

П.Е. Денисов, И.В. Измайлов, Б.Н. Пойзнер

Модулятор лазерного излучения на основе нелинейного кольцевого интерферометра: модель и анализ характеристик

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 30.12.2005 г.

Предложена схема модулятора лазерного излучения на основе нелинейного кольцевого интерферометра, в которой информационный СВЧ-сигнал воздействует на исходно изотропную нелинейную среду, изменяя оптическую длину нелинейной (керровской) среды. Разработана модель динамики нелинейного фазового набег в нелинейной среде в некоторых приближениях. Построены серии бифуркационных диаграмм и модуляционных характеристик, которые демонстрируют возможности модулятора.

Введение

С развитием нелинейной оптики, лазерной физики, информационных технологий возрос интерес к проблемам оптической обработки информации. Использование явлений нелинейной динамики позволяет разрабатывать новые методы защиты информации и скрытой ее передачи [1, 2]. В некоторых задачах оптоинформатики используют пространственные и пространственно-временные модуляторы света [3, 4]. Однако при разработке таких модуляторов, в частности для повышения эффективности управления лазерным излучением, практически не привлекают методов нелинейной динамики. Опыт использования этих методов накоплен при изучении генераторов радио- [5] и оптического [6–8] диапазонов с запаздыванием в контуре обратной связи.

С учетом всего этого целесообразно выяснить возможности создания новых типов (оптических по принципу действия и по элементной базе) модуляторов оптических сигналов (в том числе – автомодуляторов) и генераторов хаотических электромагнитных полей. Одним из подходящих для этого устройств можно назвать нелинейный кольцевой интерферометр (НКИ) [9]. При разработке модулятора на основе НКИ можно опираться на представления о процессах взаимодействия полей в НКИ и соответствующие математические модели, а также на известные приемы описания и расчета характеристик модуляторов света [10, 11]. В рамках данной статьи авторы поставили следующие цели:

- описать оптическую схему модулятора на основе НКИ и составить модель процессов в нем;
- построить серии бифуркационных диаграмм, исследовать особенности их строения и выбрать интервалы параметров для осуществления модуляции;
- в найденных интервалах построить ряд характеристик модулятора и провести их анализ.

1. Оптическая схема модулятора и его математическая модель

Для анализа и описания процессов в модуляторе на основе НКИ его логично рассматривать как резонатор в неавтономном режиме, т.е. при воздействии информационного сигнала на исходно изотропную – нелинейную среду. Схема представлена на рис. 1, где $E_{вх}$ и $E_{вых}$ – амплитуды поля на входе и выходе НКИ;

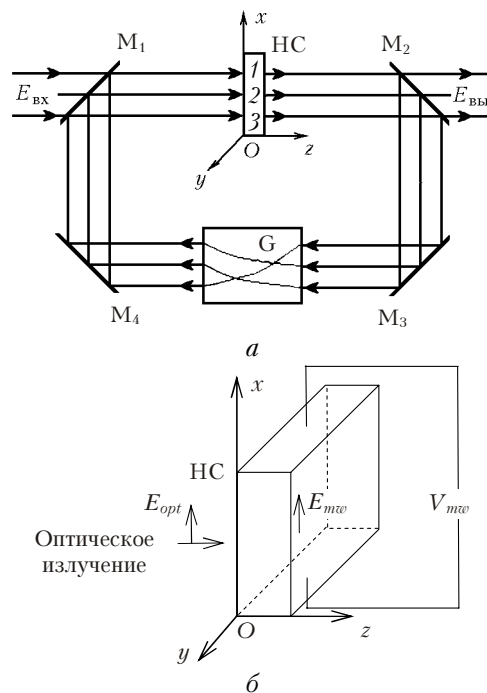


Рис. 1. Схема НКИ. Ориентация векторов напряженности электрических полей оптического излучения E_{opt} (а) и внешнего модулирующего СВЧ-сигнала E_{mw} (б); 1, 2, 3 – световые лучи

НС – нелинейная среда протяженностью L ; G – элемент крупномасштабного преобразования светового поля (растяжения, сдвига, поворота поля); M_1 и M_2 – полупрозрачные зеркала с коэффициентом отражения по интенсивности R ; M_3 , M_4 – зеркала с коэффициентом отражения $R = 1$; V_{mw} – источник внешнего модулирующего СВЧ-сигнала с амплитудой E_{mw} .

