

Конкуренция мод в акустооптическом генераторе с оптическим гетеродинированием

В.И.Балакший, И.М.Синев

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования акустооптического генератора, в котором сигнал обратной связи формируется по схеме оптического гетеродинирования. Методом компьютерного моделирования проанализирован процесс установления колебаний в такой системе. Показано, что конкуренция мод, обусловленная нелинейностью акустооптического взаимодействия, может приводить к вырождению спектра генерации и установлению одномодового режима. Исследована зависимость ширины спектральной линии от параметров системы.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, оптоэлектронный генератор, оптическое гетеродинирование, конкуренция мод.

1. Введение

Акустооптические (АО) системы с обратной связью – это новый класс приборов, позволяющий существенно расширить круг задач оптической обработки информации, решаемых методами акустооптики [1, 2]. Обратная связь в них является гибридной: оптический сигнал на выходе АО ячейки преобразуется в электрический, который, в свою очередь, управляет амплитудой [3–6] или частотой [7–9] акустической волны, распространяющейся в ячейке. АО системы с обратной связью являются принципиально нелинейными. Обратная связь может осуществляться через дифракционные максимумы разных порядков, что приводит к различным видам нелинейности. Необходимо также принимать во внимание конечное время прохождения акустического сигнала через АО ячейку, которое, как правило, существенно больше времени распространения сигнала в электрической части схемы. Поведение АО систем с обратной связью отличается чрезвычайно большим разнообразием. В них могут возбуждаться колебания различного вида (включая хаотические), возникать бистабильные и мультистабильные режимы с оптическим или электрическим переключением состояний [6, 8].

Особо интересными свойствами обладает АО генератор, в котором сигнал обратной связи формируется методом оптического гетеродинирования [10–12]. В системе нет отдельного генератора электрических колебаний, как в других устройствах подобного типа. Для возбуждения акустических колебаний используется сигнал оптического гетеродинирования, подаваемый на пьезопреобразователь АО ячейки. АО генератор обладает рядом уникальных свойств. В нем одновременно возбуждаются колебания различной физической природы (электрические,

акустические и оптические), взаимосвязанные и взаимно трансформирующиеся друг в друга. По многим характеристикам АО генератор похож на лазер. Как и в лазере, в нем возможны одномодовый и многомодовый режимы генерации, а также такие типично лазерные эффекты, как конкуренция и синхронизация мод.

В данной работе основное внимание уделено процессу установления колебаний в АО генераторе, эффекту конкуренции мод, а также влиянию изменений параметров системы на характеристики спектра генерируемых колебаний.

2. Экспериментальные результаты

Схема исследуемого генератора изображена на рис.1. Исходное излучение лазера 1 разделяется делительным кубиком 2 на два пучка, один из которых используется в качестве сигнального пучка, а второй – опорного. Сигнальный пучок, проходя через АО ячейку 3, дифрагирует на ультразвуке. При этом вследствие эффекта Доплера частота света ν смещается на частоту ультразвука f . Опорный пучок проходит, минуя ячейку, и в нем частота света не изменяется. Опорный пучок совмещается с первым порядком дифракции сигнального пучка. В результате их

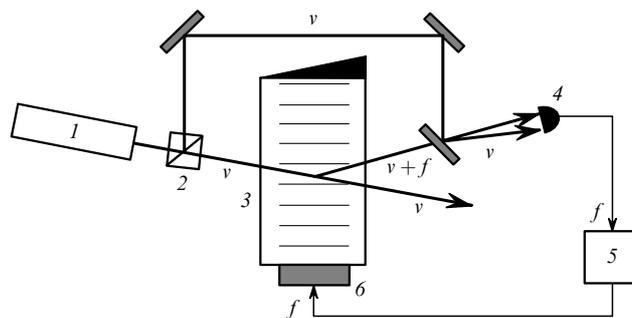


Рис.1. Принципиальная схема АО генератора: 1 – лазер; 2 – светоделитель; 3 – АО ячейка; 4 – фотоприемник; 5 – усилитель; 6 – пьезопреобразователь.

В.И.Балакший, И.М.Синев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 29 июля 2003 г.

интерференции возникают биения на частоте ультразвука f , которые регистрируются фотоприемником 4. Электрический сигнал на выходе фотоприемника усиливается усилителем 5 и подается на пьезопреобразователь АО ячейки 6, возбуждающий акустическую волну. При достаточной глубине обратной связи в системе могут возникнуть гармонические колебания.

