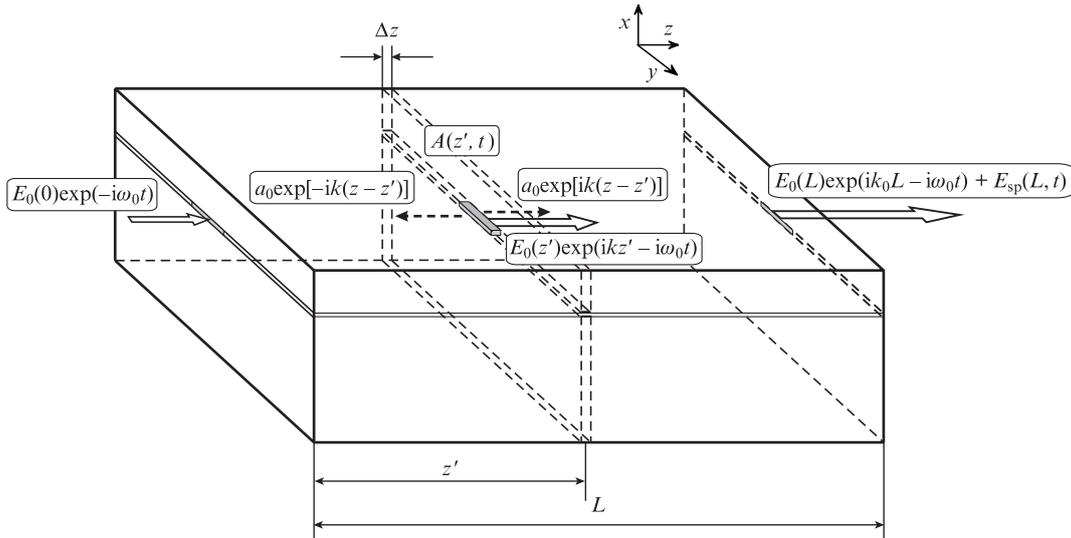


Рис.1. Схема, поясняющая физическую модель расчета усиленного спонтанного излучения в насыщенном монохроматическом излучении усилителе.

реальное значение диэлектрической проницаемости на пороге инверсии; Γ – фактор оптического ограничения; R – волноводное значение коэффициента амплитудно-фазовой связи; σ – дифференциальное усиление (сечение стимулированной рекомбинации); $N(z)$ – концентрация носителей на оптической оси (при $x = y = 0$); N_{tr} – концентрация носителей на пороге инверсии (концентрация прозрачности). Будем также считать, что именно входящая волна с амплитудой $E_0(z)$ насыщает усилитель, поэтому концентрация носителей $N(z)$ определяется только накачкой и интенсивностью волны $\propto |E_0|^2$. Задача о нахождении $E_0(z)$ и $N(z)$ в рамках принятой модели решалась неоднократно ранее (см., напр., [2, 3, 6]). Здесь мы воспользуемся известными решениями, в связи с чем эти функции далее будут рассматриваться как известные. Выражения для них приведены в Приложении.

Спонтанное излучение будем характеризовать распределенными по длине усилителя стохастическими источниками. При этом нас будет интересовать вклад этих источников только в волноводную моду с поперечным распределением амплитуды $v(x, y)$, таким же, как и для монохроматического поля «сильной» волны.

Для определения этого вклада спонтанных источников рассмотрим их в виде диполей, которые расположены в достаточно тонком (толщиной Δz) слое активной области, параллельном плоскости (x, y) и содержащим внутри точку с координатой z' . Для того чтобы слой можно было считать физически тонким, необходимо выполнение условия

$$k_0 \Delta z \ll 1. \quad (3)$$

Число осциллирующих диполей \tilde{N} , содержащихся в таком слое, можно оценить следующим образом:

$$\tilde{N} = \int N(\vec{r}) dx dy \Delta z = N(z') d_a W_N \Delta z, \quad (4)$$

где $N(\vec{r}) = N(z)f(x, y)$; $f(0, 0) = 1$; $f(x, y)$ – функция поперечного распределения концентрации носителей, нормированная на ее значение на оптической оси; d_a – толщина квантоворазмерного активного слоя (суммарная толщи-

