

УДК 681.7.068

ШУМ-ФАКТОР YB-ER ВОЛОКОННОГО УСИЛИТЕЛЯ В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ

Гольшев В.Ю., к.ф.-м.н., E-mail: vyugol@mail.ru

Кузнецов В.В., к.т.н., E-mail: kuznetsov@mirea.ru

Очин О.Ф., к.т.н., д.э.н., E-mail: ochin@bk.ru

МГТУ МИРЭА, Россия, Москва

Аннотация. В работе анализируется иттербий-эрбиевый волоконный усилитель, работающий в режиме насыщения. Получено аналитическое выражение для шум-фактора, обусловленного усиленной спонтанной люминесценцией. Рассмотрены зависимости шум-фактора от длины волны излучения, мощности излучения накачки и мощности входного сигнала.

Ключевые слова. Иттербий; эрбий; волоконный усилитель; шум-факто; режим насыщения.

NOISE FIGURE OF YB-ER FIBER AMPLIFIER IN SATURATION MODE

Golyshev V.Yu., PhD., E-mail: vyugol@mail.ru

Kuznetsov V.V., PhD., E-mail: kuznetsov@mirea.ru

Otchin O.F., PhD., D.ofSci.(Econ)., E-mail: ochin@bk.ru

MSTU MIREA, Moscow, Russia

Annotation. In this work ytterbium-erbium fiber amplifier working in the saturation mode is analyzed. Analytical expression for the noise figure caused by the amplified spontaneous luminescence is received. Dependences of a noise figure on the radiation wavelength, pump radiation power and input signal power are considered.

Key words. Ytterbium; Erbium; fiber amplifier; noise figure; saturated mode.

Введение

Иттербий-эрбиевые усилители находят широкое применение в современных цифровых волоконно-оптических линиях связи и системах кабельного телевидения большой дальности [1]. Активный световод таких усилителей поддерживает, как правило, одну поперечную моду излучения усиливаемого сигнала, профиль распределения мощности которого сосредоточен вблизи жилы, легированной фосфором и редкоземельными ионами эрбия и иттербия. Многомодовое излучение накачки на длине волны 980 нм распространяется внутри более широкой области, ограниченной внешним диаметром кварцевого волокна с фтористым отражающим покрытием. Спектр усиления находится в диапазоне 1535 - 1565 нм. Он обусловлен лазерным переходом ионов Er^{3+} между уровнями $^4\text{I}_{13/2}$ и $^4\text{I}_{15/2}$. Излучение накачки поглощается иттербием, находящимся в основном состоянии $^2\text{F}_{7/2}$. Возбужденный на уровень $^2\text{F}_{5/2}$ ион Yb^{3+} передает энергию соседнему иону Er^{3+} , который переходит из

состояния ${}^4I_{15/2}$ в состояние ${}^4I_{11/2}$. Возбужденный эрбий быстро безизлучательно релаксирует на метастабильный ${}^4I_{13/2}$ уровень, обладающий большим временем жизни. Детальное описание параметров и принципов работы волоконных оптических усилителей с редкоземельными активными ионами сделано в работе [2].

Одним из самых важных параметров оптического усилителя, влияющих на качество передачи информации в линиях связи, является шум-фактор. Шум-фактор обусловлен усиленной спонтанной люминесценцией, возникающей на лазерном переходе эрбия. Вместо термина усиленная спонтанная люминесценция мы будем в дальнейшем использовать термин шум, который не надо путать с динамическими шумами усилителя. В протяженных волоконно-оптических линиях с большим количеством усилителей, компенсирующих потери мощности передаваемого сигнала, шумы могут накапливаться. Большой уровень шума в конце линии может приводить к ухудшению качества сигнала, ошибкам в цифровом коде и ограничению дальности передачи информации.

Численное моделирование и оптимизация основных параметров усилителя, использующего Yb-Er активное волокно, были проведены в работе [3]. В работе [4] сделан расчет усиления оптического сигнала в иттербий-эрбиевом волоконном усилителе, работающем в режиме насыщения, когда мощность входного сигнала превосходит мощность насыщения усилителя. Получены аналитические решения для распределения инверсной населенности, мощности накачки и сигнала вдоль активного световода. Однако такой важный параметр усилителя, как шум-фактор, не вычислялся. В настоящей работе мы представляем расчет шум-фактора Yb-Er волоконного усилителя, работающего в режиме насыщения.

