

Исследование бифуркационных процессов в многомодовом оптическом волноводе со статистическими нерегулярностями

А.А.Егоров

Рассмотрены оригинальные теоретические принципы исследования нерегулярных оптических волноводов, представляемых в виде некоторой динамической диссипативной системы. Рассеяние направляемой моды в нерегулярном оптическом волноводе рассматривается как процесс постепенного перемещения динамической диссипативной системы из некоторого «упорядоченного» состояния в состояние «хаоса». Рост потерь на рассеяние в нерегулярном оптическом волноводе представляется как увеличение хаоса в анализируемой системе. Коэффициент фазового замедления многомодового волновода используется в качестве управляющего параметра процесса. Использование методов теории катастроф позволяет объяснить характер поведения исследованной диссипативной системы в процессе изменения управляющего параметра. Установлено, что увеличение хаоса в системе (рост потерь, обусловленных рассеянием в нерегулярном волноводе по мере возбуждения мод все более и более высокого порядка) можно объяснить последовательностью прямых бифуркаций, т.е. существованием в системе устойчивых циклов. В результате нерегулярный оптический волновод можно рассматривать как систему, в которой энергия регулярного процесса (процесс распространения направляемой моды) переходит в энергию «неупорядоченного» процесса, т.е. в энергию излучательных мод.

Ключевые слова: оптический волновод, статистические нерегулярности, волноводное рассеяние, дисперсионное соотношение, нелинейное уравнение, бифуркационные явления, нелинейная динамическая система, одномерное отображение, численное моделирование, связанные моды, генерации второй гармоники, двулучепреломление, диссипативная система, бистабильность, шум.

1. Введение

Рассеяние направляемой моды в нерегулярном оптическом волноводе может быть рассмотрено как процесс постепенного перехода динамической диссипативной (открытой) системы из состояния «упорядоченности» в состояние «хаоса». В качестве управляющего параметра задачи можно использовать естественный физический параметр системы – коэффициент фазового замедления γ многомодового волновода, при изменении которого во времени меняется эффективная толщина волновода.

Проблемам распространения направляемых мод в многомодовых многослойных оптических волноводах посвящено большое количество работ. Для знакомства с этой очень широкой проблематикой рекомендуем, например, монографии и статьи [1–16].

Под упорядоченным состоянием системы мы понимаем такое состояние нерегулярного оптического волновода*, в котором поддерживается некая направляемая мода (регулярная составляющая), а вклад мод излучения (нерегулярная составляющая) в распределение полного поля волновода пренебрежимо мал. Состояние хаоса, наоборот, характеризуется существенным вкладом мод излучения в распределение полного поля.

* Волновод с неровными границами раздела образующих его сред и/или с неоднородной (по показателю преломления) структурой этих сред.

А.А.Егоров. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова д. 38; e-mail: yegorov@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 23 июня 2011 г., после доработки – 15 июля 2011 г.

Увеличение хаоса в системе, т.е. рост потерь, обусловленных рассеянием в нерегулярном волноводе по мере возбуждения мод все более и более высокого порядка, можно объяснить последовательностью прямых бифуркаций. Бифуркация – появление нового качества в поведении динамической системы при изменении ее параметров; у рассматриваемого волновода нерегулярность не изменяется во времени, т.е. стационарна, поэтому вместо термина «бифуркация» можно использовать термин «катастрофа» [17–20].

Цель настоящей работы – последовательное изложение теоретических принципов нового метода исследования нерегулярных оптических волноводов как динамических диссипативных систем. В настоящее время нам неизвестны научные публикации, в которых был бы использован такой метод исследования нерегулярных оптических волноводов. Предлагаемый метод может быть, например, перспективным как для качественного, так и для количественного исследования рассеяния в волноводах со сложной структурой и различной топологией элементов, когда применение аналитических и вычислительных методов невозможно или требует существенных вычислительных ресурсов.