на слоев, если их несколько); W_N – эффективная ширина распределения носителей в активном слое вдоль оси y . Для значений N , превышающих концентрацию прозрачности $N_{tr} \approx 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, при $d_a = 7 \text{ нм}$, $W_N = 5 \text{ мкм}$ и толщине слоя $\Delta z \leq 20 \text{ нм}$, удовлетворяющей условию (3), получим $\tilde{N} \geq 3 \times 10^3$. Это означает, что амплитуда волны, соответствующая спонтанному излучению из такого тонкого слоя, представляет собой результат сложения амплитуд более чем 3×10^3 одновременно излучающих независимых излучателей. Излучатели независимы, поскольку первопричиной возникновения электромагнитного поля каждого отдельного элементарного излучателя является внутреннее собственное движение заряда. Это движение не скоррелировано с собственными движениями зарядов других излучателей, поэтому амплитуды полей излучения отдельных излучателей не скоррелированы между собой, а следовательно, условия теоремы Муавра – Лапласа выполняются с хорошей точностью [7]. Поэтому в дальнейшем для амплитуды поля спонтанного излучения, распространяющегося в волноводе, будем использовать нормальный закон распределения. Эту результирующую амплитуду от всех волн, излучаемых в волновод в противоположных направлениях из физически тонкого слоя, обозначим через $A(z', t)$ (см. рис.1).

Из-за однододовости рассматриваемого волновода поперечное распределение этих амплитуд будет полностью совпадать с распределением для сильной усиливаемой волны $v(x, y)$. В связи с этим функция $v(x, y)$ во всех соотношениях будет фигурировать как один и тот же множитель, который в большинстве выражений для амплитуды полного поля мы далее опустим. Используя спектральные разложения случайной функции источников, для $A(z', t)$ можно записать:

$$A(z', t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} a_0(z', \omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (5)$$

где $a_0(z', \omega)$ – спектральная амплитуда источников. Хорошо известное фундаментальное решение одномерного волнового уравнения для точечного монохроматического источника, сосредоточенного в точке $z = z'$, имеет следующий вид:

$$\mathcal{E}_{sp}^0(\omega, z, t) = \frac{1}{2} \{a_0(z', \omega) \exp(ik|z - z'| - i\omega t) + \text{к.с.}\}. \quad (6)$$

Здесь $k = \omega n_{gr}/c$; n_{gr} – волноводный групповой показатель преломления. Это решение представляет собой две волны, распространяющиеся из плоскости $z = z'$ в противоположных направлениях. В дальнейшем нас будут интересовать только волны, распространяющиеся в одном направлении (положительном), в котором распространяется основная сильная волна на частоте ω_0 . С учетом вышесказанного для амплитуды $a_0(z', \omega)$ будет справедливо уравнение

$$\langle a_0(z', \omega) a_0^*(z'', \omega') \rangle = \rho_0(z', \omega) \delta(\omega - \omega') \delta(z' - z''), \quad (7)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю, принятое при анализе случайных процессов. Функция $\rho_0(z', \omega)$, представляющая собой спектральную плотность случайной амплитуды поля \mathcal{E}_{sp}^0 спонтанного излучения, связана с мощностью P_{sp}^0 этого излучения из слоя толщиной Δz в одной поперечной моде в единичном спектральном интервале $\delta\omega$ соотношением

$$P_{sp}^0 = S \frac{cn}{8\pi} \rho_0(z', \omega) \frac{H(\omega)}{\Delta\omega} \delta\omega \Delta z = S \beta \frac{\hbar\omega}{\tau} N(z') \frac{H(\omega)}{\Delta\omega} \delta\omega \Delta z. \quad (8)$$

Здесь $S = \int |v(x, y)|^2 dx dy$ – эффективная поперечная площадь, занимаемая оптическим пучком, $v(0, 0) = 1$;

$$\rho_0(z', \omega) = \frac{\hbar\omega}{\tau} \beta N(z') \frac{8\pi}{cn} H(\omega);$$

$$\beta = \frac{\pi\gamma\Gamma}{2n_a n S} \left(\frac{c}{\omega_0}\right)^2 \quad (9)$$