Аналитическое решение

Названия, обозначения и типичные значения оптических параметров активного световода в диапазоне длин волн 1.5 микрона, которые будут использованы в дальнейшем при численных расчетах, даны в таб.1.

Таблица 1.

Параметры активного световода

Название	Обозначение	Значение	Единица измерения
Модовый размер излучения сигнала	ω_s	7	μm
Модовый размер излучения накачки	ω_p	110	μm
Радиус жилы световода	r_0	7	μm
Сечение поглощения ионов эрбия (длина волны сигнала $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$)	$\sigma_{12}(\lambda_s)$	$2.394 \cdot 10^{-25}$	m^2
Сечение люминесценции ионов эрбия (длина волны сигнала $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$)	$\sigma_{21}(\lambda_s)$	$3.6 \cdot 10^{-25}$	m^2
Сечение поглощения ионов иттербия (длина волны накачки $\lambda_p = 980 \text{ nm}$)	$\sigma_{45}(\lambda_p)$	$1.7 \cdot 10^{-25}$	m^2
Коэффициент пассивных потерь излучения сигнала в световоде	α_s	$2 \cdot 10^{-2}$	
Коэффициент пассивных потерь излучения накачки в световоде	α_p	$4 \cdot 10^{-2}$	
Время жизни верхнего уровня эрбия	τ_2	10^{-2}	s
Концентрация ионов эрбия	a	$1.336 \cdot 10^{25}$	m^{-3}
Концентрация ионов иттербия	d	$3.34 \cdot 10^{26}$	m^{-3}
Длина активного световода	L	5	m

Согласно [4] распространение излучения усиленной спонтанной люминесценции вдоль длины активного световода z описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d}{dz} s_{ASE}(z) = \frac{2}{\omega_s^2} \int_0^{+\infty} dr \cdot r (\sigma_{21} n_2(r) [s_{ASE}(z) + 2s_0] - \sigma_{12} n_1(r) s_{ASE}(z) - \alpha_s s_{ASE}(z)) \psi_s(r), \quad (1)$$

где $\psi_s(r) = \exp(-r^2 / \omega_s^2)$ - функция поперечного распределения излучения сигнала,

$n_1(r)$ и $n_2(r)$ - населенности уровней лазерного перехода эрбия, соответственно нижнего и верхнего уровней. Мощность излучения усиленной спонтанной люминесценции $s_{ASE}(z)$ нормирована на мощность насыщения

$P_{sat} = hc\pi\omega_s^2 \{\lambda_s \tau_2 (\sigma_{12} + \sigma_{21})\}^{-1}$, где h - постоянная Планка, c - скорость света.

Мощность излучения спонтанной люминесценции $s_0 = h\nu\delta\nu / P_{sat}$ определяется одним шумовым фотоном в полосе частот $\delta\nu$. Двойка перед s_0 в формуле (1) учитывает два ортогональных состояния поляризации.

Решение уравнения (1) ищем в приближении малости $s_{ASE}(z)$ по сравнению с

мощностью сигнала в световоде $s(z)$. Это выполняется при $s(0) \gg G(L)s_0$, где $G(L) = s(L)/s(0)$ - коэффициент усиления усилителя. Поддерживая первый порядок малости по $s_{ASE}(z)$ и s_0 , вместо $n_1(r)$ и $n_2(r)$ подставляем функции распределения, полученные в отсутствие спонтанной люминесценции (см. [4]):

$$n_2(r) = a \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \frac{p\psi_p(r) + s\psi_s(r)}{1 + s\psi_s(r)}, \quad (2)$$

$$n_1(r) = a - n_2(r), \quad (3)$$

где $\psi_p(r) = \theta(\omega_p - r)$ - функция поперечного распределения излучения накачки.

