

Спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера с синусоидальной модуляцией коэффициента связи

А.А.Афанасьев, С.Ю.Михневич

В рамках линейной теории связанных мод исследованы спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера с синусоидальной модуляцией комплексного коэффициента связи. Анализ проведен в широком диапазоне амплитуд коэффициента связи для случаев фазовой, амплитудной и амплитудно-фазовой решеток, обеспечивающих распределенную обратную связь волн в активной среде лазера. Показано, что спектр собственных мод РОС-лазера на фазовой решетке с крупномасштабной модуляцией коэффициента связи подобен спектру собственных мод РОС-лазера на амплитудной решетке с постоянным коэффициентом связи. Рассматриваемый РОС-лазер перспективен для получения стабильной одночастотной генерации и может найти применение в устройствах интегральной оптики.

Ключевые слова: лазеры с распределенной обратной связью, комплексный коэффициент связи, глубокая синусоидальная амплитудно-фазовая модуляция.

1. Введение

Прогресс лазерно-оптических технологий выдвигает новые жесткие требования к характеристикам лазерных источников когерентного излучения. В частности, для интегральной оптики и коммуникационных волоконных сетей важными являются требования стабильности одночастотной генерации, компактности и простоты технологии сопряжения лазерных источников с различными элементами оптических систем. Во многом этим требованиям удовлетворяют лазеры с распределенной обратной связью (РОС), где вместо традиционного зеркального резонатора используется брэгговская решетка, изменением периода которой легко осуществляется перестройка частоты генерации в пределах спектральной ширины коэффициента усиления активной среды. В интегральной оптике широкое применение нашли полупроводниковые РОС-лазеры как источники узкополосного когерентного излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 1.3 - 1.5$ мкм [1 – 7].

Известно [3 – 8], что с помощью РОС на основе периодической модуляции показателя преломления активной среды лазера нельзя получить стабильную одночастотную генерацию. Лазер с распределенным резонатором на основе фазовой решетки, обладая высокой спектральной селективностью вследствие узкой спектральной ширины брэгговского резонанса, имеет наименьший порог самовозбуждения одновременно для двух мод, частоты которых расположены симметрично относительно брэгговской частоты ω_{Br} . Участок гладкого волновода в середине брэгговской структуры (дефект) меняет межмодовое расстояние между этими модами [9]. В [3, 6, 9 – 11]

был предложен и реализован способ получения стабильной одночастотной генерации РОС лазера на так называемой фазово-смещенной структуре, состоящей из двух синусоидальных решеток показателя преломления с одинаковыми периодами и амплитудами и сдвигом фаз, равным π в центре распределенного резонатора. РОС-лазер на основе этой структуры имеет наименьший порог самовозбуждения для одной брэгговской моды с частотой $\omega = \omega_{Br}$. Существенным недостатком такого РОС-лазера является технологическая сложность многоэтапного процесса создания комбинации решеток показателя преломления с фазовым сдвигом π в центре распределенного резонатора.

Авторами [1,12] рассмотрена альтернативная и технологически более простая концепция одномодового РОС-лазера на фазовой решетке с низкочастотной синусоидальной модуляцией коэффициента связи встречных волн генерации. В таком РОС-лазере путем подобранной модуляции коэффициента связи можно также избежать эффекта продольной неоднородности выгорания инверсии в активной среде [1], приводящего к уширению линии генерации [13]. Периодическую структуру показателя преломления (и/или коэффициента усиления) активной среды лазера, обеспечивающую синусоидальную модуляцию коэффициента связи, можно технологически просто реализовать одноэтапным голографическим способом. В схеме трехлучевой голографической записи сравнительно просто записать две гармонические решетки с равными амплитудами и близкими периодами, комбинация которых обеспечивает низкочастотную синусоидальную модуляцию коэффициента связи [12]. Технологические преимущества создания такой структуры рельефа показателя преломления открывают широкие возможности практического применения одночастотных РОС-лазеров с периодической модуляцией коэффициента связи.