Характер процессов в кольцевом резонаторе обусловливается влиянием НС, а при заданном уровне ее нелинейности – темпом диффузии поляризованных молекул в жидкокристаллической среде. Показатель преломления $n(\mathbf{r}, t)$ подчиняется уравнению

$$\tau_n(\mathbf{r}) \frac{dn(\mathbf{r}, t)}{dt} = n_2(\mathbf{r}) \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) - [n(\mathbf{r}, t) - n_0(\mathbf{r})] + D_e(\mathbf{r}) \Delta [n(\mathbf{r}, t) - n_0(\mathbf{r})], \quad (1)$$

где $\tau_n(\mathbf{r})$ – время релаксации нелинейной части показателя преломления НС; \mathbf{r} – радиус-вектор плоскости xOy , модуль (длина) которого нормирован к характерному размеру \mathbf{r}_0 (радиусу пучка); n_2 – коэффициент нелинейной рефракции НС; n_0 – линейная часть показателя преломления НС; $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – напряженность прикладываемого к НС неоптического поля; D_e – эквивалентный коэффициент диффузии, учитывающий как диффузию молекул НС, так и носителей зарядов фотопроводника; Δ_{xy} – оператор Лапласа по поперечным координатам.

Пусть электрическое поле оптического излучения поляризовано вдоль оси Ox , а свет распространяется вдоль оси Oz (рис. 1, б). Согласно теории эффекта Керра, при таком воздействии на электрооптический кристалл НС он становится одноосным. Его (индуцированная) оптическая ось направлена вдоль оси Ox . Пусть напряженность E_{mw} внешнего модулирующего СВЧ-сигнала, воздействующего на кристалл, также ориентирована вдоль оси Ox . Тогда воздействие, вызванное модулирующим СВЧ-сигналом, также способствует формированию индуцированной оптической оси (и изменению оптической длины кристалла), не изменяя ее ориентации.

Из выражения (1) можно получить модель процессов в модуляторе (в приближении медленно меняющихся за период $T = 2\pi/\omega$ амплитуд a_{nL} , b_{nL} входных полей и амплитуды E_{mw} внешнего СВЧ-воздействия; фаз $\varphi(\mathbf{r}, t)$; положений плоскостей поляризации $\psi(\mathbf{r}, t)$ входных полей; времени запаздывания τ поля в резонаторе; медленной релаксации нелинейной части показателя преломления), которая в приближении одного прохода контура обратной связи (КОС) имеет вид

$$\begin{aligned} \tau_n(\mathbf{r}) \frac{\partial U(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= f(\mathbf{r}, t) - U(\mathbf{r}, t) + D_e(\mathbf{r}) \Delta_{xy} U(\mathbf{r}, t), \\ f(\mathbf{r}, t) &= n_2(\mathbf{r}) Lk [a_{nL}^2(\mathbf{r}, t) + b_{nL}^2(\mathbf{r}, t) + E_{mw}^2(\mathbf{r}, t)] = \\ &= K_{ab}(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}_n) + pK_{ab}(\mathbf{r}', t - \tau, \mathbf{r}) + \left[\frac{\gamma(\mathbf{r}', t)}{\sigma} \right] \{ K_a(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t - \tau) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \cos[(1+q)\omega\tau + \varphi(\mathbf{r}, t) - \varphi(\mathbf{r}', t - \tau) + \psi(\mathbf{r}, t) - \psi(\mathbf{r}', t - \tau)] + \\ &+ K_b(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t - \tau) \cos[(1-q)\omega\tau + \varphi(\mathbf{r}, t) - \varphi(\mathbf{r}', t - \tau) - \\ &- \psi(\mathbf{r}, t) + \psi(\mathbf{r}', t - \tau)] \} + K_{mw}(\mathbf{r}, t), \quad (2) \end{aligned}$$