– безразмерная доля мощности излучения от одного элементарного излучателя в одну моду волновода;

$$\Gamma = \frac{\int f(x, y) |v(x, y)|^2 dx dy}{S};$$

$H(\omega)$ – форм-фактор спектральной линии спонтанного излучения, нормированный на единицу для частоты ω_0 ; $H(\omega_0) = 1$;

$$\int_0^\infty H(\omega) d\omega = \Delta\omega;$$

$\Delta\omega$ – эффективная ширина линии спонтанного излучения; τ – спонтанное время жизни возбужденного состояния; n_a – показатель преломления активного слоя; $\gamma \sim 1$ – безразмерная величина, характеризующая анизотропию дипольного момента в направлениях вдоль квантоворазмерного активного слоя и по нормали к нему.

Приведенное выше выражение для параметра β несколько отличается от аналогичных выражений в работах [8, 9]. Мы полагаем, что использованное нами выражение для β наиболее адекватно нашей модели лазера. Последовательный векторный анализ для расчета β , в рамках которого получено приближенное скалярное выражение для β в (9), будет представлен отдельно [10].

В нашей модели сильная волна никак не влияет на характер появления самого спонтанного излучения в слое с

координатой z' , но зато радикально меняет характер его усиления при распространении по активной области $z' \leq z \leq L$. Рожденные в слое Δz волны спонтанного излучения, проходя через активную область усилителя $z' \leq z \leq L$, в присутствии сильной монохроматической волны будут испытывать, согласно [11], нелинейное взаимодействие с последней, подвергаясь тем самым дополнительному нелинейному усилению с красной стороны спектра и подавлению с его синей стороны по отношению к частоте сильной волны. Расчет спектра спонтанного излучения на выходе усилителя с учетом такого нелинейного взаимодействия волн является основной частью настоящей работы.

3. Расчет спектральных амплитуд связанных волн спонтанного излучения на выходе усилителя

Для того чтобы найти амплитуду $\mathcal{E}_{sp}(z, z', t)$ волны, рожденной в слое с координатой $z = z'$ и прошедшей усиливающую среду в положительном направлении до точки $z > z'$, представим ее с учетом (6) в виде

$$\mathcal{E}_{sp}(z, z', t) = \frac{1}{2} \left\{ \exp[-i\omega_0 t + ik_0(z - z')] \times \int_{-\Omega_0}^{\Omega_0} a(z, z', \omega_0 + \Omega) \exp[-i\Omega t + iq(z - z')] d\Omega + \text{к.с.} \right\}, \quad (10)$$

где $q = \Omega n_{gr}/c$. В выражении (10) учтено, что спектральная плотность спонтанного излучения ограничена спектральным диапазоном $\omega_0 \pm \Omega_0$, где $\Omega_0 \ll \omega_0$. Волновые векторы k_0 и q выражены через частоты ω_0 и Ω . Спектральная амплитуда $a(z, z', \omega_0 + \Omega)$ представляет собой усиленное на длине от z' до z поле спонтанного излучения от источника $a_0(z', \omega_0 + \Omega)$.