2. Излучательные потери в оптическом нерегулярном волноводе

Рассмотрим для примера трехслойный планарный оптический волновод с произвольной деформацией, например, одной из границ раздела сред волновода (рис.1) [1–6]. Будем аппроксимировать это нарушение регулярности границы последовательностью малых скачкообразных изменений. Этот же подход можно использовать и в случае произвольного изменения профиля диэлектрической проницаемости, например, волноводного слоя трех-

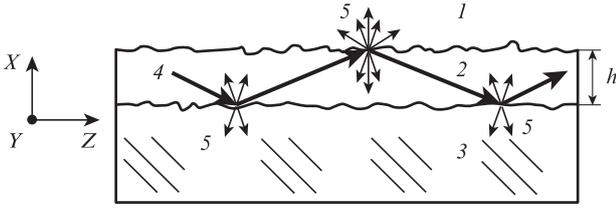


Рис.1. Трехслойный планарный оптический волновод с неровными границами:

1 – покровный слой (воздух, показатель преломления n_c), 2 – волноводный слой (показатель преломления n_f); 3 – подложка (показатель преломления n_s); h – толщина волноводного слоя; 4 – направление распространения оптического луча; 5 – рассеяние оптического луча на неровных границах раздела пленка/подложка и пленка/воздух.

слоистого волновода. Справедливость такого приближенного подхода подтверждена теоретически и экспериментально (см., напр., [1]).

Рассмотрим небольшой (по сравнению с толщиной волновода h) уединенный скачок Δh или плавное сужение/расширение на некотором участке исследуемого волновода, в обоих случаях удовлетворяющие условию $\Delta h/h \ll 1$. Для вычисления интегральных потерь мощности ΔP на излучение на этом участке можно использовать выражение [1–4]

$$\Delta P = P(1 - |C_t|^2 - |C_r|^2), \tag{1}$$

где P – полная мощность направляемой моды, падающей на рассматриваемый участок волновода; $\Delta P/P$ – относительные потери мощности; $\alpha = \Delta P/(PI)$ – коэффициент затухания направляемой моды на участке протяженностью l ; C_t и C_r – амплитудные (безразмерные) коэффициенты прохождения и отражения направляемой моды на данном участке волновода. Как следует из (1), $\Delta P/P$, C_t и C_r безразмерные.

Если направляемая мода на данном участке волновода не проходит, то $C_t = 0$ и есть только ее отражение. Положим для ясности, что отражение обусловлено преобразованием направляемой моды в ту же моду, но распространяющуюся в другом, например обратном, направлении. В этом случае известен аналитический вид коэффициента C_r (см., напр., [1, 14–16]).

Для дальнейшего анализа важно, что представленные в (1) P и C_r являются функциями эффективной толщины волновода

$$h_{\text{eff}} = h + (\beta_0^2 - k_0^2 n_c^2)^{-1/2} + (\beta_0^2 - k_0^2 n_s^2)^{-1/2}, \tag{2}$$

где h – толщина волноводного слоя с показателем преломления n_f ; $\beta_0 = k_0 \gamma$ – постоянная распространения волноводной моды вдоль оси z ; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – модуль волнового вектора \mathbf{k}_0 ; λ_0 – длина волны света в вакууме; n_c – показатель преломления покровного слоя (воздуха); n_s – показатель преломления подложки; в симметричном волноводе $n_f > n_s = n_c$, в асимметричном волноводе $n_f > n_s > n_c$.

При дифракции или рассеянии направляемой моды на нерегулярном участке волновода коэффициент $C_r = C_r(h_{\text{eff}}, F)$, где функция F определяется статистикой и параметрами соответствующих нерегулярностей. В случае статистических нерегулярностей, например неровностей (шероховатостей) границ раздела, надо учесть, по крайней мере, зависимость коэффициента отражения направ-

ляемой моды от интервала (радиуса) корреляции r неровностей $C_r = C_r(h_{\text{eff}}, r)$.

Запишем формулу (2) в виде

$$h_{\text{eff}} = h + k_0^{-1}[(\gamma^2 - n_c^2)^{-1/2} + (\gamma^2 - n_s^2)^{-1/2}], \tag{3}$$

показывающем, что h_{eff} является функцией коэффициента фазового замедления (эффективного показателя преломления волновода) γ .

Используя формулу (3) и учитывая, что $C_t = 0$, формулу (1) можно переписать в виде, хорошо известном в теории нелинейных динамических систем [17, 18],

$$\begin{aligned} \Delta P &= P(1 - |C_r|^2) \rightarrow y = \mu(h_{\text{eff}})x(1 - x) \\ &= \mu[h_{\text{eff}}(\gamma)]x(1 - x), \end{aligned} \tag{4}$$

или в виде, нелинейном относительно переменной x :

$$y(x) = \mu x(1 - x). \tag{5}$$

Для получения выражений (4) и (5) в (1) сделана следующая замена переменных: $y = \Delta P/P_0$; $\mu(h_{\text{eff}}) = P(P_0 |C_r|^2)^{-1} = P(C_{P_0})^{-1}$, где $C_{P_0} = P_0 |C_r|^2$; $x = |C_r|^2$, причем в силу определения коэффициента отражения диапазоны изменения x и μ ограничены естественным образом: $0 \leq x \leq 1$ и $0 \leq \mu < \infty$ ($P, P_r < P_0$).

