

Математическое моделирование автомодуляционных режимов в волоконном лазере с микрорезонаторным отражателем

Ф. А. Егоров¹, А. П. Неугодинов², В. В. Никитин^{3,a}, В. Т. Потапов¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал. Россия, 141190, Московская обл., г. Фрязино, пл. Акад. Введенского, д. 1.

²ЗАО «Мониторинг Центр». Россия, 105118, Москва, шоссе Энтузиастов, д. 25/18.

³Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ^amarkiz4@yandex.ru

Статья поступила 25.03.2009, подписана в печать 22.07.2009

Получены приближенные уравнения, описывающие динамику интенсивности излучения волоконного лазера с внешним отражателем на основе микрооптомеханических резонансных структур в условиях неравномерной накачки активного световода лазера. Результаты численного решения уравнений демонстрируют возможность существования автомодуляционных режимов с частотой модуляции, равной собственной частоте моды упругих колебаний микрорезонаторной структуры. Определены области параметров, при которых возможны автомодуляционные режимы.

Ключевые слова: волоконный лазер, автомодуляция, микрорезонатор, модуляция добротности, интерферометр Фабри–Перо.

УДК: 535.374:621.375.8. PACS: 42.55.Wd, 42.60.Fc.

Введение

Автомодуляционные режимы в волоконных лазерах (ВЛ) с микрооптомеханическими резонансными элементами (МРЭ) в цепи оптической обратной связи открывают возможности для создания волоконно-оптических датчиков (ВОД) с частотным выходом, характеризующихся повышенной помехоустойчивостью и точностью измерений [1, 2]. При этом микрооптомеханический элемент (микрорезонатор) играет двоякую роль: с одной стороны является пассивным модулятором характеристик оптического резонатора ВЛ, с другой – выполняет роль сенсорного элемента датчика благодаря зависимости собственной частоты микрорезонатора от различных внешних воздействий (температура, давление, состав окружающей среды и т. д. [3, 4]). В схемах ВОД на базе эрбиевых волоконных лазеров (ЭВЛ) [5] длина волоконно-оптического резонатора ЭВЛ с активным световодом (АС), легированным эрбием (Er) и сенсбилизатором – иттербием (Yb), может составлять несколько метров, при этом с целью упрощения конструкции ВОД, как правило, используется несимметричная схема накачки АС, что приводит к существенной неоднородности в волоконном резонаторе лазера, которая может заметно влиять на динамику генерации лазера [6]. Учет этой неоднородности и является основной целью настоящей работы. Для упрощения расчетов примем, что активная среда лазера является изотропной, а излучение накачки – полностью деполаризованным. Кроме того, пренебрегаем мелкомасштабными пространственными решетками инверсии населенностей [7, 8].

Математическая модель такой системы ЭВЛ–МРЭ с неравномерной накачкой АС, учитывающая кинетику обмена энергией между сенсбилизатором (Yb) и генерирующими активными центрами (Er), описывается совокупностью нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных [10], при этом микрорезо-

натор рассматривается как гармонический осциллятор в режиме вынужденных колебаний под действием фотоиндуцированных сил. Целью настоящей работы является разработка приближенных численно-аналитических методов моделирования свойств системы ЭВЛ–МРЭ в условиях неравномерной накачки АС, позволяющих определить области параметров, при которых возможны автомодуляционные режимы.

Постановка задачи

Схема рассматриваемой системы ЭВЛ–МРЭ представлена на рис. 1. Примем, что длина активного световода совпадает с полной длиной волоконно-оптического резонатора лазера $[0, L]$. Накачка АС производится через полупрозрачное зеркало резонатора ЭВЛ (в точке $x = 0$) с коэффициентом отражения r_s на длине волны генерации $\lambda_s = 1560$ нм и полностью прозрачное для излучения накачки $\lambda_p = 976$ нм. Ввод излучения накачки в АС и вывод лазерного излучения осуществляется с помощью волоконного спектрального мультиплексора (ВСМ). Роль второго отражателя резонатора (в точке $x = L$) выполняет нелинейный (оптически перестраиваемый) интерферометр Фабри–Перо (ИФП) на основе микрорезонатора, характеризующийся коэффициентами отражения $R_{s,p}$, определяемыми формулой Эйри [9]:

$$R_{s,p} = \frac{R'_{s,p} + R''_{s,p} k_{s,p}^2 - 2k_{s,p} \sqrt{R'_{s,p} R''_{s,p}} \cos\left(\frac{4\pi(H_0+y)}{\lambda_{s,p}} + \varphi_{s,p}\right)}{1 + R'_{s,p} R''_{s,p} k_{s,p}^2 - 2k_{s,p} \sqrt{R'_{s,p} R''_{s,p}} \cos\left(\frac{4\pi(H_0+y)}{\lambda_{s,p}} + \varphi_{s,p}\right)}, \quad (1)$$

где $R'_{s,p}$ и $R''_{s,p}$ – коэффициенты отражения зеркал ИФП – торцевой поверхности активного световода ($R'_{s,p}$) и поверхности микрорезонатора ($R''_{s,p}$) соответственно на длине волны генерации (s) и накачки (p); $k_{s,p} = \left(1 + \frac{(H_0+y)^2 \lambda_{s,p}^2}{\pi^2 d_{s,p}^4}\right)^{-1}$ – коэффициент, обусловленный расходимостью пучка в полости ИФП; $d_{s,p}$ – диаметр

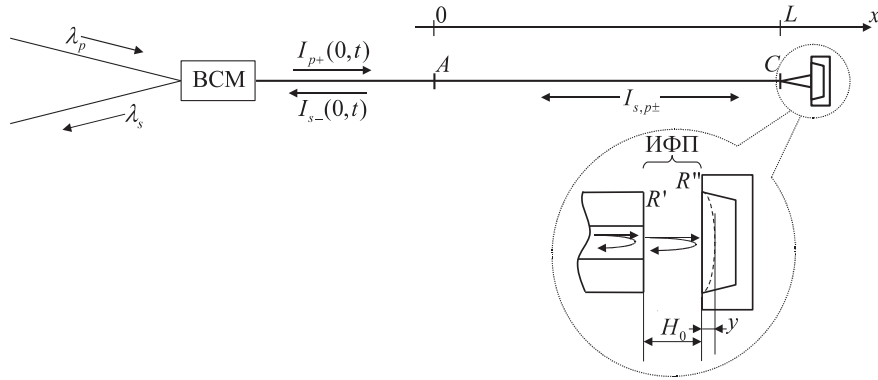


Рис. 1. Схема волоконного лазера с микрорезонаторным зеркалом: АС — активный световод, ИФП — интерферометр Фабри–Перо на основе микрорезонатора, ВСМ — волоконный спектральный мультиплексор

модового пятна в АС; H_0 — исходная база ИФП; y — фотоиндуцированная деформация МРЭ, зависящая от интенсивности лазерного излучения, падающего на микрорезонатор; $\varphi_{s,p}$ — постоянный сдвиг фаз, вносимый зеркалами ИФП. Схема энергетических уровней активных центров (Er^{3+}) и сенсibilизатора (Yb^{3+}) приведена на рис. 2. Распределение ионов вдоль АС предполагается однородным с объемной концентрацией N_{Er} и N_{Yb} соответственно.

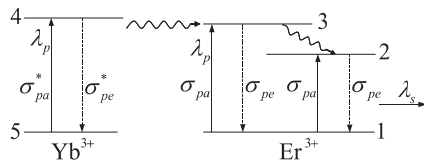


Рис. 2. Схема энергетических уровней ионов Er^{3+} и Yb^{3+}

Динамика системы ЭВЛ–МРЭ описывается следующей системой уравнений [10]:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -[\sigma_{pa}n_1 - \sigma_{pe}n_3](I_{p+} + I_{p-}) + [\sigma_{se}n_2 - \sigma_{sa}n_1](I_{s+} + I_{s-}) + \frac{n_2}{\tau_{21}} - C_{cr}n_1n_4, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = [\sigma_{sa}n_1 - \sigma_{se}n_2](I_{s+} + I_{s-}) - \frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{32}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_5}{\partial t} = [\sigma_{pe}^*n_4 - \sigma_{pa}^*n_5](I_{p+} + I_{p-}) + \frac{n_4}{\tau_{45}} + C_{cr}n_1n_4, \quad (4)$$