Поскольку нелинейное взаимодействие связывает только волны с частотами $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ и $\omega_{-1} = \omega_0 - \Omega$, расположенные спектрально симметрично относительно ω_0 – частоты сильной волны, то мы можем по отдельности выполнить анализ каждой пары амплитуд $a(z, z', \omega_0 + \Omega)$ и $a(z, z', \omega_0 - \Omega)$, а затем проинтегрировать результат по всем частотам ω в пределах спектральной полосы спонтанного излучения. Таким образом, спектральные амплитуды спонтанного излучения в точке $z = z' + 0$, наряду с амплитудой сильного поля $E_0(z')$, можно рассматривать как компоненты входного сигнала $\mathcal{E}(z, z', t)$ для усилителя с длиной $L' = L - z'$, как схематично представлено на рис.1. В этом случае в точке $z > z'$ выражение для $\mathcal{E}(z, z', t)$ – комбинации волн с частотами ω_0 и $\omega_0 \pm \Omega$, – можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z, z', t) &= \frac{1}{2} \{ E_0(z) \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) + \exp[-i\omega_0 t + ik_0(z - z')] \\ &\times \{ a(z, z', \omega_0 + \Omega) \exp[-i\Omega t + iq(z - z')] \\ &+ a(z, z', \omega_0 - \Omega) \exp[i\Omega t - iq(z - z')] \} + \text{к.с.} \} \\ &= \frac{1}{2} \{ E_0(z) \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) [1 + V_1(z, z') \exp(iqz - i\Omega t) \\ &+ V_{-1}(z, z') \exp(-iqz + i\Omega t)] + \text{к.с.} \}, \quad (11) \end{aligned}$$

где

$$V_1(z, z') = \frac{a(z, z', \omega_0 + \Omega)}{E_0(z)} \exp(-ik_+ z'); \quad (12a)$$

$$V_{-1}(z, z') = \frac{a(z, z', \omega_0 - \Omega)}{E_0(z)} \exp(-ik_- z'); \quad (12b)$$

$k_{\pm} = k_0 \pm q$. Последнее выражение в (11) полностью совпадает с аналогичным выражением для амплитуды суммарного поля в работе [3] (равенство (2)). Используя результаты [3] и зная величины V_1 и V_{-1} в точке $z = z'$, определяемые равенствами (12a) и (12b), можно найти их значения на выходе усилителя в точке $z = L$. В результате будем иметь

$$\mathcal{E}(L, t) = \frac{1}{2} \{ [E_0(L) \exp(ik_0 L - i\omega_0 t) + E_{sp}(L, t)] + \text{к.с.}, \quad (13)$$

$$E_{sp}(L, t) = \int_{\omega_0 - \Omega}^{\omega_0 + \Omega} E_{sp}(\omega) \exp(-i\omega t + ikL) d\omega \\ = \exp(ik_0 L - i\omega_0 t) \tilde{E}_{sp}(L, t). \quad (13a)$$

Выражение для амплитуды волны спонтанного излучения $E_{sp}(L, t)$ в (13a) для удобства переобозначено через медленно меняющуюся огибающую $\tilde{E}_{sp}(L, t)$:

$$\tilde{E}_{sp}(L, t) = E_0(L, t) \int_{-\Omega}^{\Omega} a(\omega_0 + \Omega) \exp(-i\Omega t) d\Omega, \quad (13b)$$

$$a(\omega_0 + \Omega) = \exp(iqL) \int_0^L [F_1(L, z', \Omega) a_0(z', \omega_0 + \Omega) \\ + F_2(L, z', \Omega) a_0^*(z', \omega_0 - \Omega)] dz', \quad (14)$$

$$F_1(L, z', \Omega) = \frac{\exp(-ik_+ z') [K(L, z', \Omega) (1 - iR) + (1 + iR)]}{2E_0(z')}, \quad (14a)$$

$$F_2(L, z', \Omega) = \frac{\exp(-ik_- z') [K(L, z', \Omega) - 1] (1 - iR)}{2E_0^*(z')}. \quad (14b)$$

Безразмерная комплексная функция $K(L, z', \Omega)$ определена в Приложении. Ее отличие от единицы характеризует амплитуду осцилляций инверсии на частоте Ω и, соответственно, величину нелинейного взаимодействия волн. При $K \rightarrow 1$ осцилляции инверсии исчезают и волны разных частот распространяются без взаимодействия, усиливаясь со средним (статическим) насыщенным усилением.

Заметим, что, в отличие от [3], окончательное выражение (13) для амплитуды волны выходного излучения записано в интегральной форме. Разностная частота Ω изменяется непрерывно, принимая как положительные, так и отрицательные значения, что соответствует сплошному спектру спонтанного излучения, сосредоточенного вблизи частоты ω_0 . Из выражения (14) можно видеть, что в спектральную амплитуду выходного спонтанного излучения на частоте $\omega_0 + \Omega$ вносят вклад спонтанные источники на частоте не только $\omega_0 + \Omega$, но и $\omega_0 - \Omega$. Это есть принципиальный результат нелинейного взаимодействия полей посредством сильного поля на частоте ω_0 . Все величины, входящие в (13) и (14), находятся путем исполь-

зования данных о конструкции усилителя, а также хорошо известных параметров среды активного слоя.