Система, изображенная на рис.1, была реализована экспериментально [12]. В установке использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 0.63$ мкм. Световой пучок разделялся поляризационным кубиком, после которого излучение опорного и сигнального пучков приобретало взаимно ортогональную поляризацию. Свет регистрировался с помощью лавинного фотодиода. В цепи обратной связи сигнал проходил через каскад усилителей с общим коэффициентом усиления $\kappa = 3 \times 10^4$. Максимальная амплитуда сигнала на выходе усилительного каскада была примерно равна 22 В.

В системе использовалась АО ячейка, вырезанная из кристалла парателлуриата (TeO_2). Данный кристалл обладает сильной оптической и акустической анизотропией и чрезвычайно высоким АО качеством, которое определяет эффективность дифракции [1]. В ячейке под углом 4° к оси $[110]$ в плоскости $(1\bar{1}0)$ возбуждалась поперечная медленная акустическая волна. АО взаимодействие в ячейке имело характер анизотропной дифракции, при которой происходило изменение поляризации света. Для интерференции необходимо излучение с одинаковой поляризацией; этим и объясняется использование поляризационного делительного кубика на входе системы.

Как было показано в работе [11], АО генератор по своему поведению и характеристикам напоминает лазер. Роль резонатора в лазере играет расстояние от пьезопреобразователя до области АО взаимодействия z_0 . Это расстояние задает частотный интервал между модами

$$\Delta f = \frac{V}{z_0}, \quad (1)$$

где V – скорость звука в ячейке. Число генерируемых мод определяется угловым диапазоном оптического гетеродина, который играет ту же роль, что и контур линии усиления лазера. Когда световой пучок проходит непосредственно вблизи преобразователя, в контур усиления попадает только одна мода и возможен только одномодовый режим генерации. При увеличении z_0 пропорционально возрастает и число мод в контуре усиления.

В нашем эксперименте наблюдался как одномодовый, так и многомодовый режимы генерации на частотах в районе 30 МГц. На рис.2 представлены осциллограммы анализатора спектра, подключенного к выходу усилителя. Осциллограммы получены при одинаковой настройке системы, когда в контур усиления попадало 17 мод. Одномодовый режим был более устойчив, что свидетельствует о существовании эффекта конкуренции мод в АО генераторе. Одним из возможных механизмов такой конкуренции является АО многочастотное взаимодействие, возникающее при большой эффективности дифракции [13]. Ниже этот эффект рассмотрен теоретически.

По аналогии с лазером можно ожидать, что в АО генераторе существует также и эффект синхронизации мод. Для обнаружения данного эффекта на пути опорного пучка был помещен электрооптический модулятор. При произвольной частоте внешнего воздействия наблюдались модулированные гармонические колебания с глуби-

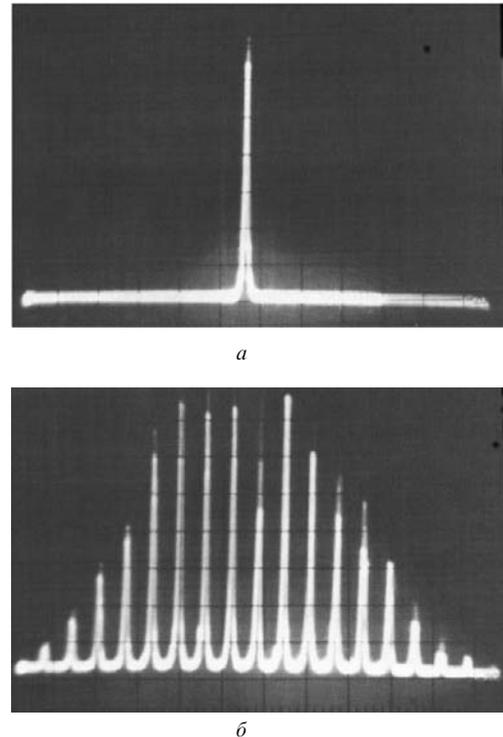


Рис.2. Спектры генерации в одномодовом (а) и многомодовом (б) режимах.

ной модуляции, не превышающей 10 % (рис.3,а). Однако при частоте внешнего воздействия, равной частоте межмодовых биений Δf , картина существенно менялась. АО генератор переходил в импульсный режим работы (рис.3,б). Синхронизация мод происходила также на частотах $2\Delta f$ и $3\Delta f$.