В случае слабой связи в [12] получено приближенное решение соответствующей системы уравнений и проведен анализ спектрально-пороговых характеристик РОС-лазера на фазовой решетке с синусоидальной модуля-

А.А.Афанасьев, С.Ю.Михневич. Институт физики им. Б.Н.Степанова НАН Белоруссии, 220072 Минск, просп. Ф.Скоринны, 68; тел.: 375 (017) 284 09 58, факс: 375 (017) 284 08 79, e-mail: lvp@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 19 сентября 2003 г., после доработки – 26 января 2004 г.

цией коэффициента связи. Проведено сравнение спектрально-пороговых характеристик РОС-лазера на гармонической решетке с синусоидальной модуляцией коэффициента связи и РОС-лазера на фазово-смещенной структуре со сдвигом π в центре распределенного резонатора. Полученные в [12] приближенные соотношения достаточно строго описывают спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера для малых амплитуд модулированного коэффициента связи. Однако в последние годы в связи с прогрессом новых технологий создания сред с глубокой модуляцией диэлектрической проницаемости [14] возникает необходимость обобщения представленной в [12] теории на случай РОС-лазеров с большими амплитудами модулированного коэффициента связи.

В настоящей работе проведен численный анализ системы уравнений, описывающих линейный режим генерации РОС-лазера на гармонической решетке с синусоидальной модуляцией коэффициента связи встречных волн. Исследованы спектрально-пороговые характеристики такого РОС-лазера в широком диапазоне изменения амплитуды коэффициента связи. Анализ проведен для фазовой, амплитудной и амплитудно-фазовой решеток, обеспечивающих РОС волн в активной среде лазера.

2. Основные уравнения

Следуя [12], представим модуляцию показателя преломления n и коэффициента усиления k активной среды в виде комбинации двух гармонических решеток равных амплитуд \bar{n} и \bar{k} со слабо различающимися периодами A_1 и A_2 ($A_1 < A_2$):

$$\begin{aligned} n(z) &= n_0 + \bar{n} \left[\cos\left(\frac{2\pi}{A_1}z\right) + \cos\left(\frac{2\pi}{A_2}z + \varphi\right) \right], \\ k(z) &= k_0 + \bar{k} \left[\cos\left(\frac{2\pi}{A_1}z\right) + \cos\left(\frac{2\pi}{A_2}z + \varphi\right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где n_0 и k_0 – невозмущенные значения показателя преломления и коэффициента усиления; φ – произвольный фазовый сдвиг между решетками. Вводя обозначения

$$g = \pi \left(\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} \right), \quad G = \pi \left(\frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_2} \right)$$

и смещаясь вдоль направления распространения встречных волн генерации из точки $z = 0$ в точку $z = (\varphi - \pi)/(2G)$, формулы (1) можно переписать в удобной форме:

$$\begin{aligned} n(z) &= n_0 + 2\bar{n} \sin(Gz) \cos(gz + \phi), \\ k(z) &= k_0 + 2\bar{k} \sin(Gz) \cos(gz + \phi), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\phi = \frac{\varphi}{2} - \frac{A_2 + A_1}{A_2 - A_1} \frac{\varphi + \pi}{2}.$$

В (2) полагается, что $|k| \ll n_0 \kappa_0$ и $|\bar{n}| \ll n_0$, где $\kappa_0 = \omega/c$, а $\sin(Gz)$ – медленно меняющаяся функция координаты z ($G \ll g$). В рамках метода связанных волн [15] решение волнового уравнения

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left[n(z) - i \frac{c}{\omega} k(z) \right]^2 E = 0 \quad (3)$$

будем искать в виде двух встречных волн:

$$E(z) = E_+(z) \exp\left(i \frac{g}{2} z\right) + E_-(z) \exp\left(-i \frac{g}{2} z\right), \quad (4)$$

где $E_{\pm}(z)$ – медленно меняющиеся амплитуды; ω – частота излучения генерации, причем $\omega \approx \omega_{\text{Br}} = gc/(2n_0)$. Подстановка (4) в (3) с учетом (2) приводит к системе укороченных уравнений [12]

$$\pm \frac{dE_{\pm}}{dz} - \left(\frac{\kappa_0}{2} + i\delta \right) E_{\pm} = i\kappa(z) e^{\pm i\phi} E_{\mp}(z), \quad (5)$$

описывающих линейный режим генерации РОС-лазера с синусоидальной модуляцией коэффициента связи

$$\kappa(z) = \frac{\kappa_0}{2} \left(\bar{n} - \frac{i\bar{k}}{2\kappa_0} \right) \sin(Gz) \equiv \kappa_0 \sin(Gz) \quad (6)$$

и брэгговской расстройкой $\delta = (\kappa_0 n_0 - g/2)$.

