

Динамика фоторефрактивного отклика и конкуренция нелинейных процессов в самонакачивающихся двойных ОВФ-зеркала

Мехран Вахдани Могаддам, В.В.Шувалов

Проведен расчет динамики формирования нелинейного отклика двойного ОВФ-зеркала на BaTiO_3 . Показано, что за счет конкуренции процессов разных типов (связанных с наличием нескольких каналов ОВФ, локальной и нелокальной составляющих в фоторефрактивной нелинейности) характер переходных и динамических режимов генерации такого зеркала может быть кардинально различным. Установлено, что развитие генерации начинается с последовательного формирования и фазировки динамических голограмм двух разных типов (двух каналов ОВФ). Показано, что даже в оптимальных условиях за счет конкуренции процессов нескольких типов режим генерации не является стационарным и параметры выходных полей достаточно нетривиальным образом (из-за наличия синфазной и противофазной составляющих) флуктуируют во времени. Описано несколько сценариев перехода к динамическому хаосу.

Ключевые слова: двойное ОВФ-зеркало, фоторефрактивная нелинейность, динамика нелинейного отклика, конкуренция нелинейных процессов, устойчивые и неустойчивые режимы генерации.

1. Введение

Фазовые искажения, обусловленные распространением лазерного излучения по неоднородным трассам, могут быть скомпенсированы с помощью ОВФ-зеркал (ОВФЗ) на фоторефрактивных кристаллах (ФРК) [1], сохраняющих свою работоспособность при интенсивностях вплоть до нескольких мВт/см² [2]. Некоторые из таких зеркал (так называемые самонакачивающиеся ОВФЗ) не требуют дополнительных источников накачки [3] и могут обрабатывать даже неинтерферирующие (некогерентные или ортогонально поляризованные) световые волны [4]. Варьируя параметры и геометрию эксперимента, можно либо менять время установления нелинейного отклика в таких зеркалах от десятков секунд до миллисекунд и менее [5], либо реализовывать сложные автоколебательные режимы с характерными временами вплоть до нескольких часов и суток [2].

Авторами работы [6] было показано, что в «однокристалльных» двойных ОВФЗ [1] на ФРК BaTiO_3 помимо динамической голограммы, формирующейся в области самопересечения входных пучков, возникают и дополнительные решетки показателя преломления в геометрии взаимодействия, характерной для «двухкристалльных» ОВФЗ [3]. Конкуренция возникающих за счет этого двух «каналов» ОВФ приводит к сложной пространственно-временной динамике генерируемых волн. Возможна весьма эффективная генерация (при максимальном коэффициенте нелинейного отражения ОВФЗ R_{\max} вплоть до ~ 0.7) как двух обращенных волн, так и некоего подобия

динамического хаоса в системе тонких солитоноподобных нитей. В работе [7] было показано, что в петлевых ОВФЗ на том же ФРК «работает» только динамическая голограмма, формирующаяся в области самопересечения прямого и обратного пучков. Поэтому такие зеркала могут обеспечить значения $R_{\max} = 0.8 - 0.9$ при максимальном интеграле перекрытия $H_{\max} > 0.9$. Переход к неустойчивым режимам генерации в этом случае происходит только за счет процессов самовоздействия.

Ниже с использованием расчетных процедур, идентичных описанным в [7], мы покажем, что динамика формирования нелинейного отклика двойного ОВФЗ имеет существенно более сложный (чем у петлевого ОВФЗ) характер. Здесь за счет конкуренции нелинейных процессов сразу трех типов (конкуренции первого и второго каналов ОВФ с процессами самовоздействия) характер переходных и динамических режимов генерации в зависимости от условий эксперимента может быть принципиально разным.

2. Модель двойного ОВФЗ

Геометрию модельной задачи иллюстрирует рис.1. Как и в [6], при моделировании считалось, что прямая и обратная световые волны с амплитудами $A_{r,b}$ и волновыми векторами $\mathbf{k}_{r,b} = \{k_x, \pm k_z\}$ распространяются от противоположных граней ФРК (плоскости $z = 0, L$) под небольшим ($k_z \gg k_x$) углом $\alpha/2$ к положительному/отрицательному направлению оси z соответственно. При этом наклоны волновых фронтов учитывались в выражениях для $A_{r,b}$ фазовыми множителями вида $\exp[ik_x \sin(\alpha/2)]$.

Отклик ФРК рассчитывался на основе системы двумерных микроскопических уравнений [8] с учетом просветных динамических голограмм (вектор решетки направлен вдоль оси x) и в пренебрежении фотовольтаическим эффектом [1]:

Мехран Вахдани Могаддам, В.В.Шувалов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vsh@vsh.phys.msu.su

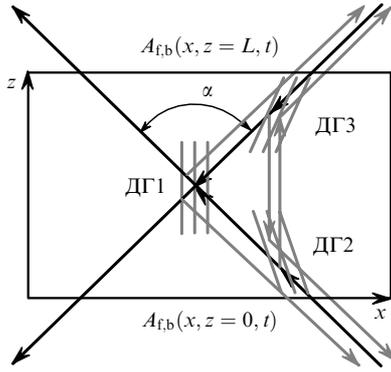


Рис.1. Геометрия взаимодействия волн $A_{f,b}(x, z, t)$ в двойном ОВФЗ: ДГ1, ДГ2, ДГ3 – динамические голограммы для первого (ДГ1, область самопересечения волн) и второго (ДГ2 и ДГ3) каналов генерации