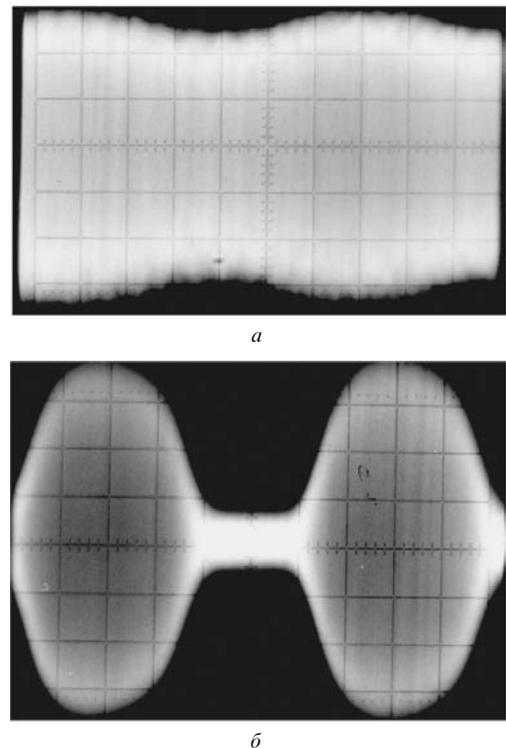


Рис.3. Осциллограммы выходного сигнала генератора в случае, когда частота модуляции находится вне полосы синхронизации (а), и в режиме синхронизации мод (б).

3. Основные соотношения

Для анализа работы рассматриваемой системы воспользуемся спектральным методом [1, 2]. Предположим для простоты, что сигнальный и опорный пучки являются гауссовыми с шириной d в плоскости АО взаимодействия xz и шириной b в ортогональном направлении. При этом сигнальный пучок проходит через АО ячейку под углом ϑ_0 на расстоянии z_0 от пьезопреобразователя. Разложив падающий сигнальный пучок в спектр по плоским волнам, получим следующее выражение:

$$U_i(\vartheta_i, \psi) = \frac{\pi}{4} u_0 db \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2 d^2}{4\lambda^2} (\vartheta_i - \vartheta_0)^2 \right] \times \exp \left(-\frac{\pi^2 n^2 b^2}{4\lambda^2} \psi^2 \right) \exp \left[-i \frac{2\pi n}{\lambda} z_0 (\vartheta_i - \vartheta_0) \right], \quad (2)$$

где u_0 – амплитуда падающего излучения; ϑ_i и ψ – углы в плоскостях xz и xy соответственно; n – показатель преломления материала ячейки. Так как для АО взаимодействия справедлив принцип суперпозиции световых полей, то каждая компонента спектра (2) дифрагирует в акустическом поле независимо от других. Предположим, что система настроена оптимально, т.е. углы падения сигнального (ϑ_0) и опорного (ϑ_r) пучков удовлетворяют условию Брэгга для некоторой частоты ультразвука

$$f_r = \frac{nV}{\lambda} (\vartheta_r - \vartheta_0). \quad (3)$$

Поскольку в генераторе может возбуждаться большое число мод, рассмотрим АО взаимодействие для эквидистантного набора частот $f_0, f_0 \pm \Delta f, f_0 \pm 2\Delta f, \dots$

В обычном брэгговском режиме при дифракции на монохроматическом звуке с частотой f_0 свет из нулевого порядка с частотой ν дифрагирует в первый, где частота равна $\nu + f_0$, и обратно. При наличии в звуковом поле двух частот (f_0 и $f_0 + \Delta f$) свет сначала дифрагирует из нулевого порядка в два первых с частотами $\nu + f_0$ и $\nu + f_0 + \Delta f$. При обратной дифракции возникают три нулевых порядка с частотами $\nu, \nu + \Delta f$ и $\nu - \Delta f$. Затем свет дифрагирует в четыре первых порядка с частотами $\nu + f_0, \nu + f_0 + \Delta f, \nu + f_0 - \Delta f$ и $\nu + f_0 + 2\Delta f$ и так далее. Таким образом, в результате многократной дифракции в сильном акустическом поле возникают не два световых пучка, как в обычном брэгговском режиме, а теоретически бесконечное число пучков в нулевом и первом порядках дифракции [13]. Учитывая эту особенность, будем считать, что на пьезопреобразователь подается электрический сигнал с эквидистантным спектром вида

$$u(t) = \sum_{i=0, \pm 1, \pm 2, \dots} u_{0i} \sin(2\pi f_i t + \Phi_i), \quad (4)$$

где u_{0i} – амплитуды гармонических составляющих; Φ_i – их фазы; $f_i = f_0 + i\Delta f$.