Нормированная на пороговую мощность $P_{por} = \frac{a}{d} \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{45}} hc \pi \omega_p^2 \{\lambda_p \tau_2 (\sigma_{12} + \sigma_{21})\}^{-1}$, мощность излучения накачки имеет вид

$$p(z) = p_+ \exp[-\gamma z] + p_- \exp[-\gamma(L-z)], \quad (4)$$

где p_+ - мощность накачки, заводимая по направлению распространения сигнала в начале световода $z = 0$, p_- - мощность накачки, заводимая против направления распространения сигнала в конце световода $z = L$, $\gamma = r_0^2 \omega_p^{-2} d \sigma_{45} + \alpha_p$ - коэффициент поглощения накачки. Распределение мощности сигнала вдоль активного световода задается выражением

$$s(z) = \left(s(0) + a \sigma_{12} \left(\frac{r_0}{\omega_s} \right)^2 \int_0^z dx \cdot (p(x) - 1) \exp[\alpha_s x] \right) \exp[-\alpha_s z], \quad (5)$$

Подставляя (2) и (3) в (1) и произведя интегрирование по r , получим

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} s_{ASE}(z) = a \sigma_{12} (p(z) - 1) \frac{s_{ASE}(z)}{s(z)} \ln \left[\frac{1 + s(z)}{1 + s(z) \exp(-r_0^2 / \omega_s^2)} \right] - \alpha_s s_{ASE}(z) + \\ 2s_0 a \frac{\sigma_{12} \sigma_{21}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \left(\frac{p(z) - 1}{s(z)} \ln \left[\frac{1 + s(z)}{1 + s(z) \exp(-r_0^2 / \omega_s^2)} \right] + 1 - \exp(-r_0^2 / \omega_s^2) \right), \end{aligned} \quad (6)$$

Так же как и в [4], будем решать уравнение (6) в случае $s \gg 1$. В этом приближении (6) преобразуется к виду

$$\frac{d}{dz} s_{ASE}(z) = a\sigma_{12}(p(z)-1)\left(\frac{r_0}{\omega_s}\right)^2 \frac{s_{ASE}(z)}{s(z)} - \alpha_s s_{ASE}(z) + 2s_0 a \frac{\sigma_{12}\sigma_{21}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \left(\left(\frac{r_0}{\omega_s}\right)^2 \frac{p(z)-1}{s(z)} + 1 - \exp(-r_0^2/\omega_s^2) \right), \quad (7)$$

Производя интегрирование в (7) после несложных преобразований с учетом (5) получим

$$s_{ASE}(L) = 2s_0 \frac{\sigma_{12}\sigma_{21}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} G(L) \left(1 - \frac{1}{G(L)} + (a\sigma_{12}\Gamma_s + \alpha_s) \int_0^L \frac{dz}{G(z)} \right), \quad (8)$$

где $\Gamma_s = 1 - \exp(-r_0^2/\omega_s^2)$ - фактор перекрытия для излучения сигнала.

Шум фактор усилителя выражается через мощность усиленной спонтанной люминесценции согласно следующей формуле (см. [2])

$$NF = \frac{1}{G(L)} \left(1 + \frac{s_{ASE}(L)}{s_0} \right), \quad (9)$$

Подставляя (8) в (9), находим окончательное выражение для шум-фактора

$$NF = \frac{1}{G(L)} + 2 \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12} + \sigma_{21}} \left(1 - \frac{1}{G(L)} + (a\sigma_{12}\Gamma_s + \alpha_s) \int_0^L \frac{dz}{G(z)} \right), \quad (10)$$

Отсюда видно, что спектральная зависимость шума задается сечениями поглощения и люминесценции. Влияние на шум-фактор мощности входного сигнала и мощности накачки оказывается опосредованно через функцию $G(z)$.

Коэффициент усиления $G(z)$ легко получить после подстановки (4) в (5) и интегрирования:

$$G(z) = \exp[-\alpha_s z] + \frac{a\sigma_{12}}{s(0)} \left(\frac{r_0}{\omega_s}\right)^2 \left\{ \frac{p_+}{\gamma - \alpha_s} (\exp[-\alpha_s z] - \exp[-\gamma z]) + \frac{p_-}{\gamma + \alpha_s} \exp[-\gamma L] (\exp[\gamma z] - \exp[-\alpha_s z]) - \frac{1}{\alpha_s} (1 - \exp[-\alpha_s z]) \right\}, \quad (11)$$

Он линейно растет с увеличением мощностей накачки p_+ и p_- . Зависимость же от мощности входного сигнала $s(0)$ в режиме насыщения обратная. В пределе $s(0) \rightarrow +\infty$ получаем режим просветления активного световода, при котором $G(z) = \exp[-\alpha_s z]$.