Решение системы линейных уравнений (5) определяет спектрально-пороговые характеристики (частоты собственных мод и их пороговые коэффициенты усиления) рассматриваемого РОС-лазера. Заметим, что для исследования самого процесса генерации к системе (5) необходимо добавить материальные уравнения, учитывающие эффекты насыщения коэффициента усиления активной среды $k = k(|E|^2)$ излучением генерации.

Для нахождения решений системы уравнений (5) их нужно дополнить граничными условиями

$$E_+(-L/2) = E_-(L/2) = E_0, \quad (7)$$

где L – длина активной среды. Произвольное задание амплитуд на границах среды не влияет на дисперсионное уравнение, определяющее спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера [15]. Однако в рассматриваемом случае бигармонической модуляции ($\kappa = \kappa(z)$) вследствие произвольного фазового сдвига между решетками (при $\phi \neq 0$) выбор граничных значений амплитуд уже не может быть произвольным. Легко видеть, что заменой $E_{\pm}(z) = A_{\pm}(z) \exp(\pm i\phi/2)$ в уравнениях (5) можно исключить фазовые множители. При этом граничные условия типа (7) приводят к определенным фазовым соотношениям волн на границах активной среды. Чтобы исключить принципиальное различие амплитуд на границах, в дальнейших расчетах будем полагать $\phi = 0$.

Аналитическое решение системы уравнений (5) с граничными условиями (7) без дополнительных упрощающих предположений не представляется возможным. Для случая слабой связи ($|\kappa(z)| \ll \kappa_0$), как уже отмечалось во Введении, в [12] получено приближенное решение системы (5) и проведен анализ спектрально-пороговых характеристик РОС-лазера на фазовой решетке ($\bar{k} = 0$). Нами выполнено численное моделирование системы уравнений (5) без дополнительных упрощающих предположений. При этом рассматриваются три различные ситуации при формировании РОС: с использованием фазовой ($\bar{k} = 0$), амплитудной ($\bar{n} = 0$) и амплитудно-фазовой решеток ($\bar{k} \neq 0, \bar{n} \neq 0$).

3. Результаты численного анализа

Для численного моделирования уравнений (5) удобно перейти к действительным переменным $\mathcal{E}_{\pm}(z)$ и ψ_{\pm} :

$$E_{\pm}(z) = \mathcal{E}_{\pm}(z)e^{i\psi_{\pm}(z)}. \quad (8)$$

С помощью подстановки (8) в (5) можно получить следующие уравнения для амплитуд $\mathcal{E}_{\pm}(z)$ и фаз $\psi_{\pm}(z)$ встречных волн генерации:

$$\pm \frac{d\mathcal{E}_{\pm}}{dz} - \frac{k_0}{2} \mathcal{E}_{\pm} = \sin(Gz)(\kappa_0'' \cos \gamma \pm \kappa_0' \sin \gamma) \mathcal{E}_{\mp}, \quad (9)$$

$$\pm \frac{d\psi_{\pm}}{dz} = \frac{\mathcal{E}_{\mp}}{\mathcal{E}_{\pm}} \sin(Gz)(\kappa_0' \cos \gamma \mp \kappa_0'' \sin \gamma) + \delta,$$

где $\kappa_0' = \text{Re } \kappa_0$; $\kappa_0'' = \text{Im } \kappa_0$; $\gamma = \phi + \psi_- - \psi_+$. Система уравнений (9) решалась методом Рунге–Кутты, модифицированным для задач с краевыми условиями $\mathcal{E}_{\pm}(\mp L/2) = \mathcal{E}_0$, $\psi_{\pm}(\mp L/2) = 0$, задаваемыми на противоположных границах активной среды. На первом этапе численного моделирования определялись частоты ω_j собственных мод РОС-лазера, т. е. узких пиков выходных амплитуд волн в зависимости от брэгговской расстройки δL . На втором этапе вычислений находились значения выходных амплитуд на собственных частотах ω_j в зависимости от k_0 , по которым определялись пороговые коэффициенты усиления $k_{0\text{th}}(\omega_j)$.