где $U(\mathbf{r}, t)$ – нелинейный фазовый набег световой волны в НС; $k = \omega/c$ – волновое число (ω – частота оптического излучения); $\tau \equiv \tau(\mathbf{r}', t) = t_e(\mathbf{r}', t) + U(\mathbf{r}', t - t_e(\mathbf{r}', t))/\omega$ – время распространения светового поля, пришедшего через КОС к моменту времени t в точку \mathbf{r} входной плоскости НС из точки \mathbf{r}' той же плоскости, т.е. полное время обхода интерферометра световым полем (полное время запаздывания светового поля); $t_e(\mathbf{r}', t)$ – доля времени распространения светового поля τ , обусловленная наличием линейной части $n_0(\mathbf{r})$ показателя преломления НС и длительностью $t_0(\mathbf{r}', t)$ распространения поля, пришедшего через контур обратной связи ($t_e(\mathbf{r}', t)$ – эквивалентное время запаздывания в резонаторе); q – параметр бихроматичности входного светового поля; $\gamma(\mathbf{r}', t)$ – удвоенный коэффициент потерь (удвоенный коэффициент передачи) за проход ($\gamma \in [0; 2]$), медленно меняющийся за время $T = 2\pi/\omega$; $p = 0$ для приближения больших потерь, но $p = [\gamma(\mathbf{r}', t)/\sigma/2]^2$ для приближения одного прохода;

$$\begin{aligned} K_{ab}(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}_n) &\equiv (1-R)n_2(\mathbf{r}_n)Lk[a^2(\mathbf{r}, t) + b^2(\mathbf{r}, t)], \\ K_a(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t - \tau) &\equiv (1-R)n_2(\mathbf{r})Lka(\mathbf{r}, t)a(\mathbf{r}', t - \tau) \end{aligned}$$

и

$$K_b(\mathbf{r}, t, \mathbf{r}', t - \tau) \equiv (1-R)n_2(\mathbf{r})Lkb(\mathbf{r}, t)b(\mathbf{r}', t - \tau)$$

– коэффициенты нелинейности; σ – коэффициент растяжения поперечного сечения светового пучка;

$$K_{mw}(\mathbf{r}, t) \equiv n_2(\mathbf{r})LkE_{mw}^2(\mathbf{r}, t)$$

– параметр, учитывающий воздействие СВЧ-поля на НС. В пренебрежении диффузией молекул НС по аналогии с [12] можно получить описание динамики $U(\mathbf{r}, t)$ в НС резонатора (на языке ОДУ) в точечном приближении.

При построении бифуркационных диаграмм (БД), а также модуляционных характеристик предполагается, что поле в поперечной плоскости лазерного пучка КОС повернуто на угол $\Delta = 2\pi/m$, где m – простое число. Величина m показывает, за сколько обходов НКИ световой луч, вошедший в нелинейную среду в произвольной точке поперечного сечения пучка, вернется в ту же точку. В нашем случае используется приближение одного прохода поля через КОС, когда $p = (\gamma\eta(\mathbf{r}', t)/2)^2$, $q = 0$, $\varphi(\mathbf{r}, t) = \text{const}$ и $\psi(\mathbf{r}, t) = \text{const}$. Величина ωt_e понимается как фазовый набег, а не мера запаздывания $t_e(t)$.

2. Результаты моделирования

Графической интерпретацией поведения решений (2), соответствующих статическим режимам системы, является бифуркационная диаграмма статических

состояний. Многообразие форм БД (рис. 2), зависящих от параметров модели, позволяет ожидать, что можно получить различные виды модулированных колебаний. При этом сами БД могут интерпретироваться как статические «передаточные функции».

2.1. Бифуркационное поведение в модели при отсутствии модуляции запаздывания поля

Рассмотрим предельный случай отсутствия запаздывания поля в КОС ($t_e = 0$) при $K_{mv} = 0$, когда коэффициент нелинейности $K = 5$, потери $\gamma = 0,5$, а поворот поля либо отсутствует ($m = 1$), либо равен 180° ($m = 2$). При $m = 1$ БД на плоскости $U-\omega t_e$ состоит из гистерезисов типа DD (рис. 2, *з*), повторяющихся с периодом 2π (при этом $q = 0$: если же $q \neq 0$, то период может отличаться от 2π [13]). При данной (умеренной) степени нелинейности утрата устойчивости НКИ возможна в узком интервале малых значений запаздывания $\omega t_e \approx 0,4$.

При повороте поля в поперечной плоскости на угол π (т.е. при $m = 2$) в структуре БД на нисхо-

дящих ветвях (устойчивых при $m = 1$) появляются петли бистабильности типа d_{DDDD} (рис. 2, *ж*). При уменьшении коэффициента нелинейности до значения $K \approx 4,45$ тип петли изменяется и становится d_L (рис. 2, *е*) [13]. Таким образом, поворот поля на 180° влечет преобразование БД типа $DDDD$ (реализующейся при отсутствии поворота поля в КОС) в БД типа d_{DDDD} d_{DDDD} .