Примеры

Используя формулы (10) и (11) проведем численные оценки зависимостей шум-фактора однокаскадного усилителя от длины волны входного сигнала, мощности входного сигнала и мощности накачки. Как это принято в телекоммуникационных расчетах, значения шум-фактора мы будем выражать в децибеллах:

$$NF|_{dB} = 10 \log NF.$$

При расчете спектральной зависимости шум-фактора были приняты следующие значения входной мощности сигнала и мощности накачки: $P_s(0) = 40$ мВт, $P_- = P_+ = 1$ Вт. Также были использованы экспериментальные спектры сечений поглощения и люминесценции ионов эрбия. Их значения на длине волны входного сигнала 1550 нм приведены в таб. 1. Результаты вычислений показаны на рис. 1. Неравномерность функции $NF(\lambda)$ составила 4 дБ в диапазоне 1530 - 1566 нм. Она обусловлена неравномерностью спектров $\sigma_{12}(\lambda)$ и $\sigma_{21}(\lambda)$. Подобная форма зависимости шум-фактора от длины волны входного сигнала характерна для эрбиевых усилителей с жилой, легированной фосфором. Наблюдается самый большой пик шума на длине волны штарковского перехода 1535 нм и меньший пик, соответствующий переходу 1542 нм. Следует заметить, что шум-фактор реального усилителя будет несколько выше расчетного, т.к. мы не учитывали входные оптические потери ΔP_{in} .

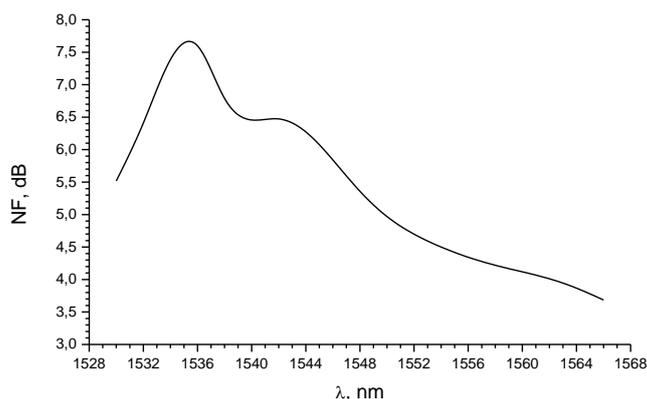


Рис. 1. Спектр шум-фактора.

Они образуются за счет потерь входного оптического разветвителя, служащего для контроля входной мощности, оптического изолятора и мультиплексора ввода излучения накачки. Характерные значения этих потерь находятся в диапазоне от 0.3 до

1.5 дБ. Для получения реального шум-фактора надо к его расчетному значению добавить входные потери: $NF = NF_{calc} + \Delta P_{in}$ (в дБ).

График зависимости шума усилителя от входной мощности сигнала приведен на рисунке 2. При расчете были приняты следующие значения длины волны излучения сигнала и мощности накачки: $\lambda = 1550$ нм, $P_- = P_+ = 1$ Вт.

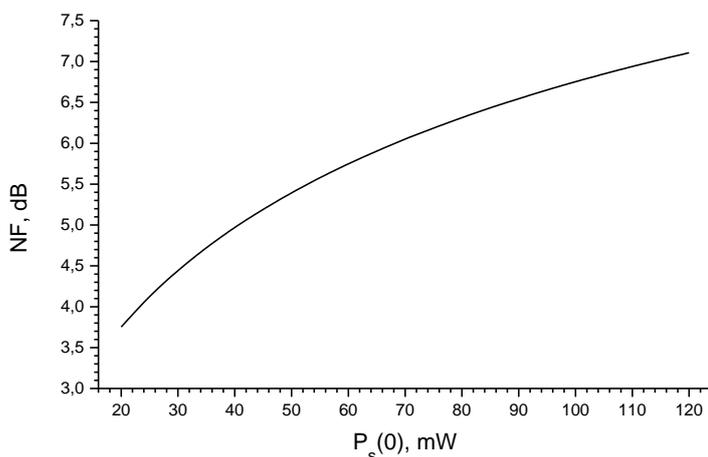


Рис. 2. Зависимость шум-фактора от мощности входного сигнала.