$$n_4 + n_5 = N_{\text{Yb}}, \quad n_1 + n_2 + n_3 = N_{\text{Er}}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial I_{p+}}{\partial x} + \frac{1}{V} \frac{\partial I_{p+}}{\partial t} = [\sigma_{pe}n_3 + \sigma_{pe}^*n_4 - \sigma_{pa}n_1 - \sigma_{pa}^*n_5]I_{p+} - l_p I_{p+}, \quad (6)$$

$$-\frac{\partial I_{p-}}{\partial x} + \frac{1}{V} \frac{\partial I_{p-}}{\partial t} = [\sigma_{pe}n_3 + \sigma_{pe}^*n_4 - \sigma_{pa}n_1 - \sigma_{pa}^*n_5]I_{p-} - l_p I_{p-}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial I_{s+}}{\partial x} + \frac{1}{V} \frac{\partial I_{s+}}{\partial t} = [\sigma_{se}n_2 - \sigma_{sa}n_1]I_{s+} - l_s I_{s+} + \gamma \frac{n_2}{\tau_{21}}, \quad (8)$$

$$-\frac{\partial I_{s-}}{\partial x} + \frac{1}{V} \frac{\partial I_{s-}}{\partial t} = [\sigma_{se}n_2 - \sigma_{sa}n_1]I_{s-} - l_s I_{s-} + \gamma \frac{n_2}{\tau_{21}}, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{\omega}{Q} \frac{dy}{dt} + \omega^2 y = \frac{G}{M} I_{s+}(L, t) \quad (10)$$

с граничными условиями

$$I_{p+}(0, t) = I_0, \quad I_{p-}(L, t) = R_p^*(y)I_{p+}(L, t), \quad (11)$$

$$I_{s+}(0, t) = rI_{s-}(0, t), \quad I_{s-}(L, t) = R_s(y)I_{s+}(L, t), \quad (12)$$

где $R_{s,p}(y)$ определяется по формуле (1). Здесь переменные n_1, n_2, n_3 и n_4, n_5 — заселенности энергетических уровней ионов Er^{3+} и Yb^{3+} соответственно; переменные $I_{s\pm}$ — интенсивности волн лазерного излучения в АС, бегущих в противоположных направлениях; переменные $I_{p\pm}$ — интенсивность излучения накачки; σ_{sa} и σ_{se} — сечения поглощения и излучения для Er^{3+} на длине волны генерации; $\sigma_{pa,e}$, $\sigma_{pa,e}^*$ — соответственно сечения поглощения и излучения на длине волны накачки для Er^{3+} и для Yb^{3+} ; V — скорость света в активном световоде; $l_{p,s}$ — эффективные коэффициенты потерь излучения в АС; τ_{mn} — характерное время спонтанного перехода с энергетического уровня m на уровень n ; γ характеризует интенсивность спонтанного излучения в АС; ω и Q — собственная частота и добротность упругих колебаний микрорезонатора; C_{cr} характеризует эффективность энергетического обмена между Er^{3+} и Yb^{3+} ; I_0 — интенсивность излучения накачки, направляемого в АС; M и $F = G \cdot I_{s+}(L, t)$ в формуле (10) — значения эффективной массы и эффективной фотоиндуцированной силы, обусловленной, в частности, давлением лазерного излучения на микрорезонатор.