Выражения (13), (14) для комплексной случайной функции $E_{sp}(L, t)$, представляющей собой амплитуду волны спонтанного излучения, позволяют записать выражение для его спектральной плотности $X(\omega)$ в виде

$$\langle E_{sp}(L, \omega) E_{sp}^*(L, \omega') \rangle = X(\omega) \delta(\omega - \omega'), \quad (15)$$

$$X(\omega_0 + \Omega) = |E_0(L)|^2 \int_0^L [|F_1(L, z', \Omega)|^2 \rho_0(z', \omega_0 + \Omega) \\ + |F_2(L, z', \Omega)|^2 \rho_0(z', \omega_0 - \Omega)] dz'. \quad (16)$$

Соответственно для спектрального распределения выходной мощности спонтанного излучения на частоте $\omega_0 + \Omega$ в частотном интервале $\delta\omega$ получаем

$$P(\omega_0 + \Omega) \delta\omega = S \frac{cn}{8\pi} X(\omega_0 + \Omega) \delta\omega \\ = \beta S \frac{\hbar\omega}{\tau} \frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \int_0^L \frac{|E_0(L)|^2}{|E_0(z')|^2} N(z') [|F_1(L, z', \Omega)|^2 H(\omega_0 + \Omega) \\ + |F_2(L, z', \Omega)|^2 H(\omega_0 - \Omega)] dz'. \quad (17)$$

Уравнения (15)–(17) записаны с учетом соотношений (7), (8) для $a_0(z', \omega)$ и $\rho_0(\omega)$. Таким образом, формула (17) полностью определяет распределение выходной мощности спонтанного излучения по спектру вблизи частоты ω_0 .

4. Результаты расчета спектра спонтанного излучения усилителя вблизи частоты ω_0 входной монохроматической волны

Для расчета использовались типичные для гребнёвых поперечно-одномодовых лазерных диодов параметры усилителя, хорошо известные из литературы и близкие к тем, для которых выполнены эксперименты в работе [4]. Значения этих параметров даны в табл.1.

На рис.2 показано развитие спектра спонтанного излучения для постоянной амплитуды монохроматического входного сигнала при увеличении тока накачки усилителя от значений, близких к порогу прозрачности, до значений, соответствующих выходной мощности ~ 1 Вт. Как видно из рисунка, спектральная плотность спонтанного излучения растет с током накачки, что является очевидным следствием роста концентрации носителей. Менее очевидное обстоятельство – значительная спектральная деформация спектральной плотности вблизи частоты ω_0 – есть следствие нелинейного взаимодействия монохроматической волны со спонтанным излучением. Взаимодействие носит асимметричный характер. Спектральная плотность с красной стороны спектра существенно больше, чем с синей. Данное обстоятельство ранее отмечалось, например, в работах [12, 13], а отдельно механизм этого взаимодействия был исследован в работе [11].

Рост интенсивности спонтанного излучения с красной от ω_0 стороны спектра, а при значительных интенсивностях монохроматической волны ее уменьшение с синей стороны связаны исключительно с эффектом, который в [11] интерпретирован как вынужденное рассеяние на ди-

Табл.1.