Как и следовало ожидать, NF усилителя возрастает с ростом мощности $P_s(0)$. Это можно легко увидеть также из следующего. Согласно (10) шум-фактор усилителя пропорционален интегралу по dz от $G(z)^{-1}$:

$$NF \sim 1 + C \int_0^L dz \cdot \frac{1}{G(z)}, \quad (12)$$

где C – положительная константа. Из (11) следует, что $G(z) = C_1(z) + C_2(z)P_s^{-1}(0)$, где $C_1(z)$ и $C_2(z)$ – положительные функции длины. Поэтому интеграл (12) растет с ростом $P_s(0)$. Как видно из (12), минимальный шум-фактор усилителя соответствует случаю максимальной скорости роста усиления $dG(z)/dz$ в начале световода. При малом входном сигнале получается большая скорость роста усиления, что приводит к меньшему значению шума.

Изменение шум-фактора усилителя в зависимости от входного сигнала является нежелательным эффектом. Его можно уменьшить, если перевести усилитель из режима стабилизации выходной мощности в режим стабилизации коэффициента усиления. В

этом случае при изменении входного сигнала автоматически меняется мощность накачки для поддержания заданного значения усиления. Расчет по формулам (10) и (11) показывает, что для данного случая наблюдается пренебрежимо малое влияние входного сигнала на шум усилителя (всего лишь несколько ppm).

График зависимости шума усилителя от мощности накачки $P_- = P_+ \equiv P_p$ приведен на рисунке 3. При расчете были приняты следующие значения длины волны и мощности входного сигнала: $\lambda = 1550$ нм, $P_s(0) = 40$ мВт. Шум усилителя уменьшается при увеличении мощности накачки P_p . С ростом P_p увеличивается коэффициент усиления на всем протяжении активного световода, что приводит к уменьшению NF согласно (12).

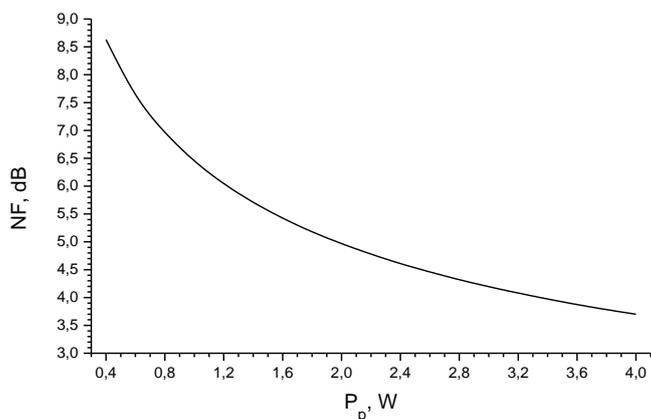


Рис. 3. Зависимость шум-фактора от мощности накачки.

Заключение

В представленной работе получено аналитическое выражение для шум-фактора иттербий-эрбиевого усилителя. Вычисления были сделаны в следующих приближениях. Усилитель работает в режиме насыщения, при котором полная инверсия активной среды не достигается ни в одной точке активного световода. Входной сигнал превосходит мощность усиленной спонтанной люминесценции, распространяющейся как по направлению сигнала, так и против сигнала. Эти приближения более подробно рассмотрены в [4].

Приведена спектральная зависимость шума усилителя, которая имеет ярко выраженную неравномерность и обусловлена спектрами сечения поглощения и люминесценции ионов эрбия. Показано, что шум-фактор усилителя, находящегося в

режиме стабилизации выходной оптической мощности, растет при увеличении мощности входного сигнала и наоборот, уменьшается при увеличении мощности накачки. В режиме стабилизации коэффициента усиления шум усилителя практически не зависит от входной оптической мощности.

Список литературы

1. Гольшев В.Ю., Жуков Е.А., Самарцев И.Э., Слепов Д.Г. // Успехи современной радиоэлектроники. 2004. № 5-6. С. 96.
2. Desurvire E. // Erbium-Doped Fiber Amplifiers Principles and Applications. New York: A Wiley-Interscience Publication, 1994.
3. Karasek M. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1997. V. 33. P. 1699.
4. Гольшев В.Ю. // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. С. 93.