Результаты расчета

За время полного пробега фотоном оптического резонатора лазера населенности энергетических уровней меняются незначительно. Это позволяет существенно упростить задачу и провести численный расчет. Такое приближение естественно назвать адиабатическим, т. е. предполагающим, что величина $\alpha \sim L/\tau V$ — малый параметр. Здесь τ — характерное время изменения населенности энергетических уровней. Для оценки α заметим следующее. Автомодуляционный режим рассматриваемой системы обусловлен регулярными всплесками интенсивности лазерного излучения. В момент всплеска скорость изменения заселенностей максимальна и почти целиком определяется величиной $I_{s,\max}$, поэтому α_{\max} можно оценить как

$$\alpha_{\max} \sim \frac{\dot{n}_{1,2}L}{n_{1,2}V} \sim \frac{L\sigma_{se,a}I_{s,\max}}{V}.$$

Следовательно, указанное приближение тем точнее, чем меньше импульсная мощность и длина резонатора лазера. В экспериментах, как правило, $I_{s,\max} \leq 10^{29}$ фотон/м²с, $L \leq 10$ м, поэтому оценка сверху дает $\alpha_{\max} \sim 3 \cdot 10^{-3} \ll 1$. Как показано в приложении А, это позволяет получить упрощенную систему уравнений (А5), (А6), (А11), (А12), (А9), и в результате задача сводится к решению системы интегродифференциальных уравнений для переменных $n_1(x, t)$, $n_2(x, t)$, $n_5(x, t)$, $S(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1(x, t)}{\partial t} &= k_n[\sigma_{se}n_2 - \sigma_{sa}n_1](I_{s+} + I_{s-}) - \\ &\quad - k_n[\sigma_{pa}n_1 - \sigma_{pe}n_3](I_{p+} + I_{p-}) + \frac{n_2}{\tau_{21}} - C_{cr}n_1n_4, \\ \frac{\partial n_2(x, t)}{\partial t} &= k_n[\sigma_{sa}n_1 - \sigma_{se}n_2](I_{s+} + I_{s-}) - \frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{32}}, \\ \frac{\partial n_5(x, t)}{\partial t} &= k_n[\sigma_{pe}^*n_4 - \sigma_{pa}^*n_5](I_{p+} + I_{p-}) + \frac{n_4}{\tau_{45}} + C_{cr}n_1n_4, \\ n_4 + n_5 &= B, \quad n_1 + n_2 + n_3 = 1, \\ J_{p+} &= J_0 + \int_0^x d\xi F_p(\xi, t), \\ J_{p-} &= J_{p+}(L, t) + \ln R_p^*(y) + \int_x^L d\xi F_p(\xi, t), \end{aligned}$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = [a + b] + \frac{2L}{V} K_{sp}n_2,$$

$$J_{s+}(x, t) = \int_0^x d\xi F_s(\xi, t) + \frac{V}{2L} S + \frac{a}{2} - \frac{a+b}{2} \frac{x}{L},$$

$$J_{s-}(x, t) = \int_x^L d\xi F_p(\xi, t) + \frac{V}{2L} S - \frac{a}{2} + \frac{a+b}{2} \frac{x}{L},$$

$$a(t) = \ln r + \int_0^L d\xi F_s(\xi, t), \quad b(t) = \ln R(z) + \int_0^L d\xi F_s(\xi, t),$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{2\pi}{Q} \frac{dz}{dt} + 4\pi^2z = GI_{s+}(L, t).$$

Здесь использованы функции и безразмерные переменные, введенные в приложении В. $R(z) \equiv R(y/y_0)$ определяется формулой (1). Эта система уравнений легче поддается численному расчету, так как ее можно рассматривать как систему обыкновенных дифференциальных уравнений, в которой пространственные координаты, по существу, выступают лишь в роли параметров. Для численного решения задачи мы ввели решетку по оси x . Таким образом, адиабатическое приближение позволило свести задачу к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений временного аргумента для каждого узла решетки и функции времени $S(t)$ при наличии интегральной связи по оси x . Интегралы, в свою очередь, приближенно рассчитывались