Выражения (4) и (5) получены в безразмерных величинах, для чего мощности ΔP и P нормируются на максимальную мощность P_0 направляемой моды, падающей на нерегулярный участок волновода (в принципе, это может быть единичная мощность: $P_0 = 1$ Вт).

Назовем параметр $\mu(\gamma)$ управляющим параметром рассматриваемой динамической диссипативной системы – нерегулярного многомодового оптического волновода. Поскольку $C_{P_0} \leq P$ и $C_{P_0} \in [0, P]$, то $\mu(\gamma) \in [1, \infty)$.

Учитывая что в (5) $\mu = \mu(\gamma)$, а $C_r = C_r(\gamma, r)$, запишем последнее уравнение с учетом явной зависимости от этих величин:

$$y(x) = \mu(\gamma)x(\gamma, r)[1 - x(\gamma, r)]. \tag{6}$$

Подчеркнем, что пока мы исходили из предположения о том, что уединенный скачок толщины волновода удовлетворяет условию $\Delta h/h \ll 1$. По сути выполнение этого неравенства позволяет удовлетворить первому приближению теории возмущений в теории волноводного рассеяния света [1–8, 14–16], при котором $\Delta P/P \ll 1$.

Учет малых величин второго порядка, которыми пренебрегались в (1), (4) и (5), позволяет записать нелинейное уравнение (6) в следующем виде:

$$y(x) = \mu_1(\gamma)x(\gamma, r)[1 - x(\gamma, r)] + \mu_2(\gamma)[1 - x(\gamma, r)]^2, \tag{7}$$

где $\mu_1(\gamma) = \mu(\gamma)$, а $\mu_2(\gamma)$ – еще один управляющий параметр исследуемой динамической диссипативной системы (учет второго порядка малости).

Для конкретности рассмотрим многомодовый оптический волновод со статистическими неровностями границ раздела сред, образующих волновод [1, 3, 15, 16]. Вместе с тем наши выводы будут вполне справедливы и для многомодового оптического волновода с другими типами нерегулярностей, удовлетворяющими отмеченным ограничениям.

3. Исследование бифуркационных процессов в оптическом многомодовом волноводе со статистическими неровностями границ раздела

3.1. Основные понятия теории нелинейных динамических систем

Для ознакомления с теорией бифуркационных явлений мы рекомендуем книгу [17], а для более глубоко знакомства – монографии [19, 20]. Здесь мы отметим только основные понятия, облегчающие понимание материала п. 3.2.

На дискретном множестве $x \in X$, где $x = x_1, x_2, \dots, x_n$, можно записать простое одномерное уравнение, описывающее некоторую динамическую систему:

$$x_{n+1} = ax_n(1 - x_n). \quad (8)$$

Последовательность значений x_n называется орбитой отображения. Начальный отрезок последовательности – переходной режим, остальная часть – установившийся режим.

Уравнение (8) в стандартном виде записывают так:

$$x_{n+1} = f(x_n), \quad (9)$$

где функция $f(x_n)$ представляется в виде

$$f(x) = 4\mu x(1 - x), \quad (10)$$

подобном уравнению (5). Подчеркнем, что следует ожидать некоторых отличий зависимостей, полученных в соответствии с уравнениями (6), (7), от аналогичных зависимостей для уравнения (10), поскольку в (6), (7) переменная x зависит от γ и r .

При анализе уравнения (10) используются условия $0 \leq x \leq 1$ и $0 \leq \mu \leq 1$. Первое условие позволяет избежать нефизической ситуации, когда $x_n > 1$, а $x_{n+1} < 0$.