Фазовая решетка. В результате численного анализа уравнений (9) показано, что спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера на фазовой решетке с синусоидальной модуляцией коэффициента связи при небольших значениях параметра GL (например, при $GL = \pi$) подобны соответствующим характеристикам РОС-лазера на амплитудной решетке при постоянном коэффициенте связи [15]. Дискретный спектр собственных мод с частотами $\omega_{\pm j}$ ($j = 0, 1, 2, \dots$ – модовое число) рассматриваемого РОС-лазера состоит из центральной (брэгговской) моды с $\omega_0 = \omega_{\text{Br}}$ и симметрично расположенных относительно нее мод высших порядков с $\omega_{-j} < \omega_0 < \omega_j$ ($j \geq 1$) (рис.1,а). Из рис.1,а,б видно, что при $GL = \pi$ наименьшее пороговое усиление имеет брэгговская мода. С ростом модового числа j величина $(k_0L)_{\text{th}}$ увеличивается, т. е. наблюдается дискриминация мод, причем $k_{0\text{th}}(\omega_j) = k_{0\text{th}}(\omega_{-j})$. При этом с возрастанием амплитуды коэффициента связи происходит монотонное уменьшение $(k_0L)_{\text{th}}$.

Вследствие значительного различия значений $(k_0L)_{\text{th}}$ для брэгговской моды (ω_0) и мод первого порядка ($\omega_{\pm 1}$) в области больших κ_0' (например, при $\kappa_0' = 1 \text{ см}^{-1}$, $k_{0\text{th}}(\omega_1)/k_{0\text{th}}(\omega_0) \approx 1.2$) динамический диапазон изменения коэффициента усиления $\Delta k_{0\text{th}}$ для реализации одночастотного режима генерации РОС-лазера достаточно широк. Причем с увеличением κ_0' динамический диапазон $\Delta k_{0\text{th}}$ также растет. Как и следовало ожидать, в области малых κ_0' (при $\kappa_0' \leq 1 \text{ см}^{-1}$) полученные значения $(k_0L)_{\text{th}}$ близки к рассчитанным по приближенным формулам в [12]. С увеличением κ_0' эти различия становятся более значительными. На рис.1,в показана зависимость межмодового расстояния $\Omega_j = |\omega_{j+1} - \omega_j|L/c$ от амплитуды коэффициента связи κ_0' .

Вследствие отмеченной выше симметрии спектра собственных мод относительно брэгговской частоты $\omega_0 =$