Численные значения параметров задачи

Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
σ_{pa}, σ_{pe}	$2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	τ_{21}	10^{-2} с	Q	1000
$\sigma_{pa}^*, \sigma_{pe}^*$	$2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	τ_{32}	$3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$	G/M	$1.5 \cdot 10^{-28} \text{ м/с}^2$
σ_{sa}	$8 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	τ_{45}	$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$	R'_s	0.5
σ_{se}	$9.5 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$	C_{cr}	$0.7 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3/\text{с}$	R''_s	0.9
N_{Er+3}	$1.0 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$	l_s	0.05 м^{-1}	R'_p	1.0
N_{yb+3}	$1.0 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$	l_p	0.05 м^{-1}	R''_p	0.1
$V = c/n$	$2 \cdot 10^8 \text{ м/с}$	γ	$5 \cdot 10^{-6}$	H_0	$(0 \div 20) \cdot 10^{-6} \text{ м}$
L	1 м	ω	$3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$	y_0	10^{-8} м

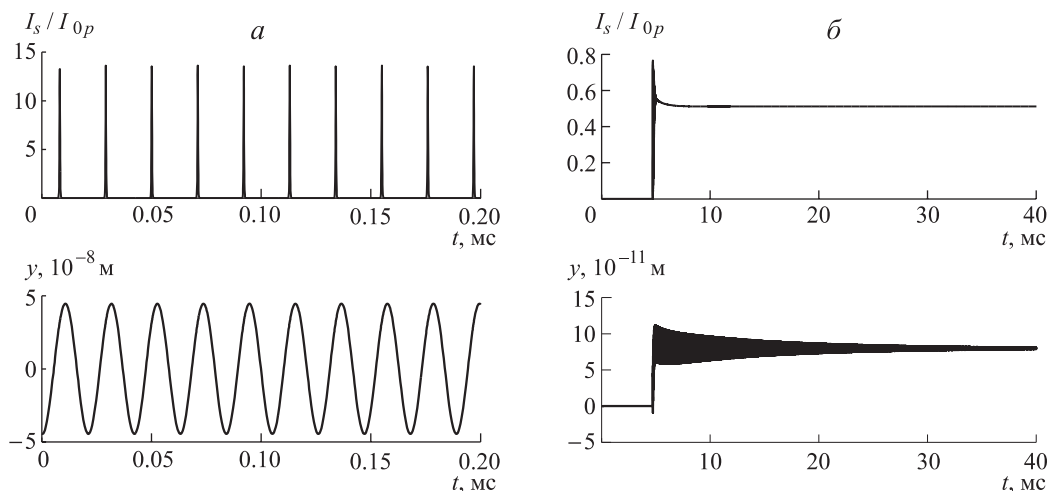


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности ЭВЛ и смещения микрорезонатора в автомодуляционном режиме (а) и при непрерывной генерации (б)

с использованием кусочно-полиномиальной аппроксимации функций $F_{s,p}(x, t)|_{t=\text{const}}$. Расчеты выполнялись с использованием численных значений параметров, приведенных в таблице и взятых из работы [2].

На рис. 3 представлены результаты расчетов временных зависимостей интенсивности лазерного излучения и смещения микрорезонатора, соответствующих автомодуляционному режиму (а) и непрерывной генерации (б). Частота модуляции практически совпадает с собственной частотой микрорезонатора. На рис. 4 в плоскости параметров (I_0, H_0) показаны зоны автомодуляции, периодичные по параметру H_0 с периодом $\lambda_s/2$, в соответствии с формулой (1) и рассчитанные с использованием модели, учитывающей асимметричность накачки (а) и упрощенной модели (б), в которой инверсия населенностей предполагается однородной (см., напр., [11]). Видно, что учет неоднородностей в активном световоде ВЛ приводит к сужению расчетной области автомодуляции, как и следовало ожидать. Мы не будем останавливаться на упрощенной модели подробно. Однако необходимо заметить, что значение I_{0p} пороговой интенсивности излучения накачки, рассчитанное с ее помощью, оказывается на порядок меньше. В силу этого на рис. 4 в обоих случаях использовано значение I_{0p} , рассчитанное с использованием модели, рассматриваемой в данной статье.