При отсутствии поворота поля ($m = 1$) и фазовой задержки в КОС ($\omega t_e = 0$) БД статических состояний на плоскости $U-K$ содержит гистерезисы типа UU (аналогично рис. 2, *а*). При варьировании фазовой задержки ωt_e с шагом 2π структура ветвей БД $U(K)$ повторяется. Если изменение величины ωt_e менее 2π , то происходит лишь смещение точек бифуркации вдоль оси K .

При наличии поворота поля в КОС на угол π ($m = 2$) в структуре БД $U(K)$ при $2,5 < K < 4,5$ формируется ветвь u_L (рис. 2, *з*). Верхние ветви имеют тип $u_{DU DU}$. Кроме них в составе БД ниже участка U ветви $u_{DU DU}$ при $9,5 < K < 14$ возникает «замкнутый» гистерезис DU . Расчеты показывают еще и «замкнутый» гистерезис UD (между верхним

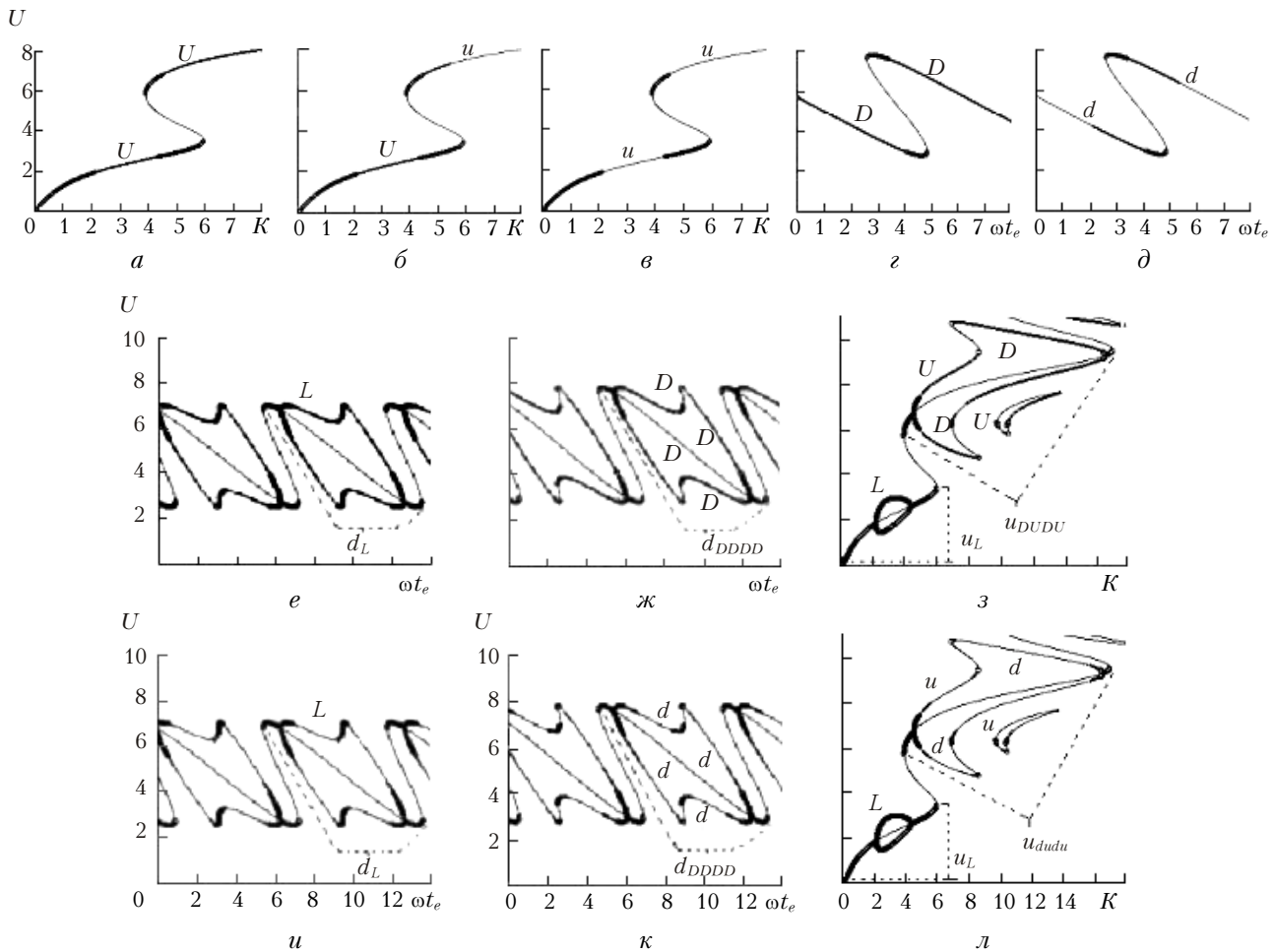


Рис. 2. Формы БД, примеры типов гистерезисов (*а–л*) в составе БД и ветвей БД, содержащих петли бистабильности (*е–л*). Тонкими линиями показаны неустойчивые состояния. Латинскими буквами обозначены характерные морфологические элементы структуры БД. Если в структуре ветвей (петель бистабильности) присутствуют области, которые могут становиться неустойчивыми, то в обозначениях используются маленькие буквы

участком U петли и верхним участком D петли второй ветви $u_{DU DU}$, расположенной правее). При $K > 13$ между нижним участком D петли и нижним участком U петли второй ветви $u_{DU DU}$ располагаются два «замкнутых» гистерезиса DU . Эта тенденция развивается с ростом K .

При варьировании фазовой задержки ωt_e в рассматриваемом диапазоне значений K структура БД повторяется с периодом 2π . При $m = 2$ это изменение структуры сопровождается появлением различных типов гистерезисов на ветвях, например $u_l u_{DU DU}$, $uu_{DU DU}$ [13]. Но при некоторых значениях ωt_e возможно исчезновение гистерезисных участков, в том числе и «замкнутых».