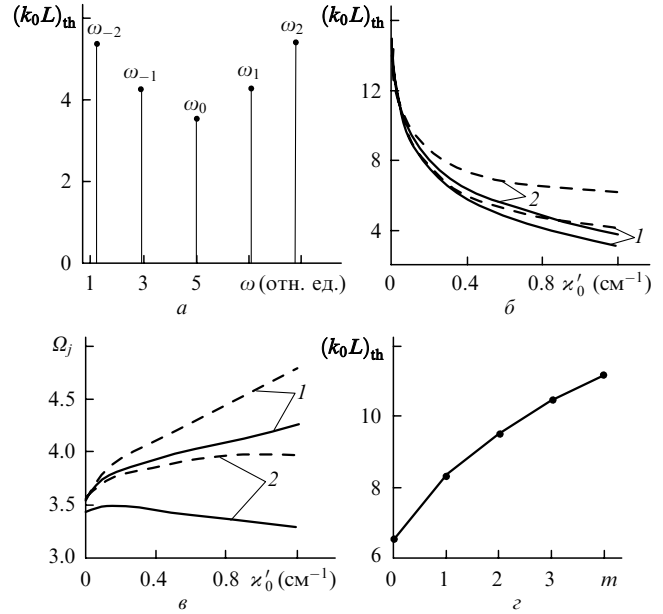


Рис.1. Спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера на фазовой решетке ($\bar{k} = 0$): спектр собственных мод РОС-лазера с частотами ω_j при $\kappa_0' = 1 \text{ см}^{-1}$ и $GL = \pi$ (а), зависимости порогового усиления $(k_0L)_{\text{th}}$ собственных мод с частотами $\omega_{\pm j}$ от амплитуды коэффициента связи κ_0' при $GL = \pi$ ($m = 0$) для брэгговской моды ($j = 0$, $\omega_0 = \omega_{\text{Br}}$) (1) и моды первого порядка ($j = 1$, $\omega_{\pm 1}$) (2) (б), зависимости межмодового расстояния $\Omega_j = |\omega_{j+1} - \omega_j|L/c$ от амплитуды коэффициента связи κ_0' для $j = 0$ (1) и 1 (2) (в), а также зависимость $(k_0L)_{\text{th}}$ для брэгговской моды с частотой $\omega_0 = \omega_{\text{Br}}$ от числа полных периодов m модуляции коэффициента связи на длине активной среды при $\kappa_0' = 0.3 \text{ см}^{-1}$ (г). На рис.1,б,в сплошные кривые – численное решение уравнений (9), штриховые – расчет по приближенным формулам (37), (38) работы [12].

ω_{Br} мы ограничиваемся рассмотрением области частот $\omega_j > \omega_0$ с положительными индексами j . В диапазоне $\kappa_0' \leq 1 \text{ см}^{-1}$ с увеличением κ_0' частоты мод первого порядка удаляются от частоты ω_{Br} : расстояние Ω_1 монотонно возрастает. При этом зависимость межмодового расстояния мод первого и второго порядков Ω_2 от параметра κ_0' не является монотонной. В области $\kappa_0' > 0.2 \text{ см}^{-1}$ имеет место тенденция сближения частот этих мод.

На рис.1,г приведена зависимость порогового усиления для брэгговской моды от числа полных периодов $m = (GL/\pi - 1)/2$ низкочастотной модуляции коэффициента связи волн на длине L активной среды РОС-лазера. Видно, что пороговое усиление брэгговской моды минимально для $m = 0$. С ростом m величина $(k_0L)_{\text{th}}$ для брэгговской моды существенно возрастает. Как показывают численные расчеты, дальнейшее увеличение m приводит к обратной дискриминации мод, т. е. пороги самовозбуждения мод высших порядков становятся меньше порога для нулевой моды. При этом, чем больше m , тем более высокий порядок имеют моды с наименьшим порогом самовозбуждения. Динамика процесса дискриминации мод иллюстрируется рис.2, где приведена спектральная зависимость выходных амплитуд встречных волн для различных m . Наибольшие выходные амплитуды на соответствующих частотах достигаются для мод с минимальным пороговым усилением.

Амплитудная решетка. Типичный спектр собственных мод РОС-лазера на амплитудной решетке ($\bar{n} = 0$) с синусоидальной модуляцией коэффициента связи при $GL = \pi$ представлен на рис.3,а. В данном случае брэггов-