Обобщая уравнения связанных мод на случай многочастотного акустического поля, получаем для комплексных амплитуд продифрагировавших волн систему уравнений

$$2 \frac{dC_{1i}}{dx} = - \sum_k q_k C_{0i-k} \exp[-i(\eta_{i-k} x - \Phi_k)], \quad (5)$$

$$2 \frac{dC_{0m}}{dx} = \sum_k q_k C_{1m+k} \exp[i(\eta_{m+k} x - \Phi_k)],$$

где C_{jm} – относительная амплитуда света в m -м максимуме j -го порядка дифракции ($j = 0, 1$); q_k – коэффициенты АО связи, пропорциональные соответствующим амплитудам u_{0k} ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Коэффициенты фазовой расстройки η_{im} в анизотропной среде описываются соотношением

$$\eta_{im} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_1) + \frac{\pi}{\lambda} (f_0 + m\Delta f - i\Delta f) \times \left[2\vartheta_0 + \frac{\lambda}{Vn} (f_0 + m\Delta f + i\Delta f) \right], \quad (6)$$

где n_0 и n_1 – показатели преломления для волн нулевого и первого порядков дифракции соответственно. В результате решения системы (5) для области АО взаимодействия $0 \leq x \leq l$ с естественными граничными условиями $C_{1i}(0) = 0$ и $C_{0m}(0) = \delta_{0m}$ получается набор комплексных величин $C_{1i}(l)$ и $C_{0m}(l)$. При этом их модули определяют амплитуды продифрагировавших волн, а аргументы – дополнительные фазовые сдвиги, возникающие в процессе АО взаимодействия.

Спектр продифрагировавшего света имеет вид

$$U_d(\vartheta_d, \psi) = \frac{\pi}{4} u_0 db \exp \left(-\frac{\pi^2 n^2 b^2}{4\lambda^2} \psi^2 \right) \times \sum_i \left\{ \exp(i2\pi f_i t) \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2 d^2}{4\lambda^2} \left(\vartheta_d - \frac{K_i}{k} - \vartheta_0 \right)^2 \right] \times \exp \left[-i \frac{2\pi n}{\lambda} z_0 \left(\vartheta_d - \frac{K_i}{k} - \vartheta_0 \right) \right] C_{1i} \right\}, \quad (7)$$

где $k = 2\pi n/\lambda$ и $K_i = 2\pi f_i/V$ – волновые числа света и звука. На поверхности фотоприемника излучение первого порядка дифракции сигнального пучка интерферирует с излучением опорного пучка, спектр которого можно представить в виде

$$U_r(\vartheta_d, \psi) = \frac{\pi}{4} u_r db \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2 d^2}{4\lambda^2} (\vartheta_d - \vartheta_r)^2 \right] \times \exp \left(-\frac{\pi^2 n^2 b^2}{4\lambda^2} \psi^2 \right) \exp \left[-i \frac{2\pi n}{\lambda} z_0 (\vartheta_d - \vartheta_r) \right]. \quad (8)$$

Угловое распределение интенсивности света на входе фотоприемника определяется выражением

$$|U_d(\vartheta_d, \psi) + U_r(\vartheta_d, \psi)|^2 = |U_d|^2 + |U_r|^2 + 2\text{Re}(U_d U_r^*). \quad (9)$$

Последний (интерференционный) член в правой части этого выражения описывает изменение интенсивности на частотах ультразвука f_i . Отсюда ясно, что переменный электрический сигнал, поступающий с выхода усилителя на пьезопреобразователь, пропорционален интегралу от этого члена по всей поверхности фотоприемника. Окончательно, вводя мощности падающих пучков P_0 и P_r , получаем сигнал на преобразователе

$$u_{\text{fb}}(t) = 2(P_0 P_r)^{1/2} \mu \sum_i \left\{ \exp \left[-\frac{\pi^2 n^2 d^2}{8\lambda^2} \left(\vartheta_0 - \vartheta_r + \frac{K_i}{k} \right)^2 \right] \times |C_{1i}| \cos \left[2\pi f_i t + \frac{2\pi n}{\lambda} z_0 \left(\vartheta_0 - \vartheta_r + \frac{K_i}{k} \right) + \arg C_{1i} + \varphi \right] \right\}, \quad (10)$$

где μ – чувствительность фотоприемника, а параметр φ учитывает возможный фазовый сдвиг между опорной и сигнальной волнами.