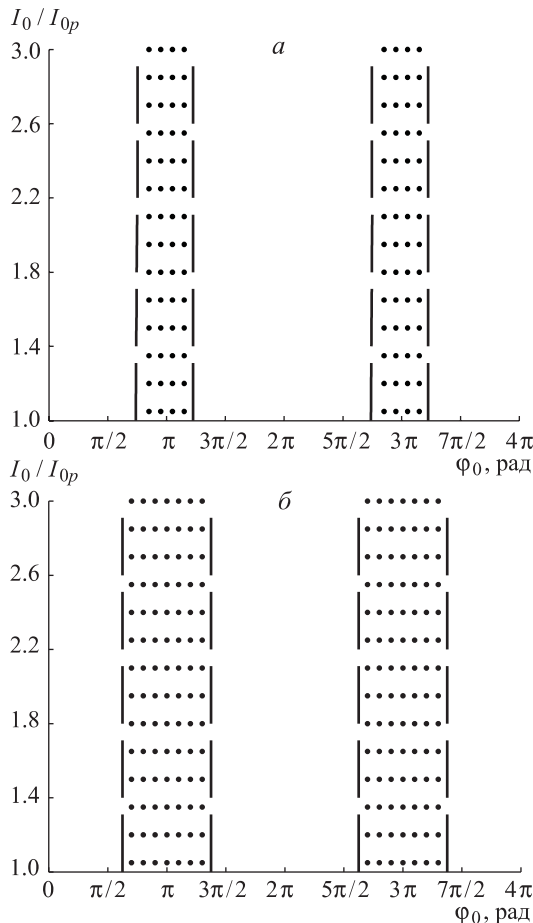


Рис. 4. Зона автомодуляции в плоскости параметров (I_0, φ_0) , $\varphi_0 = 4\pi H_0/\lambda_s$, рассчитанная с помощью модели, рассматриваемой в настоящей статье (а) и упрощенной модели, не учитывающей пространственной неоднородности инверсии населенностей (б)

Заключение

В рамках адиабатического приближения разработан численно-аналитический метод для исследования динамики излучения волоконного лазера с нелинейно-оптическим отражателем на основе микрооптомеханической резонансной структуры. Рассмотрен волоконный лазер с линейной конфигурацией, в котором оптическая накачка осуществляется через торцевую поверхность активного световода. Решение представляется в виде ряда по степеням малого параметра, равного отношению времени жизни фотона в резонаторе к характерному времени изменения инверсии населенности и, таким образом, с учетом необходимого количества членов ряда, позволяет получить заданную точность решения. Показана возможность существования автомодуляционных режимов с частотой модуляции, определяемой собственной частотой микромеханического осциллятора, что качественно согласуется с экспериментальными данными. В связи с тем что уравнения содержат большое количество параметров, численные значения которых в эксперименте известны лишь приблизительно (в особенности это относится к параметрам активной среды лазера), в настоящей работе не ставилась цель получения количественного согласия с результатами экспериментальных исследований, которое станет предметом дальнейших исследований.

Приложение А. Адиабатическое приближение

В предположении малости параметра α упростим уравнения (2)–(12). После замены переменных в соответствии с приложением В (штрихи в дальнейшем будем опускать) уравнения (6)–(9) и граничные условия (11), (12) имеют вид

$$J'_{p+} + \frac{1}{V} \dot{J}_{p+} = F_p, \quad -J'_{p-} + \frac{1}{V} \dot{J}_{p-} = F_p, \quad (A1)$$

$$J_{p+}(0, t) = \ln k \equiv J_0, \quad J_{p-}(L, t) = J_{p+}(L, t) + \ln R_p^*(y), \quad (A2)$$

$$J'_{s+} + \frac{1}{V} \dot{J}_{s+} = F_s, \quad -J'_{s-} + \frac{1}{V} \dot{J}_{s-} = F_s, \quad (A3)$$

$$J_{s+}(0, t) = J_{s-}(0, t) + \ln r, \quad J_{s-}(L, t) = J_{s+}(L, t) + \ln R_s(y). \quad (A4)$$

Здесь и далее точкой обозначены частные производные по времени, а штрихом — по пространственной координате. В уравнении (A3) не учтен вклад спонтанного излучения — это будет сделано ниже.