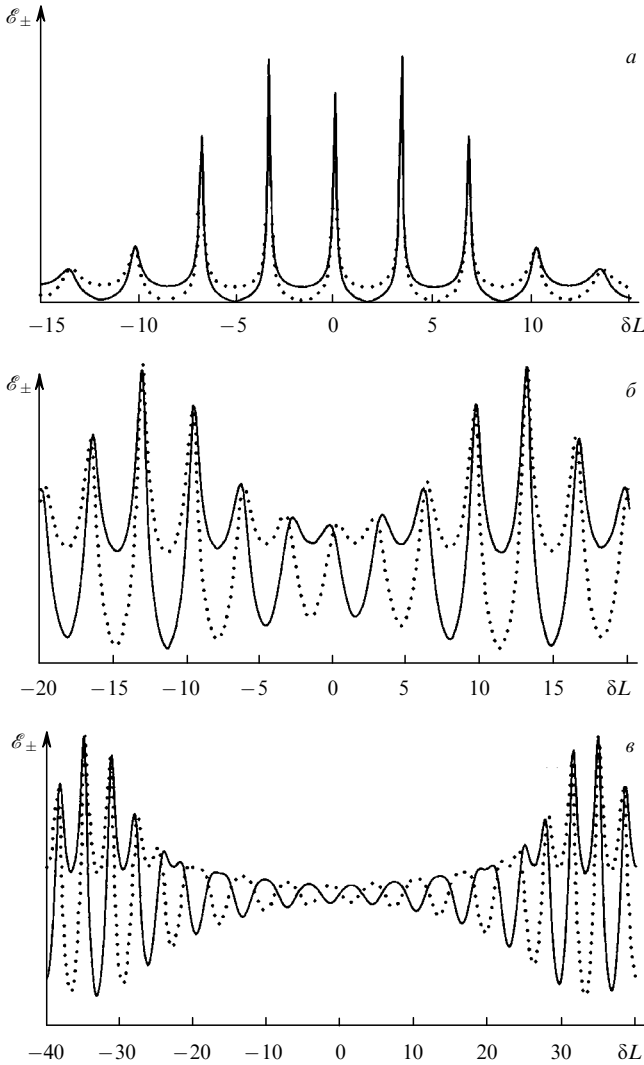


Рис.2. Зависимости выходных амплитуд волн генерации РОС-лазера на фазовой решетке $\mathcal{E}_+(L/2)$ (сплошные кривые) и $\mathcal{E}_-(-L/2)$ (пунктирные) от брэгговской расстройки δL для $m = 1$ (а), 3 (б) и 10 (в) при $\kappa'_0 = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ и $k_0L = 15.2$.

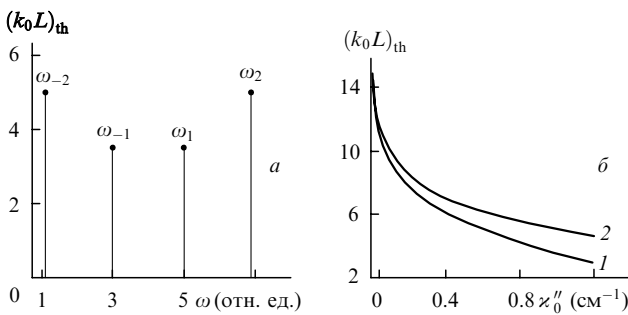


Рис.3. Спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера на амплитудной решетке ($\bar{n} = 0$) при $GL = \pi$ ($m = 0$): спектр собственных мод с частотами $\omega_{\pm j}$ при $\kappa'_0 = 1 \text{ см}^{-1}$ (а) и зависимости порогового усиления $(k_0L)_{th}$ от параметра κ''_0 для мод первого ($j = 1, \omega_{\pm 1}$) (I) и второго ($j = 2, \omega_{\pm 2}$) порядков (б).

ская мода с частотой $\omega_0 = \omega_{Br}$ запрещена. При этом одновременно две низшие моды первого порядка с частотами $\omega_{\pm 1}$, симметрично смещенными относительно брэгговской частоты ω_{Br} , имеют одинаковое наименьшее пороговое усиление. Спектрально-пороговые характеристики рассматриваемого РОС-лазера при данной частоте модуляции коэффициента связи подобны характеристи-

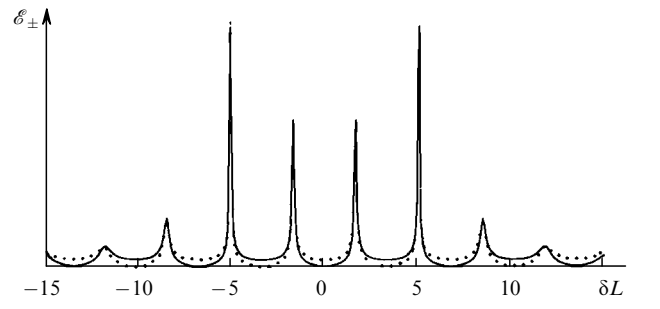


Рис.4. Зависимости выходных амплитуд волн генерации РОС-лазера на амплитудной решетке $\mathcal{E}_+(L/2)$ (сплошные кривые) и $\mathcal{E}_-(-L/2)$ (пунктирные) от брэгговской расстройки δL при $\kappa''_0 = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $k_0L = 15.24$ и $m = 1$.