Возбуждению колебаний в АО генераторе соответствует режим малой эффективности дифракции. В этом случае отсутствует АО взаимодействие мод и решение системы (5) имеет простой вид:

$$C_{li} = -\frac{q_i l}{2} \operatorname{sinc} \frac{\eta_{0i} l}{2\pi} \exp \left[-i \left(\frac{\eta_{0i} l}{2} - \Phi_i \right) \right]. \quad (11)$$

Подставив (11) в (10) и сравнив полученное выражение с формулой (4), найдем условие самовозбуждения колебаний для каждой частоты f_i . При этом необходимо учесть, что $q_i l = \alpha u_{0i}$, где α – коэффициент пропорциональности, определяемый характеристиками преобразователя и свойствами АО среды. В результате имеем

$$B(P_0 P_r)^{1/2} G(f_i) > 1, \quad (12)$$

где $B = \mu \alpha$ – коэффициент обратной связи. Условие самовозбуждения в виде (12) было получено ранее в работе [11]. Функция $G(f_i)$ определяется выражением

$$G = \exp \left[-\frac{\pi^2 d^2}{8V^2} (f_i - f_r)^2 \right] \times \operatorname{sinc} \left\{ \frac{l}{V} (f_i - f_r) \left[\vartheta_0 + \frac{\lambda}{2nV} (f_i + f_r) \right] \right\}. \quad (13)$$

Она описывает угловую селективность АО взаимодействия (множитель $\operatorname{sinc}(\dots)$) и эффекта оптического гетеродинирования (множитель $\exp(\dots)$). Именно эта функция, которую можно рассматривать как контур усиления АО генератора, определяет в первую очередь, какие частоты f_i будут возбуждаться в системе. В режиме Рамана – Ната, когда исчезает селективность АО взаимодействия, для контура усиления получается выражение

$$G = \exp \left[-\frac{\pi^2 d^2}{8V^2} (f_i - f_r)^2 \right], \quad (14)$$

свидетельствующее о том, что наименьший порог самовозбуждения имеет место для той спектральной составляющей акустического поля, которая дает продифрагировавший пучок, идущий соосно с опорным.

Как и в лазере, еще одним фактором, определяющим спектральный состав генерируемого сигнала, является самосогласованность сигнала, характеризуемая условием баланса фаз. Это условие получается из сопоставления выражений (10) и (4):

$$f_i = f_r + \frac{V}{z_0} \left(i + \frac{\varphi}{2\pi} \right). \quad (15)$$

Число генерируемых мод можно регулировать, меняя либо коэффициент усиления усилителя μ , либо расстояние z_0 . Наиболее редкий спектр получается, когда световой пучок проходит вблизи преобразователя. При изменении фазового сдвига φ межмодовый интервал Δf не меняется, но «гребенка» мод смещается относительно контура усиления.

АО генератор обладает высокой чувствительностью к угловым и линейным перемещениям падающего или опорного пучка, а также к изменению фазового сдвига φ .

Важной особенностью является то, что угловая и линейная координаты преобразуются здесь в частоту, т. е. физическую величину, измеряемую в настоящее время с наибольшей точностью. Из формулы (15) получаются следующие выражения для коэффициентов преобразования по углу (χ_ϑ), координате (χ_z) и фазе (χ_φ):

$$\chi_\vartheta = \frac{\partial f}{\partial \vartheta} = \frac{nV}{\lambda}, \quad \chi_z = \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{V}{z_0^2}, \quad \chi_\varphi = \frac{\partial f}{\partial \varphi} = \frac{V}{2\pi z_0}. \quad (16)$$

Для использованной в нашем эксперименте парателлуритной ячейки значения коэффициентов преобразования таковы: $\chi_\vartheta = 0.67$ МГц/угл. мин, $\chi_z = 0.64$ МГц/мм и $\chi_\varphi = 0.1$ МГц/рад.

4. Компьютерное моделирование

Для изучения процессов, протекающих в генераторе при установлении колебаний, использовался метод компьютерного моделирования. Для этого была написана программа, в которой процесс установления колебаний моделировался в стробоскопическом приближении, т. е. рассчитывались состояния системы через промежутки времени τ , равные времени прохождения акустического сигнала от пьезопреобразователя до области АО взаимодействия: $\tau = z_0/V = 1/\Delta f$.