Второе условие позволяет в случае нерегулярного оптического волновода заведомо выполнить первое приближение теории возмущений и не учитывать возможную нелинейность задачи по полю. Действительно, если $\mu \rightarrow \infty$, то и $P \rightarrow \infty$ (случай $P_r \rightarrow 0$ является тривиальным), что означает резкое возрастание мощности волноводной моды и необходимость учета вероятных нелинейных оптических явлений в волноводе, связанных уже с нелинейностью по полю E . Так, при ГВГ, когда входная ТЕ мода с частотой $\omega/2$ преобразуется на выходе волновода в ТЕ моду с частотой ω , комплексная амплитуда поляризации, описывающая поляризационное возмущение (в правой части волнового уравнения) в среде $P_i^{(\omega)} = d_{ijk}^{(\omega)} E_j^{(\omega/2)} E_k^{(\omega/2)}$, где $d_{ijk}^{(\omega)}$ – элемент нелинейного оптического тензора.

Нелинейное преобразование частоты эффективно при условии, что интеграл перекрытия

$$I = \int E^{(\omega)} P^{(\omega)} dx dy \quad (11)$$

велик. Интегрирование в (11) ведется по поперечному сечению волновода. Известно, что для обеспечения условия $I \rightarrow \max$ в (11) необходимо, чтобы пространственное перекрытие поля рассматриваемой ТЕ моды $E^{(\omega)}$ и амплитуды нелинейной поляризации $P^{(\omega)}$ в поперечной плоскости xu было максимальным. Как видно из (11), I лучше оптимизировать при слабо осциллирующих профилях по-

перечного распределения энергии поля. Это обуславливает предпочтение мод низшего порядка для ГВГ.

Кроме того, для обеспечения эффективной связи мод на всей длине взаимодействия требуется выполнение условия фазового синхронизма, т.е. обеспечение равенства волновых векторов нелинейной поляризации и моды накачки:

$$\beta_p^{(\omega)}(h) = 2\beta_m^{(\omega/2)}(h). \quad (12)$$

По сути в планарном волноводе толщина волноводного слоя h является переменной, играющей ту же роль, что и угол между направлением распространения плоской волны и положением кристалла в объемном случае.

Важно отметить, что в оптических волноводах благодаря наличию мод с различной поляризацией (ТЕ и ТМ) по отношению к заданной плоскости даже в изотропной среде уже есть «расщепление» кривой $\beta(h)$ (или $\gamma(h)$) при заданной частоте ω или кривой $\beta(\omega)$ при заданной толщине h . Однако это не позволяет добиться фазового синхронизма для ТЕ₀ и ТМ₀ мод при максимальном интеграле перекрытия, поскольку их дисперсионные кривые не пересекаются. В анизотропном волноводе возможен фазовый синхронизм фундаментальных мод. Здесь двулучепреломления достаточно для компенсации дисперсии мод одного порядка на основной частоте и частоте второй гармоники [21].

Подчеркнем важное преимущество волновых взаимодействий в случае ГВГ в волноводных структурах по сравнению с классическими объемными нелинейными средами – возможность существенного (до нескольких порядков) повышения эффективности преобразования частоты.

Если условие фазового синхронизма (12) не выполняется или $I \rightarrow \min$ в (11), мы можем и в среде с двойным лучепреломлением пренебречь возможной нелинейностью по полю.

Вернемся к уравнению (10). Функция $f(x)$ переводит любую точку отрезка $[0, 1]$ в некоторую другую точку того же отрезка, поэтому $f(x)$ называется одномерным отображением. Уравнение (9) называют стандартным отображением. Основные свойства этого отображения установлены Фейгенбаумом (1978) и достаточно подробно описаны в литературе. Отметим только некоторые важные для нас моменты.

При росте параметра μ система постепенно переходит от периодического «движения» (поведения) к хаотическому ($\mu_{ch} \approx 0.892486$). При этом внутри областей хаоса наблюдаются узкие окна периодического «движения». Важно отметить, что при μ чуть большем 0.75 единственная неподвижная точка x^* (здесь существует цикл S^1 , т.е. цикл с одной устойчивой точкой) расщепляется, т.е. происходит бифуркация на два осциллирующих значения – x_1^* и x_2^* (возникает цикл S^2 – цикл с двумя устойчивыми точками). Пара этих точек образует устойчивый аттрактор. В области хаоса ($\mu > \mu_{ch}$) две близлежащие начальные точки разбегаются по различным траекториям после небольшого числа итераций.