Пренебрегая величинами первого порядка малости по $\alpha \sim \bar{F}_{s,p}L/F_{s,p}V$, перепишем уравнения (A1), (A2) в интегральном виде:

$$J_{p+} \simeq J_0 + \int_0^x d\xi F_p(\xi, t), \quad J_{p-} \simeq J_{p+}(L, t) + \ln R^* + \int_x^L d\xi F_p(\xi, t). \quad (A5)$$

В том же порядке (A3), (A4) преобразуются к виду

$$J_{s+} \simeq \int_0^x d\xi F_s(\xi, t) + \bar{J}_{s+}, \quad J_{s-} \simeq \int_x^L d\xi F_s(\xi, t) + \bar{J}_{s-}. \quad (A6)$$

Здесь \bar{J}_{s+} и \bar{J}_{s-} — решения соответствующих однородных уравнений

$$\bar{J}'_{s\pm} \pm \frac{1}{V} \dot{\bar{J}}_{s\pm} = 0 \quad (A7)$$

с граничными условиями

$$\bar{J}_{s+}(0, t) \simeq \bar{J}_{s-}(0, t) + a(t), \quad \bar{J}_{s-}(L, t) \simeq \bar{J}_{s+}(L, t) + b(t), \quad (A8)$$

$$a(t) \simeq \ln r + \int_0^L d\xi F_s(\xi, t), \quad b(t) \simeq \ln R(z) + \int_0^L d\xi F_s(\xi, t). \quad (A9)$$

Интегрируя (A7), (A8), получаем

$$\begin{aligned} \bar{J}_{s+}\left(x, t + \frac{2L}{V}\right) &\simeq \bar{J}_{s+}(x, t) + b(t) + a(t), \\ \bar{J}_{s-}\left(x, t + \frac{2L}{V}\right) &\simeq \bar{J}_{s-}(x, t) + b(t) + a(t). \end{aligned}$$

Вводя величину

$$S(t) = \frac{1}{V} \int_0^L [\bar{J}_{s+}(x, t) + \bar{J}_{s-}(x, t)] dx,$$

будем иметь

$$\dot{S} \simeq [a + b]. \quad (A10)$$

В адиабатическом приближении пространственное распределение \bar{J}_{s+} и \bar{J}_{s-} линейно, с «движущимися» по нему со скоростью света неоднородностями, причем характерные времена изменения этих неоднородностей много меньше характерных времен движений в рассматриваемой задаче. Это дает возможность использовать формулы

$$\bar{J}_{s-} \simeq \frac{V}{2L} S - \frac{a}{2} + \frac{a+b}{2} \frac{x}{L}, \quad \bar{J}_{s+} \simeq \frac{V}{2L} S + \frac{a}{2} - \frac{a+b}{2} \frac{x}{L}. \quad (A11)$$

Теперь учтем вклад спонтанного излучения. Решение задачи слабо зависит от величины γ в формулах (8) и (9), поэтому нам важен лишь порядок этого слагаемого. Вклад спонтанного излучения учтем, вводя соответствующий член в уравнение (A10):

$$\dot{S} \simeq [a + b] + \frac{2L}{V} \frac{\gamma n_0}{I_0 \tau_{21}} n_2. \quad (A12)$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении уравнения (A5), (A6), (A9), (A11), (A12) эквивалентны исходным (A1)–(A4), но удобнее для численного расчета.