Для численных расчетов удобно перейти к безразмерным величинам. Тогда система (5) примет вид

$$2 \frac{dC_{li}}{dX} = - \sum_k A_k C_{0i-k} \exp [-i(R_{i-k} X - \Phi_k)], \quad (17)$$

$$2 \frac{dC_{0m}}{dX} = \sum_k A_k C_{1m+k} \exp [i(R_{m+m} X - \Phi_k)],$$

где $X = x/l$; $A_k = q_k l$ – параметры Рамана – Ната ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Для безразмерных расстроек $R_{im} = \eta_{im} l$ имеем выражение

$$R_{im} = \frac{Q}{2} \left\{ \pm F^{*2} + [F_0 + (m-i)\Delta F] \times [F_0 + (m+i)\Delta F - 1 \mp F^{*2}] \right\}, \quad (18)$$

в котором $Q = 2\pi\lambda l f_r^2 / (nV^2)$ – параметр Кляйна – Кука; $F_0 = f_0/f_r$; $\Delta F = \Delta f/f_r$; $F^* = f^*/f_r$ – характерная частота анизотропного АО рассеяния [1]. Знаки плюс и минус соответствуют разным ветвям анизотропной дифракции. В случае изотропной дифракции следует положить $F^* = 0$. Аналогично выражение (10) приводится к виду

$$u_{\text{об}}(t) = 2(P_0 P_r)^{1/2} \mu \alpha \sum_i \left\{ \exp \left[-\frac{\pi^2 D^2}{8} (F_0 + i\Delta F - 1)^2 \right] \times |C_{li}| \cos [2\pi f_i t + 2\pi Z_0 (F_0 + i\Delta F - 1) + \arg C_{li} + \varphi] \right\}, \quad (19)$$

где $D = df_r/V$; $Z_0 = z_0 f_r/V$.

Алгоритм расчета заключался в следующем. В начальный момент времени $t = 0$ считалось, что в системе присутствует шум с колебаниями равной амплитуды во всем интересующем нас диапазоне частот. Задав коэффициент обратной связи B , можно было определить частоты f_i тех мод, для которых выполнялось условие самовозбуждения (12). Для этих мод решалась система урав-

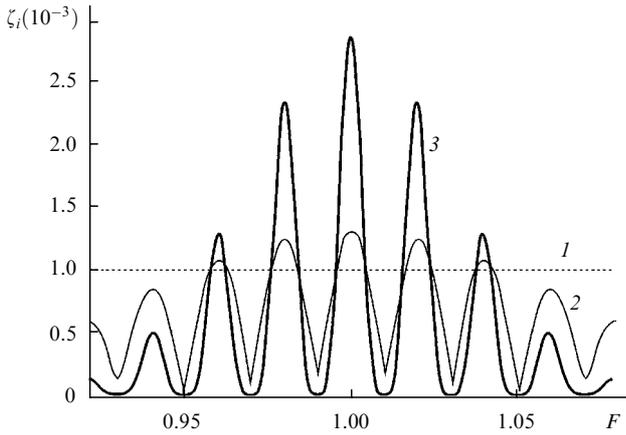


Рис.4. Формирование модовой структуры в генераторе: спектры колебаний в моменты времени $t = 0$ (1), $t = \tau$ (2), $t = 5\tau$ (3) (ζ_i – эффективность дифракции, $F = f/f_i$).

нений (17) и по формуле (19) находились амплитуды $u_{0i}^{(1)}$ и фазы $\Phi_i^{(1)}$ гармонических составляющих сигнала (4) на первом шаге итерационного процесса. Расчет системы (17) для обновленных значений A_k и Φ_k давал амплитуды $C_{li}^{(1)}$, характеризующие состояние системы при $t = \tau$. Далее итерационный процесс повторялся, и таким образом рассчитывались состояния системы в моменты времени $t = 2\tau, 3\tau, \dots$

5. Результаты расчета

На рис.4 показан процесс формирования модовой структуры в АО генераторе. Здесь представлен спектр колебаний для разных моментов времени. Прямая 1 относится к исходному состоянию с равномерным спектром. После первого же прохождения сигнала по цепи обратной связи (кривая 2) проявляется модовая структура: наибольшее возрастание сигнала имеет место на частотах f_i , удовлетворяющих соотношению (15). В расчете фазовый сдвиг φ был подобран так, чтобы мода с частотой f_0 располагалась в центре контура усиления; при этом $f_0 = f_i$. Для этой моды усиление наибольшее, поэтому она растет быстрее других.