Для исследования динамического поведения подобных систем от параметра μ используется графический метод итерирования $f(x)$. Суть его состоит в следующем: выбирается некоторая точка x_0 , не являющаяся неподвижной (например, $x_0 \neq 0$), проводится вертикальная линия из точки ($x = x_0, y = 0$) до пересечения с кривой $y = f(x)$ в точке $\{x_0, y_0 = f(x_0)\}$. Затем проводится горизонтальная прямая

из точки (x_0, y_0) до пересечения с наклонной прямой $y = x$ в точке (y_0, y_0) . Значение x в точке пересечения и является первой итерацией $x_1 = y_0$. Аналогично находятся последующие итерации. Итерационный процесс сходится к неподвижной точке, называемой устойчивой (устойчивый аттрактор). Для объяснения устойчивости используется критерий устойчивости неподвижной точки: тангенс угла наклона кривой в данной точке должен быть меньше единицы (см. ниже).

3.2. Стационарный порядок и хаос в многомодовом оптическом волноводе

Динамику перехода нерегулярного оптического волновода из состояния упорядоченности в состояние хаоса проиллюстрируем для наглядности с помощью диаграммы волновых чисел, совмещенной с зависимостью коэффициента затухания волноводных мод α от коэффициента γ (рис.2). Относительные потери мощности направляемой моды на рассеяние на участке единичной длины нерегулярного оптического волновода связаны с коэффициентом затухания простым соотношением: $\Delta P/P = 2\alpha$.

Покажем, что нарастание хаоса в системе (рост потерь на рассеяние в нерегулярном многомодовом волноводе при возбуждении мод все более высокого порядка) можно объяснить последовательностью прямых бифуркаций, например наличием в системе устойчивых циклов S^1, S^2, S^3, S^4 и т. д.

В нашем случае переменная x , т. е. коэффициент затухания α , зависит как от коэффициента фазового замедления γ , так и от интервала корреляции r нерегулярностей волновода. При численном моделировании будем фиксировать один параметр, например γ , и рассматривать зависимость функции y (см. уравнения (6), (7)) от второго, т. е. от r .

В результате компьютерного моделирования установлено, что в случаях, описываемых нелинейными уравнениями (6) и (7), можно реализовать циклы S^1, S^2 и циклы более высокого порядка путем подбора соответствующих управляющих параметров. При цикле S^2 наблюдается бифуркация удвоения периода: в диаграмме рассеяния могут быть выделены составляющие $\beta^{(a)}$ (здесь $a = 1, 2, 3, \dots$), являющиеся «субгармониками» по отношению к постоянной распространения направляемой моды $\beta_{\text{guid}} = K_{\text{inc}}$: $\beta^{(1)} = \beta_{\text{guid}}/2, \beta^{(2)} = \beta_{\text{guid}}/4$ и т. д. (например, $\beta^{(1)} = \beta_{\text{guid}} - K_{\text{lat}}^{(1)}$,

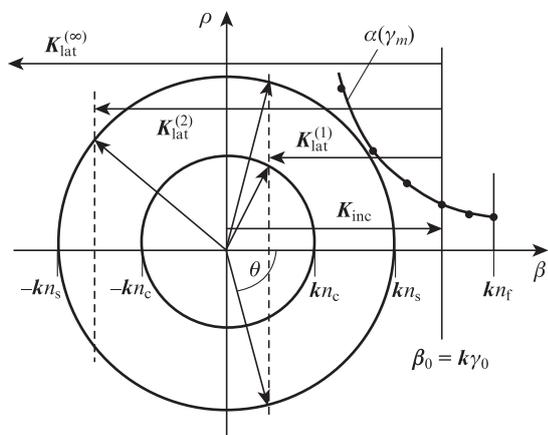


Рис.2. Диаграмма волновых чисел, совмещенная с зависимостью коэффициента затухания волноводных мод α от коэффициента фазового замедления γ_m ($m = 0, 1, \dots$).

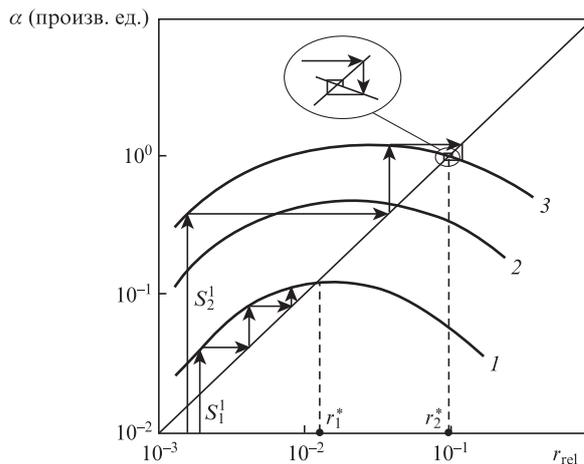


Рис.3. Зависимости относительных потерь мощности на излучение от нормированного на $r_{\text{max}} = 10$ мкм радиуса корреляции, характеризующего процесс бифуркаций (циклы S^1) в несимметричном планарном оптическом волноводе ($n_c = 1.000, n_f = 1.590, n_s = 1.460$). Коэффициент фазового замедления $\gamma = 1.570$ (1), 1.500 (2) и 1.470 (3).