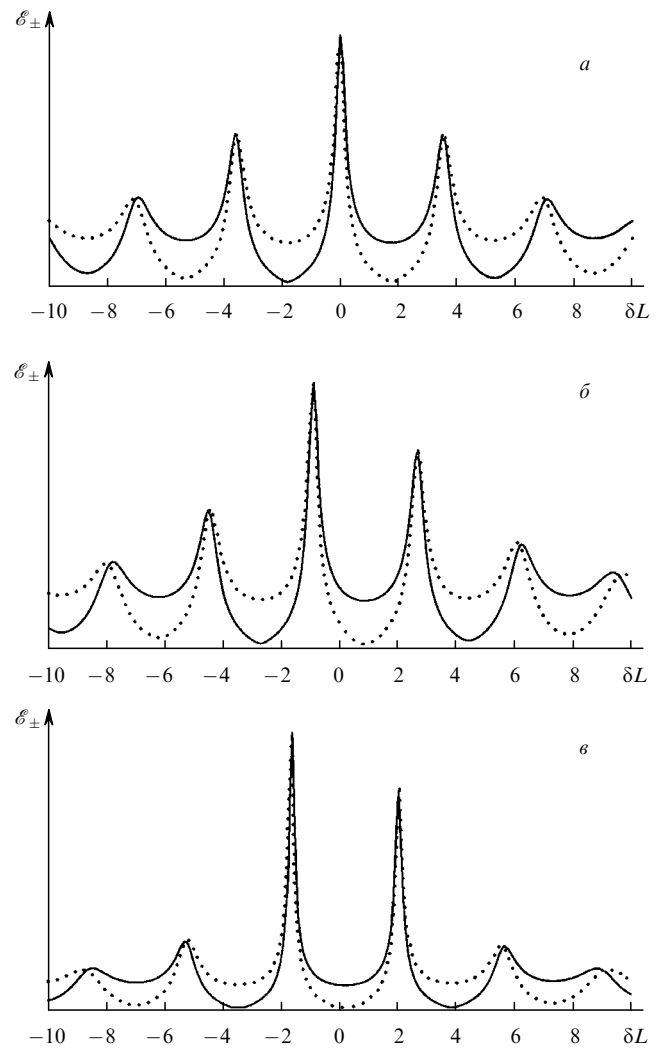


Рис.5. Динамика спектральной зависимости выходных амплитуд волн генерации РОС-лазера $\mathcal{E}_+(L/2)$ (сплошные кривые) и $\mathcal{E}_-(-L/2)$ (пунктирные) с ростом амплитудной (мнимой) компоненты коэффициента связи при $\kappa'_0 = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $GL = \pi$ ($m = 0$) для $k_0L = 14.4$, $\kappa''_0 = 0$ (а), $k_0L = 13.6$, $\kappa''_0 = 0.01 \text{ см}^{-1}$ (б) и $k_0L = 10.8$, $\kappa''_0 = 0.05 \text{ см}^{-1}$ (в).

кам РОС-лазера на фазовой решетке с постоянным коэффициентом связи [15]. На рис.3,б приведена характерная зависимость порогового усиления для низших собственных мод с $k_{0th}(\omega_{+j}) = k_{0th}(\omega_{-j})$ от амплитуды коэффициента связи κ''_0 . Заметим, что значения порогового усиления для брэгговской моды при РОС на фазовой решетке (рис.2,б) и мод первых порядков при РОС на

амплитудной решетке (рис.3,а) практически одинаковы, если $\kappa'_0 = \kappa''_0$. Расчеты показывают, что в данном случае межмодовые расстояния в зависимости от κ''_0 изменяются весьма незначительно. Как и в рассмотренном выше случае ($\kappa''_0 = 0$) в РОС-лазере на амплитудной решетке с ростом числа m значения порогового усиления первых двух мод увеличиваются, а мод более высоких порядков – уменьшаются, т. е. происходит обратная дискриминация мод. На рис.4 приведена спектральная зависимость выходных амплитуд волн генерации при $m = 1$.