Приложение В. Замены переменных и параметров

Целесообразно использовать следующие (штрихованные) безразмерные параметры и переменные:

$$I_{p,s} = I_0 p'_{p,s}, \quad n_i = n_0 n'_i, \quad n_0 = N_{Er}, \quad t = T t', \quad T = \frac{2\pi}{\omega},$$

$$y = y_0 z, \quad \sigma' = n_0 \sigma, \quad C'_{cr} = n_0 T C_{cr}, \quad \tau' = \frac{\tau}{T}, \quad k_n \equiv \frac{I_0 p T}{n_0},$$

$$V' = VT, \quad K_{sp} = \frac{\gamma n_0}{I_0 \tau_{21}}, \quad B = \frac{N_{yb}}{N_{Er}}, \quad \lambda' = \frac{\lambda}{y_0}, \quad G' = \frac{I_0 p T^2}{y_0} \frac{G}{M},$$

где $I_0 p$ — порог генерации лазера, y_0 — характерный масштаб колебаний микрорезонатора. Также введем функции населенностей F_p , F_s и интенсивностей $I_{s,p\pm}$:

$$\begin{aligned} F_p &= [\sigma_{pe} n_3 + \sigma_{pe}^* n_4 - \sigma_{pa} n_1 - \sigma_{pa}^* n_5] - l_p, \\ F_s &= [\sigma_{se} n_2 - \sigma_{sa} n_1] - l_s, \quad I_{s,p\pm} = \exp(I_{s,p\pm}). \end{aligned}$$

Здесь использованы штрихованные обозначения, но штрихи опущены.

Список литературы

1. Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т. // Журн. техн. физики. 2005. **75**, № 1. С. 70.
2. Егоров Ф.А., Никитов С.А., Потапов В.Т. // Радиотехника и электроника. 2005. **50**, № 6. С.736.
3. Culshaw B. // Sensors and actuators. A. 1995. **46–47**. P. 463.
4. Ниева П. // Датчики и системы. 2008. № 5. С. 38.
5. Курков А.С., Дианов Е.М. // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 10. С. 881.
6. Овчинников Е.А., Хандохин П.А., Широков Е.Ю. // Квантовая электроника. 2000. **3**, № 1, С. 23.
7. Khandokin P.A., Mandel P., Koryukin I.V. et al. // CLEO/EQEC'96. Hamburg. Germany. 1996. P. 142.
8. Khandokin P.A., Mandel P., Koryukin I.V. et al. // Phys. Letters A. 1997. **235**, N 3. P. 248.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970.
10. Егоров Ф.А., Бурков В.Д., Потапов В.Т. // Тр. междунар. конф. IT+SE'2001 «Информационные технологии в науке, образовании и телекоммуникации». Гурзуф, 20–29 мая 2001 г. С. 277.
11. Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Потапов Т.В. // Радиотехника и электроника. 2000. **45**, № 7. С. 880.

Mathematical simulation of the self-modulation modes in fiber optic laser with microresonator reflector

F. A. Egorov¹, V. T. Potapov¹, A. P. Neugodnikov², V. V. Nikitin^{3,a}

¹Fryazino Branch of the Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, of Russian Academy of Sciences, Fryazino, Moscow Region, 141190, Russia.

²“Monitoring Center”, Entuziastov road 25/18, Moscow, 105118, Russia.

³Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia.

E-mail: ^amarkiz4@yandex.ru

Approximate equations are obtained which describe the dynamic under irregular pumping conditions of the fiber optic laser with an external reflector constructed on the basis of the microresonance structures. Results demonstrate a possibility of existence of the automodulation modes with frequency equal to eigenfrequency of the micro-resonator structure. Parameter regions in which self-modulation modes are possible were calculated.

Keywords: fiber laser, self-modulation modes, microresonator, quality factor modulation, Fabry–Perot interferometer.

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Fc.

Received 25 March 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2009).

Сведения об авторах

1. Егоров Федор Андреевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.; тел.: (496) 565-25-79.

2. Потапов Владимир Тимофеевич — докт. техн. наук, профессор, зав. отделением; тел.: (496) 565-25-79.

3. Неугодинов Алексей Павлович — зам. генерального директора; тел.: (499) 261-21-47.

4. Никитин Владимир Валерьевич — аспирант; e-mail: markiz4@yandex.ru.