где $K_{\text{lat}}^{(1)} = 2\pi/\Lambda_{\text{lat}}^{(1)}, \Lambda_{\text{lat}}^{(1)}$ – период некой решетки в спектре нерегулярностей волновода).

В качестве примера на рис.3 (несимметричный волновод) и рис.4 (симметричный волновод) показаны циклы S^1 , возможные в рассматриваемых случаях. При расчетах зависимостей на рис.3 и 4 использованы формулы для относительных потерь мощности на интегральное рассеяние в статистически нерегулярном симметричном или несимметричном оптическом волноводе (см., напр., [1, 3, 15, 16]). На рис.3 приведены зависимости относительных потерь мощности на излучение от интервала корреляции r_{rel} при фиксированном γ , а на рис.4 показана зависимость от γ_{rel} относительных потерь мощности на излучение при $r = 0.1$ мкм.

В обоих случаях видна сходимость процесса из некоторых произвольных начальных точек к некоторым постоянным значениям независимых переменных (устойчивым неподвижным точкам). В первом случае – сходимость к точкам r_1^* или r_2^* , которые являются некоторыми характерными параметрами статистической нерегулярности рассматриваемой динамической системы при заданных значениях γ . Таким образом, если предположить независимость случайных составляющих нерегулярности, то

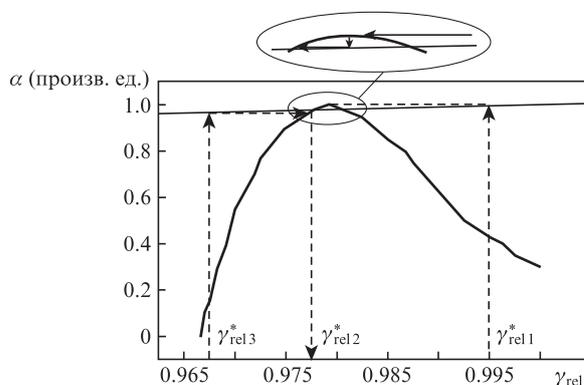


Рис.4. Сглаженная зависимость относительных потерь мощности на излучение от $\gamma_{\text{rel}} = \gamma/1.567$, характеризующая процесс бифуркаций (циклы S^1) в симметричном планарном оптическом волноводе ($n_c = n_s = 1.460, n_f = 1.590$). Радиус корреляции r шероховатостей подложки равен 0.1 мкм.

полученный здесь результат вполне соответствует известному выводу о том, что сумма большого числа этих слагаемых в соответствии с центральной предельной теоремой распределена по гауссову закону с радиусом корреляции и среднеквадратичной высотой профиля, определяемыми как близкие к r^* средние по ансамблю (и характерные для данной волны лазерного излучения).

Во втором случае (рис.4) – сходимость к одному характерному значению управляющего параметра (по терминологии теории катастроф) $\gamma_2^* \approx 1.532$ ($\gamma_{rel2} = 0.977$) близкому к точке перегиба на дисперсионной кривой и к величине $\gamma_{opt} \approx 1.54$, в окрестности которой наблюдается максимум потерь направляемой моды на излучение. В окрестности точки $\gamma_2^* \approx \gamma_{opt}$ система наиболее информативна: здесь отношение сигнала (излучения, рассеянного в окружающее 3D пространство) к шуму достигает максимума.

Численное моделирование в соответствии с формулами (6), (7) показало, что в многомодовом планарном симметричном оптическом волноводе со статистическими неровностями (шероховатостями) границ раздела выражение (6) точнее характеризует зависимость коэффициента затухания α от γ (r полагалось фиксированным), если интервал корреляции неровностей $r \leq \lambda/10$, а выражение (7) – если $r \geq \lambda$.