Параметр	Обозначение	Значение параметра
Спонтанное время жизни	τ (нс)	1.0
Сечение стимулированного перехода	σ (10^{-15} см ²)	1.9
Фактор оптического ограничения	Γ (%)	2.0
Толщина активной области	d_a (нм)	9.2
Ширина гребня	W_N (мкм)	5.0
Длина усилителя	L (мм)	4
Коэффициент нерезонансных потерь в волноводе	α (см ⁻¹)	1–10
Концентрация прозрачности	N_{tr} (10^{18} см ⁻³)	2.0
Ток прозрачности	J_{tr} (мА)	59
Интенсивность насыщения	I_s (10^5 Вт/см ²)	1.23
Эффективное сечение оптического пучка	S (10^{-8} см ²)	2.3
Длина волны монохроматического излучения	λ_0 (нм)	850
Коэффициент амплитудно-фазовой связи усилителя	R	3
Показатель преломления активной области	n_a	3.6
Эффективный показатель преломления	n	3.4
Фактор анизотропии дипольного момента	γ	1.6

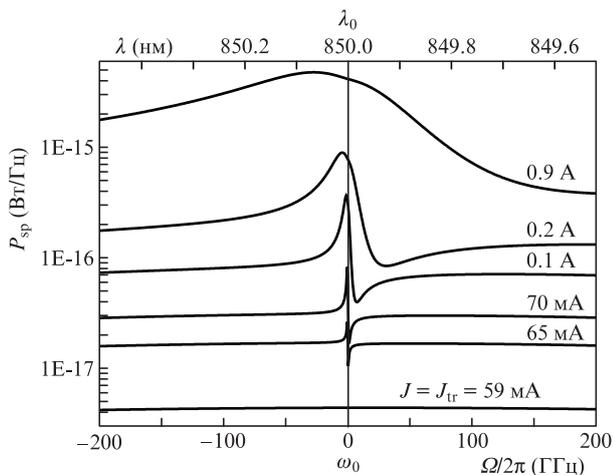


Рис.2. Зависимости спектра усиленного спонтанного излучения в окрестности частоты монохроматического излучения ω_0 от тока накачки усилителя. Входная мощность монохроматического излучения равна 0.28 мВт ($0.1P_s$), $R = 3$, $\alpha = 1$ см⁻¹. Минимальный ток (59 мА) соответствует току прозрачности J_{tr} , максимальный (0.9А) – мощности выходного излучения 1 Вт.

намических осцилляциях инверсии (концентрации электронов). Действительно, дополнительное нелинейное усиление со стороны сильного поля является результатом его рассеяния на динамических осцилляциях показателя преломления. Если показатель преломления не изменяется, т. е. не зависит от концентрации носителей N , этот эффект исчезает. Количественно его характеризует коэффициент амплитудно-фазовой связи R .

На рис.3 представлены результаты расчета спектров усиленного спонтанного излучения, выполненные для различных значений R . Видно, что при $R = 0$ (показатель преломления не зависит от концентрации электронов)

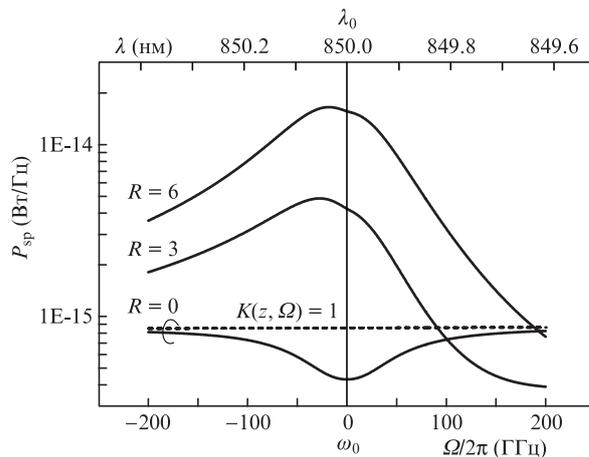


Рис.3. Зависимости спектра усиленного спонтанного излучения в окрестности частоты монохроматического излучения от коэффициента амплитудно-фазовой связи R . Штриховая линия – спектр при отсутствии взаимодействия мод.

спектральная плотность спонтанного излучения вблизи частоты сильной волны уменьшается даже по сравнению со случаем, когда нелинейное взаимодействие вообще отсутствует ($K = 1$). Это означает, что при $R = 0$, когда осцилляции инверсии не создают осцилляций показателя преломления, осцилляции усиления наводят только дополнительное поглощение для слабых волн в спектральной окрестности сильной волны. Как видно из кривой для $R = 0$, это наведенное поглощение спектрально симметрично по отношению к частоте сильной волны.