Амплитудно-фазовая решетка. Эволюция спектрально-пороговых характеристик РОС-лазера с ростом амплитудной компоненты κ''_0 коэффициента связи показана на рис.5. Видно, что спектральная картина амплитуд выходных волн РОС-лазера на фазовой решетке (рис.5,а) с ростом κ''_0 монотонно трансформируется в соответствующую для РОС-лазера на амплитудной решетке картину (рис.5,б,в). При этом брэгговская мода ($\omega_0 = \omega_{Br}$) переходит в моду минус первого порядка (ω_{-1}) для РОС-лазера на амплитудной решетке. Соответственно мода плюс первого порядка (ω_{+1}) смещается влево по оси δL и занимает относительно точки $\delta L = 0$ симметричное положение с модой, имеющей частоту ω_{-1} . При этом значения порогового усиления данных мод выравниваются.

4. Заключение

На основе численного решения волновых уравнений для встречных волн генерации исследованы спектрально-пороговые характеристики РОС-лазера с глубокой синусоидальной модуляцией комплексного коэффициента связи $\kappa(z) = (\kappa'_0 + i\kappa''_0) \sin(Gz)$. Изучена эволюция этих характеристик РОС-лазера в зависимости от коэффициента связи $\kappa(z)$. Показано, что максимальное различие

между порогами генерации брэгговской моды и мод первого порядка достигается в случае фазовой решетки ($\kappa''_0 = 0$). Спектр РОС-лазера при $\kappa''_0 = 0$ аналогичен спектру РОС-лазера на амплитудной решетке с постоянным коэффициентом связи: $\kappa'(z) = \text{const}$. Стабильность одночастотной генерации, компактность и возможность сопряжения рассматриваемого РОС-лазера с различными элементами оптических систем открывают перспективы его использования в интегральной оптике.

Авторы признательны В.И.Соколову за обсуждение результатов работы.

1. Morthier G., Baets R. *J. Lightwave Technol.*, **9**, 1305 (1991).
2. Komori K., Arai S., Suematsu Y., Arima L., Aoki M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1235 (1989).
3. Hansperdger R.G. *Integrated Optics: Theory and Technology* (Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer, 1984).
4. Yariv A., Yen P. *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation* (New York: Wiley, 1984).
5. Secartedjo K., Eda N., Furuya K., Suematsu Y., Koyama F., Tanbuk-ek T. *Electron. Lett.*, **20**, 80 (1984).
6. Mizrahi V., DiGiovanni D.J., Atkins R.M., Grubb S.G., Park Y.-K., Delavaux J.-M.P. *J. Lightwave Technol.*, **11**, 2021 (1993).
7. Лукьянов В.Н., Семенов А.Т., Шелков Н.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **2**, 2373 (1975).
8. Kogelnik H., Shank C.V. *J. Appl. Phys.*, **43**, 2327 (1972).
9. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginsburg N.S., Petelin M.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 282 (1983).
10. Haus H.A., Shank C.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **12**, 532 (1976).
11. Wang J.-Y., Cada M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 52 (2000).
12. Seminogov V.N., Khudobenko A.I., Panchenko V.Ya., Sokolov V.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2382**, 224 (1995).
13. Morthier G., Vankwikelberge P., Buytaert F., Baets R., Lagasse P. *Proc. Europ. Conf. Opt. Commun.* (Gothenburg, Sweden, 1989).
14. Yablonovich E. *J. Mod. Opt.*, **41**, 173 (1994).
15. Yariv A. *Quantum Electronics* (New York, London, Sydney, Toronto: Wiley and Sons, 1975).