Используя методы теории катастроф [17–20], можно пояснить характер поведения рассматриваемой диссипативной системы в зависимости от управляющего параметра γ . С этой целью надо исследовать первую производную несглаженной зависимости относительных потерь мощности на излучение. Эту функцию по аналогии с теорией катастроф можно рассматривать как некую потенциальную функцию системы, имеющую минимумы (локальные и глобальные). Для определения интервала значений функции, где модуль первой производной не превышает единицы, проводятся горизонтальные линии $+1$ и -1 . В этом интервале соблюдается условие устойчивости особой точки $\gamma_{rel2}^* \approx 0.978$: $|d(\Delta P/P)/d\gamma| \leq 1$.

Полученная зависимость первой производной соответствует хорошо известному случаю бифуркации состояния равновесия (частица в потенциальной яме с барьером или полочкой). При высоком отношении сигнала к шуму возможно только одно состояние равновесия системы – при $\gamma \approx \gamma_{rel2}^* \approx 0.978$. Здесь можно использовать понятие фазового перехода, при котором происходит качественное изменение системы. Например, при $\gamma < \gamma_{rel2}^*$ или $\gamma > \gamma_{rel2}^*$ в системе имеют место минимальные потери и волновод почти не излучает (закрытая система), т.е. в окружающей его среде излучения нет (трек моды не виден), а при $\gamma \approx \gamma_{rel2}^*$ система переходит в качественно новое состояние: волновод излучает (открытая система) и виден трек моды.

Таким образом, нерегулярный оптический волновод [1–6, 14–16, 23, 24] можно рассматривать как диссипативную систему, у которой энергия упорядоченного процесса (распространение направляемой моды) переходит в энергию неупорядоченного процесса (рассеяние), т.е. в энергию мод излучения, и, в конечном счете, – в тепловую энергию.

4. Свойства «бистабильности» оптического нерегулярного волновода

Характер поведения рассматриваемой системы при изменении во времени управляющего параметра γ можно очень условно представить как работу некоего биста-

бильного элемента, имеющего два устойчивых состояния (особенно в случае нерегулярности типа дифракционной решетки): нет излучения или есть излучение. Первый вариант: нет решетки – выключено, есть решетка – включено; второй вариант: решетка есть всегда, но меняется угол падения направляемой на нее моды. При «переключении» затраты мощности на бит информации могут составлять для симметричного кварцевого волновода примерно 10^{-9} Вт/бит при отношении SNR ≈ 10 и эффективности ввода излучения He–Ne-лазера в волновод 10%–15%.

Оценка объема информации I_{Σ} , содержащейся в диаграмме рассеяния, может быть получена с помощью формулы [22]: $I_{\Sigma} = N \log_2 \mathcal{J} = (2\beta_3 L + 1) \log_2 \sqrt{(P_S + P_N)/P_N}$, где N – общее число символов в сообщении (непрерывный сигнал заменен дискретной последовательностью отсчетов); \mathcal{J} – число различных символов алфавита, которое при средних мощностях шума P_N и сигнала P_S принято равным $\sqrt{(P_S + P_N)/P_N}$. При SNR ≈ 1 затраты мощности на бит информации составляют примерно 3.3×10^{-9} Вт/бит. В первом и втором вариантах $\mathcal{J} \approx 10$ и 3 соответственно. Данные оценки справедливы в случае некоррелированности выборок сигнала (т.е. их взаимной независимости) и аддитивности сигнала и шума.

Сравнение оценок I_{Σ} , полученных для данной системы как некоего «бистабильного» элемента и для других систем с известными переключающимися элементами, показывает, что данная система превосходит многие электронные и оптические устройства и сравнима с нейроном по затратам мощности на бит информации [18].

Отметим также, что проблеме влияния периодических нерегулярностей на процесс распространения волноводных мод посвящен целый ряд работ (см., напр., [1, 2, 4, 5, 8, 9]), в которых рассмотрены в том числе такие важные вопросы, как трансформация полей мод, связь мод и их синхронизация, изменение их спектра и др. Вопросы использования световодов в волоконно-оптической связи, волоконных лазерах и волоконных датчиках рассмотрены в частности в работах [4, 8, 9, 11, 12]. В рамках представленного нами нового теоретического метода анализ таких аспектов применения оптических волнопроводов в принципе возможен, но выходит за рамки настоящей публикации.