Вид спектра усиленного спонтанного излучения чувствителен не только к току накачки (выходной мощности) усилителя (рис.2) и значению R (рис.3), но и к величине потерь α (рис.4). При этом можно видеть, что при малых потерях ($\alpha \leq 3$ см⁻¹) спектр асимметричен, а при увеличении α до ~ 10 см⁻¹ он становится более симметричным. Большим значениям потерь (при постоянной выходной мощности) соответствует более высокая спектральная плотность спонтанного излучения, что обусловлено более высоким током накачки, необходимым для поддержания постоянного значения выходной мощности.

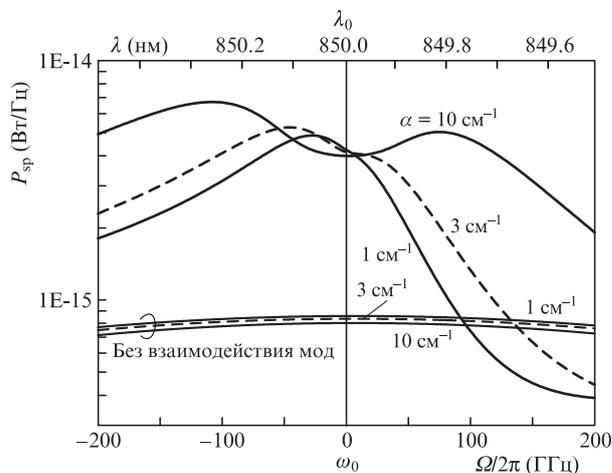


Рис.4. Зависимости спектра усиленного спонтанного излучения в окрестности частоты монохроматического излучения от коэффициента потерь в усилителе α . Входная мощность монохроматического излучения равна 0.28 мВт ($0.1P_s$), $R = 3$.

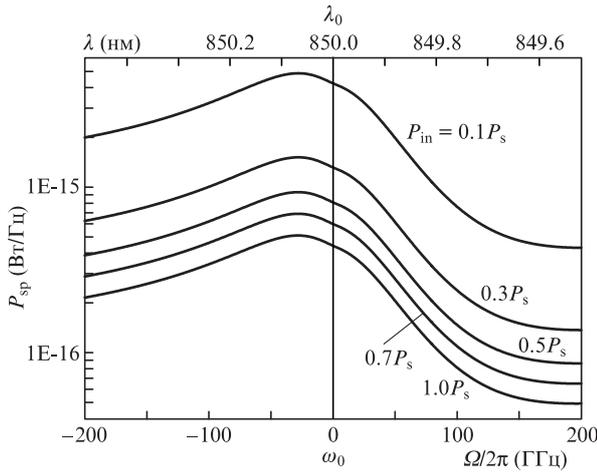


Рис.5. Зависимости спектра усиленного спонтанного излучения в окрестности частоты монохроматического излучения от мощности входного монохроматического излучения при $R = 3$, $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$, $P_s = 2.8 \text{ мВт}$; ток накачки усилителя для каждой кривой соответствует мощности выходного излучения 1 Вт.

Зависимость спектральной плотности усиленного спонтанного излучения от уровня входной мощности монохроматического излучения при постоянной выходной мощности представлена на рис.5. Увеличение входной мощности приводит к монотонному уменьшению мощности спонтанного излучения. Это вполне ожидаемый результат, связанный с монотонным уменьшением инверсии из-за роста степени насыщения усилителя.

5. Заключение

В представленной работе получено аналитическое выражение (19) для амплитуды усиленного спонтанного излучения на выходе оптического усилителя, работающего в режиме насыщения входным монохроматическим излучением. Найденное выражение, записанное в терминах случайной функции, позволяет найти оптический спектр усиленного спонтанного излучения, вид которого зависит от интенсивности монохроматической волны. Эта зависимость – результат нелинейного взаимодействия сильной волны с волнами спонтанного излучения через осцилляции инверсии (в данном случае – концентрации носителей). В результате этого взаимодействия возникает тенденция к усилению волн с красной стороны спектра и к их подавлению с синей стороны, что согласуется с результатами ранних работ (см., напр., [11–13] и др.). При высоком уровне потерь эта тенденция может нарушаться, и в значительной области спектра с обеих сторон относительно частоты монохроматической волны ω_0 наблюдается рост спектральной плотности спонтанного излучения.