Такое развитие колебательного процесса происходит до тех пор, пока суммарная эффективность дифракции света на всех акустических модах не достигнет 5%–10%. Ситуация меняется при выходе на режим большой эффективности дифракции. Центральная мода, находящаяся в наилучших условиях, «перехватывает» большую часть падающего светового излучения. В результате амплитуды других мод, пройдя через максимум, уменьшаются до нуля. Таким образом, из-за конкуренции мод в системе устанавливается одномодовый режим генерации. Это видно из рис.5, где приведена зависимость от времени эффективности дифракции ζ_i для каждой моды. Кривая 1 показывает выход на стационарный режим центральной моды. Кривые 2 и 3 относятся к ближайшим, симметрично расположенным модам с индексами $i = \pm 1$ и ± 2 соответственно. Расчет выполнен для реальных значений параметров: $Q = 10$, $D = 10$, $Z_0 = 100$. Значение коэффициента $\alpha = 1.3 \text{ В}^{-1}$ взято из эксперимента.

На рис.6 кривой 1 представлена зависимость эффективности дифракции в стационарном режиме ζ_0 от интегрального коэффициента обратной связи $\eta = B(P_0 P_r)^{1/2}$. При увеличении η возбуждение колебаний происходит

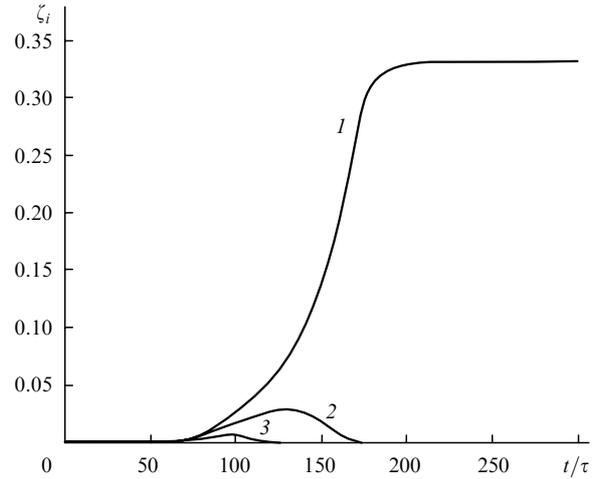


Рис.5. Переходной процесс при установлении колебаний в генераторе для центральной моды (1), боковых мод с индексами $i = \pm 1$ (2) и ± 2 (3).

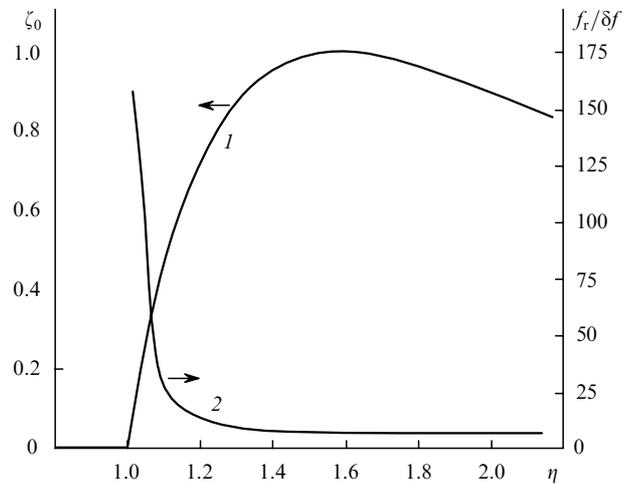


Рис.6. Зависимости эффективности дифракции в стационарном режиме (1) и добротности линии генерации (2) от интегрального коэффициента обратной связи.

после прохождения порогового значения $\eta_{th} = 1$. Поскольку теория построена для брэгговского режима, то эффективность дифракции может достигнуть 100%; соответствующий коэффициент обратной связи равен 1.6. При дальнейшем увеличении η эффективность дифракции уменьшается, а затем система переходит в режим стохастических колебаний.