5. Заключение

Переход от интегрально-оптического волновода с нерегулярностью типа гармонического гофра к волноводу со статистическими нерегулярностями (т.е. переход от системы с дальним порядком к системе с ближним порядком) может быть проиллюстрирован на фазовой плоскости как переход от системы, характеризуемой обычным аттрактором (устойчивый фокус в системе с потерями), к системе, характеризуемой стохастическим (странным) аттрактором (притягивающее множество неустойчивых траекторий в пространстве состояний диссипативной системы). Этот переход аналогичен переходу из упорядоченного фазового состояния в неупорядоченное. Здесь есть некоторая аналогия с потерей устойчивости кристаллом, когда при температуре фазового перехода исчезает возвращающая сила, убирающая искажения кристаллической решетки. Аналогичное явление имеет место при нагревании волноводной пленки из кристаллического (поликристаллического) материала.

С задачами перехода систем из упорядоченного состояния в неупорядоченное сталкиваются в различных

областях физики, биологии, химии, экономики, политики, социологии и т.д. С помощью последовательности циклов S^1, S^2, S^4, \dots можно показать, что случайный процесс возникает как предельный для все более сложных структур (циклов S^{2^p}). Возникновение странного аттрактора можно пояснить с помощью цикла S^∞ . Здесь с течением «времени» пути двух близких точек быстро расходятся, и поведение исследуемой системы нельзя предсказать (хаос становится все более случайным).

В настоящей работе изложены теоретические принципы нового метода исследования нерегулярных оптических волноводов как динамических диссипативных систем, который может стать особенно перспективным для качественного анализа рассеяния в волноводах со сложной химической структурой и трехмерной топологией элементов, когда применение аналитических и вычислительных методов невозможно или требует существенных вычислительных ресурсов. Фундаментальный и прикладной интерес представляет применение этого метода при исследовании явления аномального рассеяния света вблизи точек фазовых переходов в жидкостных и поликристаллических волноводных слоях. Особый интерес вызывают исследования в области волноводной радуги, где тонкая структура спектра рассеянного в волноводе света может наблюдаться с высоким разрешением. Очевидно, что такие исследования откроют новые возможности для специалистов в области материаловедения, а также для биологов, медиков и химиков.

1. Маркузе Д. *Оптические волноводы* (М.: Мир, 1974).
2. *Введение в интегральную оптику*. Под ред. М.Барноски (М.: Мир, 1977).
3. Андлер Г., Егоров А.А., Черемискин И.В. *Оптика и спектроскопия*, **56**, 731 (1984).
4. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
5. Хансперджер Р. *Интегральная оптика: Теория и технология* (М.: Мир, 1985).
6. Шевченко В.В. *Плавные переходы в открытых волноводах* (М.: Наука, 1969).
7. Дерюгин Л.Н., Марчук А.Н., Сотин В.Е. *Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника*, **10**, 134 (1967).
8. Унгер Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1980).
9. Кривошлыков С.Г., Янченко С.Н. *Компьютерная оптика*, вып. 1, 96 (1987).
10. Paulus M., Martin Oliver J.F. *Optic. Quantum Electron.*, **33**, 315 (2001).
11. Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **40**, 1 (2010).
12. Беланов А.С., Цветков С.В. *Квантовая электроника*, **40**, 160 (2010).
13. Денисов А.Н., Левченко А.Е., Семенов С.Л., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **41**, 243 (2011).
14. Егоров А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 335 (2003).
15. Egorov A.A. *Laser Phys.*, **14**, 1072 (2004).
16. Egorov A.A. *Opt. Eng.*, **44**, 014601-1 (2005).
17. Гулд Х., Тобочник Я. *Компьютерное моделирование в физике* (М.: Мир, 1990, т. 1).
18. Егоров А.А. *Тезисы докл. VII Межд. науч.-техн. конфер. «Лазеры в науке, технике, медицине»* (М.: ИРЭ РАН, 1996, с.97).
19. Арнольд В.И. *Теория катастроф* (М.: Наука, 1990).
20. Гилмор Р. *Прикладная теория катастроф* (М.: Мир, 1984, кн. 1).
21. *Нелинейные оптические свойства органических молекул и кристаллов*. Под ред. Д.Шемлы, Ж.Зисса (М.: Мир, 1989, т. 1).
22. Гоноровский И.С. *Радиотехнические цепи и сигналы* (М.: Сов. радио, 1968, ч. 1).
23. Егоров А.А. *Квантовая электроника*, **32**, 357 (2002).
24. Егоров А.А. *Оптика и спектроскопия*, **103**, 638 (2007).