Очевидно, что при отсутствии СВЧ-модуляции в НКИ полный фазовый набег светового поля после обхода НКИ $\omega\tau \equiv \omega\tau(\mathbf{r}', t) = \omega t_e(\mathbf{r}', t) + U_0(\mathbf{r}', t - t_e(\mathbf{r}', t))$. При подаче СВЧ-сигнала с мощностью, характеризуемой значением коэффициента K_{mw} , в НС создается дополнительный фазовый набег (K_{mw}), поэтому динамика процессов в НКИ и бифуркационное поведение его изменяются. В этом случае суммарный фазовый набег в системе

$$\omega\tau_{\Sigma} \equiv \omega\tau_{\Sigma}(\mathbf{r}', t) = \omega t_e(\mathbf{r}', t) + U_0(\mathbf{r}', t - t_e(\mathbf{r}', t)) + K_{mw}.$$

Влияние дополнительного набега K_{mw} можно скомпенсировать до прежнего значения $\omega\tau$, если изменить фазовую задержку ωt_e в КОС. Можно показать, что в статическом режиме влияние параметров K_{mw} и ωt_e на состояние модулятора, например на величину нелинейного фазового набега U , *равно сильно* в смысле справедливости системы равенств:

$$\begin{aligned} \omega t_{e1} + K_{mw1} &= \omega t_{e2} + K_{mw2}; \\ U_1 + K_{mw2} &= U_2 + K_{mw1}, \end{aligned} \quad (3)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют номерам экземпляров модуляторов, отличающихся параметрами ωt_e и K_{mw} [14]. Другими словами, когда бифуркационным параметром является K_{mw} , БД сходна с БД на плоскости $U - \omega t_e$, но точки на последней смещены вдоль оси OU на величину K_{mw} . Из соотношений (3) следует, что при наличии внешнего модулирующего воздействия (K_{mw}) БД смещается вдоль оси ωt_e на величину K_{mw} .

Можно заключить, что для осуществления модуляции целесообразно выбирать следующие интервалы значений бифуркационного параметра, исходя из строения БД. При $m = 1$ и 2 для целей переключения (получения прямоугольных импульсов лазерного излучения) выгодно использовать участки гистерезиса. А протяженные устойчивые ветви в силу их линейности привлекательны для линейного управления интенсивностью лазерного пучка. Эти ветви могут иметь как положительную, так и отрицательную производную, а также различную крутизну. Участки БД, где ветви теряют устойчивость, представляют интерес в плане получения лазерного пучка с интенсивностью, изменяющейся по сложному закону.