В заключение отметим, что в конечные результаты настоящей работы вошли только рассчитанные спектры спонтанного излучения. Однако выражение, полученное для амплитуды волн спонтанного излучения (17), в принципе дает возможность расчета флуктуаций мощности и фазы выходного пучка усилителя, обусловленных биениями суммарной амплитуды монохроматической волны и волн спонтанного излучения в ближней спектральной окрестности частоты монохроматической волны. Расчет флуктуаций характеристик выходного пучка усилителя будет выполнен в нашей следующей работе.

Работа выполнена в рамках темы Госзадания № 0023-2014-0171.

Приложение

Согласно соотношениям (11) и (12) из работы [3] функция $K(L, z', \Omega)$ является неявной функцией координаты z' (через безразмерную интенсивность $u(z')$) и частоты Ω :

$$K(L, z', \Omega) = \exp\left\{\frac{g+1}{g+1-i\Omega\tau}\right\} \times \ln\left[\frac{(1-u(L)/g)(1+u(z')-i\Omega\tau)}{(1-u(z')/g)(1+u(L)-i\Omega\tau)}\right], \quad (\text{П1})$$

где

$$g = \frac{G\sigma\tau}{\alpha e d_a W_N L} (J - J_{\text{tr}}) - 1;$$

e – заряд электрона; J – ток накачки лазера; J_{tr} – ток прозрачности. Функция

$$u(z) = \frac{cn}{8\pi I_s} |E_0(z)|^2$$

находится как решение трансцендентного уравнения

$$\frac{u(z)}{u_0} \left| \frac{g-u_0}{g-u(z)} \right|^{g+1} = \exp(g\alpha z), \quad (\text{П2})$$

где $u_0 = P_{\text{in}}/P_s$ – безразмерная интенсивность входного пучка усилителя; P_{in} – входная мощность усилителя; $P_s = I_s S$ – мощность насыщения усилителя; $I_s = \hbar\omega_0/(\sigma\tau)$ – интенсивность насыщения. Поле сильной волны $E_0(z)$ определяется выражением $E_0(z) = |E_0(z)|\exp[i\varphi(z)]$, где $\varphi(z) = \varphi(0) - (R/2)\{\alpha z + \ln[u(z)/u_0]\}$. Концентрация носителей

$$N(z) - N_{\text{tr}} = \left(\frac{J}{J_{\text{tr}}} - 1\right) \frac{N_{\text{tr}}}{1+u(z)},$$

где $N_{\text{tr}} = J_{\text{tr}}\tau/(d_a L W_N e)$. Остальные параметры указаны в основном тексте.

1. Богатов А.П., Дракин А.Е., Дьячков Н.В. *Квантовая электроника*, **40**, 782 (2010).
2. Богатов А.П., Дьячков Н.В., Дракин А.Е., Гущик Т.И. *Квантовая электроника*, **43**, 699 (2013).
3. Дьячков Н.В., Богатов А.П., Гущик Т.И., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **44**, 997 (2014).
4. Дьячков Н.В., Богатов А.П., Гущик Т.И., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **44**, 1005 (2014).
5. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 1099 (2002).
6. Богатов А.П. *Труды ФИАН*, **160**, 68 (1986).
7. Рытов С.М. *Введение в статистическую радиофизику* (М.: Наука, 1976, ч.1, с. 36).
8. Petermann K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15** (7), 566 (1979).
9. Newstein M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20** (11), 1270 (1984).
10. Богатов А.П., будет опубликовано.
11. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdllov B.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11** (7, Pt. 1), 510 (1975).
12. Shtauf M., Tromborg B., Eisenstein G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34** (5), 869 (1998).
13. O'Duill S., Shumakher E., Eisenstein G. *J. Lightwave Technol.*, **28** (5), 791 (2010).