Для оценки перспектив практического применения АО генератора важно знать ширину линии генерации δf . Эта величина может быть найдена по времени установления колебаний δt , т. к. $\delta f \delta t \approx 1$. Кривая 2 на рис.6 показывает зависимость добротности линии $1/\delta F = f_r/\delta f$ от коэффициента η . Наиболее узкая линия генерации получается вблизи порога, где ее относительная ширина может достигать $10^{-2} - 10^{-3}$ при относительной ширине контура усиления $1 - 0.1$. Добротность линии возрастает по мере увеличения расстояния z_0 .

6. Заключение

В работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования АО генератора, в котором сигнал обратной связи формируется методом оптического гетеродинамирования. Выяснено, что в такой

системе возможен как одномодовый, так и многомодовый режимы генерации. Методом компьютерного моделирования исследован процесс установления колебаний в АО генераторе. Показано, что, когда эффективность дифракции достигает 5%–10%, вследствие нелинейности АО взаимодействия возникает конкуренция мод, приводящая к одномодовому режиму генерации. Эффективность дифракции в стационарном состоянии зависит от коэффициента обратной связи и в брэгговском режиме может достигать 100%. Исследована зависимость спектральной ширины генерируемой моды от параметров системы.

АО генератор отличается высокой чувствительностью к изменению его параметров. По сути он является интерферометром Маха–Цендера, охваченным положительной обратной связью. Ширина линии генерации на один-два порядка уже полосы пропускания обычного интерферометра. Поэтому можно ожидать соответствующего повышения чувствительности измерений, проводимых с помощью интерферометра Маха–Цендера.

Работа поддержана РФФИ (грант № 02-07-90448). Авторы выражают свою благодарность В.Я.Молчанову за предоставленную для экспериментов АО ячейку.

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
2. Парыгин В.Н., Балакший В.И. *Оптическая обработка информации* (М.: Изд-во МГУ, 1987).
3. Jerominek H., Delisle C., Pomerleau J.Y.D., Tremblay R. *Can. J. Phys.*, **63**, 227 (1985).
4. Poon T.-C., Cheung S.K. *Appl. Opt.*, **28**, 4787 (1989).
5. Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Ya., Ming Hai. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1731**, 303 (1992).
6. Балакший В.И., Казарьян А.В., Молчанов В.Я. *Радиотехника и электроника*, **37**, 1140 (1992).
7. Balakshy V.I., Kazaryan A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2430**, 292 (1994).
8. Балакший В.И., Казарьян А.В., Ли А.А. *Квантовая электроника*, **22**, 975 (1995).
9. Balakshy V.I., Kazaryan A.V. *Opt. Eng.*, **38**, 1154 (1999).
10. Бабкина Т.В., Григорьянц В.В., Ильин Ю.Б., Прокофьев В.А. *Квантовая электроника*, **18**, 259 (1991).
11. Балакший В.И., Нагаева И.А. *Квантовая электроника*, **23**, 261 (1996).
12. Balakshy V.I., Emelianov S.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4514**, 82 (2001).
13. Балакший В.И., Сливиньски А., Толпин К.А. *Оптика и спектроскопия*, **87**, 1003 (1999).

ПОПРАВКИ

А.А.Малютин. Использование дробного фурье-преобразования в $\pi/2$ -конвертерах лазерных мод («Квантовая электроника», 2004, т. 34, № 2, с. 165–171).

В статье по вине редакции допущена следующая опечатка: на с. 167 в формуле (18) вместо « $\mathcal{F}_x^a[\mathcal{F}_x^{a+1} \dots]$ » следует читать « $\mathcal{F}_x^a[\mathcal{F}_y^{a+1} \dots]$ ».

А.А.Малютин. Перестраиваемый астигматический $\pi/2$ -конвертер мод («Квантовая электроника», 2004, т. 34, № 2, с. 172–174).

В статье по вине автора допущены следующие опечатки:

1. На с. 173 в формуле (4) во втором сомножителе величина $1/f$ должна стоять в первом столбце. Исправленная формула имеет вид

$$T_2 = \begin{pmatrix} C & -S & 0 & 0 \\ S & C & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C & -S \\ 0 & 0 & S & C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1/f & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C & S & 0 & 0 \\ -S & C & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C & S \\ 0 & 0 & -S & C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ C^2/f & CS/f & 1 & 0 \\ CS/f & S^2/f & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

2. На с. 174 в левой колонке, 12-я строка снизу, вместо «... приведена в [9]...» следует читать «... приведена в [8]...».