2.2. Влияние режима модуляции на модуляционные характеристики

Пусть коэффициент K_{mw} изменяется по закону $K_{mw} = K_{mw0} \cos^2(2\pi t/T_{mw})$, где $K_{mw0} = 3$, а T_{mw} варьируется в пределах от $10^3 \tau_n \geq T_{mw} \geq \tau_n$. Тогда среднее значение $\langle K_{mw} \rangle_{T_{mw}} = K_{mw0}/2$ имеет смысл рабочей точки по параметру K_{mw} . Чтобы при модуляции НКИ функционировал в области гистерезиса, выберем рабочую точку по параметру ωt_e (значение ωt_{e0}) согласно формуле $\omega t_{e0} = \omega t_{ecg} - K_{mw0}/2$, где ωt_{ecg} – положение центра петли гистерезиса на БД $U(\omega t_e)$, построенной для $K_{mw} = 0$ (рис. 3).

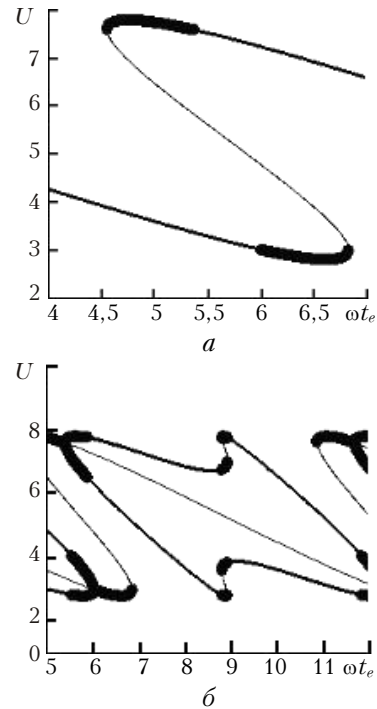


Рис. 3. БД на плоскости $(U - \omega t_e)$ для $K = 5$, $K_{mw} = 0$, $m = 1$ (а), $m = 2$ (б)

Локализацию рабочей точки на верхнем либо на нижнем участке петли гистерезиса можно обеспечить выбором начальных условий U_0 .

Таким образом, $\omega t_{e0} = 4$ для БД на рис. 3, а и $\omega t_{e0} = 8,82 - 3/2 = 7,32$ на рис. 3, б. Для этих случаев на рис. 4 представлены рассчитанные на основе указанной выше модели серии модуляционных характеристик $I(K_{mw})$, где I – интенсивность выходного оптического поля. При $m = 2$ (т.е. при повороте поля на 180° , рис. 4, б, г, е, з, к) модуляционные характеристики для интенсивностей I_1, I_2 в двух диаметрально противоположных точках поперечного сечения лазерного пучка и средней интенсивности I_{cp} изображены черной, серой и светло-серой линиями.

При малых (по сравнению с τ_n) периодах модуляции T_{mw} оптическая система не успевает реагировать на воздействие, и форма модуляционных характеристик не отражает структурных особенностей БД (рис. 4, а–е, з).

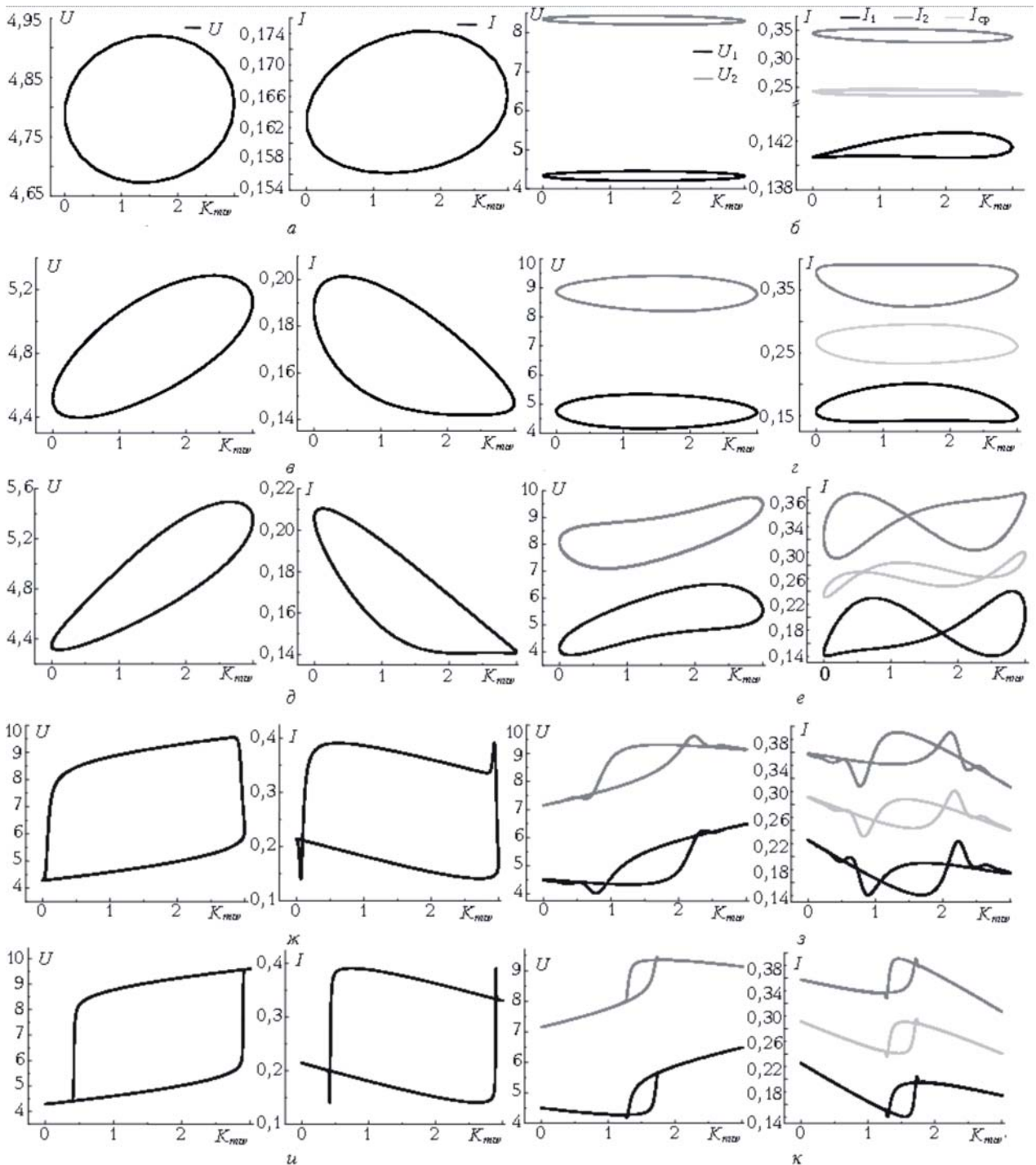


Рис. 4. Модуляционные характеристики модулятора при $K = 5$, $m = 1$, $\omega t_{e0} = 4$ (а, в, д, ж, и) и $m = 2$, $\omega t_{e0} = 7,32$ (б, г, е, з, к):
 $T_{mod} = \tau_n$ (а, б); $T_{mod} = 5\tau_n$ (в, г); $T_{mod} = 10\tau_n$ (д, е); $T_{mod} = 100\tau_n$ (ж, з); $T_{mod} = 1000\tau_n$ (и, к)

Напротив, при больших периодах модуляции T_{mod} по БД и выбору рабочей точки на ней можно предвидеть форму модуляционной характеристики. Чтобы получить прямоугольные импульсы лазерного излучения, целесообразно выбрать режим, соответствующий рис. 4, ж, и, к. Выполненные авторами вычислительные эксперименты демонстрируют предполагавшуюся ранее возможность получения лазерного пучка с интенсивностью, изменяющейся по сложному закону.

Заключение

Предложена схема модулятора на основе нелинейного кольцевого интерферометра, в которой информационный сигнал воздействует на исходно изотропную керровскую среду, изменяя ее оптическую длину. В приближении медленно меняющихся амплитуд, фаз, положения плоскости поляризации входных полей, времени запаздывания поля в НКИ, медленной релаксации нелинейной части показателя

преломления нелинейной среды, а также одного прохода поля через НКИ разработана модель динамики нелинейного фазового набегу $U(\mathbf{r}, t)$ в нелинейной среде.

Показано, что наличие внешнего модулирующего воздействия при заданной поляризации СВЧ-волны приводит к периодическому изменению структуры ветвей БД. При этом оптическое и СВЧ-поле действуют аддитивно на фазовый набег $U(\mathbf{r}, t)$. Установлено соотношение равносильности для параметра $K_{mic}(\mathbf{r}, t)$, описывающего воздействие СВЧ-поля на НС, и линейной части ωt_e фазового набегу за обход НКИ. При изменении $K_{mic}(\mathbf{r}, t)$ также возможны смена динамических режимов и усложнение динамики в модуляторе.

Выбирая рабочую точку по совокупности всех параметров НКИ, амплитуду $K_{mic0}/2$ и период T_{mic} модуляции, можно управлять параметрами лазерного пучка на выходе НКИ. Предложено интерпретировать БД как статические передаточные функции. Данные моделирования позволяют ожидать, что оптимизация описанного устройства позволит создать практичные модуляторы лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ, Федеральное агентство по образованию (Программа «Развитие научного потенциала высшей школы», разд. 3.3), рег. № 60321, 2004 г.

1. Garcia-Ojalvo J., Roy R. Spatiotemporal communication with synchronized optical chaos. // <http://www.lanl.gov/abs/nlin>. CD/0011012. 2000. 6 Nov. 4 p.
2. Авдеев С.М., Денисов П.Е., Измайлов И.В., Поизнер Б.Н. Исследование криптостойкости модели шифр-системы оптического диапазона: Тезисы докл. // 6-я Всерос. научно-практ. конф. «Проблемы информационной

безопасности государства, общества и личности». Томск, июнь, 2003. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2004. С. 29–31.

3. Hsieh Mei-Li, Hsu Ken Y., Paek Eung-Gi, Wilson Charles L. Modulation transfer function of a liquid crystal spatial light modulator // Opt. Commun. 1999. Is. 170. P. 221–227.
4. Амхале Р.А., Лу С.Х., Нефф Дж.А. Двумерные пространственные модуляторы света: Методический обзор // ТИИЭР. 1990. Т. 78. № 5. С. 29–57.
5. Владимиров С.Н., Негруль В.В. Сравнительный анализ некоторых систем хаотической синхронной связи // Изв. вузов. Прикл. нелинейн. динам. 2000. Т. 8. № 6. С. 53–64.
6. Van Wiggeren G.D., Roy R. Chaotic communication using time-delayed optical systems // Int. Journ. of Bifurcation and Chaos. 1999. V. 9. N 11. P. 2129–2156.
7. Alessandro G.D., Wheeler A.A. Bistability of liquid crystal microcavities // Phys. Rev. A. 2003. V. 67. 023816. P. 1–12.
8. Bestehorn M., Grigorieva E.V., Haken H., Kaschenko S.A. Order parameters for class-B lasers with a long time delayed feedback // Physica. D. 2000. Is. 145. P. 110–129.
9. Новые физические принципы оптической обработки информации: Сб. ст. / Под ред. С.А. Ахманова, М.А. Воронцова. М.: Наука, 1990. С. 263–326.
10. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970. 295 с.
11. Пухтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. М.: Высш. шк., 2001. 573 с.
12. Измайлов И.В., Поизнер Б.Н. Варианты реализации нелинейно-оптического устройства скрытой передачи информации // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1074–1086.
13. Денисов П.Е. Особенности строения бифуркационных диаграмм статических состояний нелинейной оптической кольцевой системы // Изв. вузов. Физ. Томск, 2004. Деп. в ВИНТИ 19.02.04, № 214–В 04. 18 с.
14. Измайлов И.В. Свойство равносильности в контексте управления эволюцией системы // Вестник Том. гос. ун-та. Сер. физ. 2003. № 278. С. 116–121.

P.E. Denisov, I.V. Izmailov, B.N. Poizner. Laser radiation modulator based on nonlinear ring interferometer: a model and analysis of characteristics.

The circuit of a laser radiation modulator on the basis of nonlinear ring interferometer (NRI), in which information microwave signal influences on initially isotropic Kerr's medium changing optical length of the medium is suggested. The model of nonlinear phase shift dynamics in nonlinear medium (NM) in some approximations is developed. Series of the bifurcation diagrams and the modulation responses are constructed. They demonstrate opportunities of the modulator.