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_d^+}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial j}{\partial x},$$

$$\frac{\partial N_d^+}{\partial t} = s(I + I_0)(N_d - N_d^+) - \gamma_r n N_d^+, \quad (1)$$

$$j = e\mu n(E_0 + E_{sc}) - \mu\Theta \frac{\partial n}{\partial x},$$

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n + N_a - N_d^+).$$

Здесь n , N_a , N_d и N_d^+ – концентрации свободных носителей, акцепторов, нейтральных и ионизованных доноров; s – сечение фотоионизации; $I(x, t)$ – интенсивность света; параметр I_0 описывает собственную проводимость ФРК, определяя скорость темновой фотоионизации как sI_0 ; γ_r – константа рекомбинации; e и μ – заряд и подвижность свободных носителей с учетом знаков («–» для электронов и «+» для дырок); $E_{sc}(x, t)$ – внутрикристаллическое электростатическое поле; ϵ – квазистатическая диэлектрическая проницаемость; Θ – температура в энергетических единицах. Считается, что внешнее электростатическое поле E_0 приложено к ФРК вдоль оси x , что дает возможность учитывать дрейфовую и диффузионную составляющие вектора плотности тока \mathbf{j} только в этом направлении.

Задача переводилась в класс самосогласованных с учетом того, что $I(x, z, t) = |A_f(x, z, t)|^2 + |A_b(x, z, t)|^2$ (для некогерентных либо ортогонально поляризованных встречных волн), а $E_{sc}(x, t)$ задается двумя стандартными укороченными волновыми уравнениями для комплексных амплитуд $A_{f,b}(x, z, t)$ взаимодействующих световых полей:

$$\pm i \frac{\partial A_{f,b}}{\partial z} = \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A_{f,b}}{\partial x^2} + k \frac{\delta\eta}{\eta} A_{f,b} \mp i\alpha_a A_{f,b}. \quad (2)$$

Здесь $k = 2\pi\eta/\lambda$ – волновое число; η – показатель преломления ФРК; λ – длина волны; $\delta\eta = -\frac{1}{2} r_{\text{eff}} \eta^3 E_{sc}(x, t)$ – нелинейная добавка к η ; r_{eff} – эффективный электрооптический коэффициент; α_a – коэффициент поглощения. В (2) опущена пространственно однородная добавка к η , обусловленная полем E_0 , и использовано параксиальное приближение. Двумерная модель описывает взаимодействие в

ФРК так называемых щелевых пучков, которые часто применяются в экспериментах с ФРК из-за сильной анизотропии нелинейного отклика последних [9].

Как и в [7], считалось, что пространственно-временной спектр поля $E_{sc}(x, t)$ задан спектром распределения $I(x, z, t)|_{z=\text{const}}$, а ФРК играет при этом роль пространственно-временного фильтра с передаточной функцией

$$T(\kappa, \Omega) = -\frac{E_0}{I_0} \frac{1 + i\kappa\Theta/(eE_0)}{1 - i\kappa a E_0(\chi + 1) + \kappa^2 a \Theta(\chi + 1)/e - i\Omega\tau_{\text{di}}}. \quad (3)$$

Здесь Ω – частота временных осцилляций κ -компоненты пространственного спектра интенсивности $I(\kappa, z, t)|_{z=\text{const}}$; $\tau_{\text{di}} = \epsilon\gamma_r\chi/(4\pi e\mu s I_0)$ – время диэлектрической релаксации [1] и использованы следующие обозначения [10–12]:

$$a = \frac{\epsilon}{4\pi e N_a}, \quad \chi = \frac{N_a}{N_d - N_a}. \quad (4)$$

3. Схема численного расчета

При решении самосогласованной задачи проводился численный расчет эволюции распределений $A_{f,b}(x, z, t)$ и $\delta\eta(x, z, t)$ во времени. Для расчета всех переменных использовалась сетка с числом узлов на апертуре ($X = 4$ мм) и на длине ($L = 4$ мм) ФРК, равным 8192 и 512 соответственно. Начальные условия соответствовали «включению» ОВФЗ в момент времени $t = 0$. После этого (при $t \geq 0$) входные поля $A_f(x, z = 0, t)$ и $A_b(x, z = L, t)$ считались заданными суперпозициями стационарных полезных сигналов $A_f^{(0)}(x, z = 0) = A_b^{(0)}(x, z = L)$ и δ -коррелированных (белых с учетом шага по x и t) шумовых сигналов $A_{f,b}^n(x, z, t)|_{z=0,L}$, средняя интенсивность $\langle I_n \rangle = \langle |A_{f,b}^n(x, z, t)|^2 |_{z=0,L} \rangle$ которых была одинаковой и варьировалась в пределах $10^{-3} - 10^{-6}$ от максимальной интенсивности I_{max} полезных сигналов.

Моделирование было выполнено в рамках подхода, описанного в [7], т. е. при расчете $A_{f,b}(x, z, t)$ распределение $\delta\eta(x, z, t)$ считалось заданным (мгновенная реакция светового поля на изменения, происходящие в ФРК). При этом каждый i -й шаг по времени (момент t_i) начинался (стрелка WE на рис.2) с вычисления мгновенных распре-

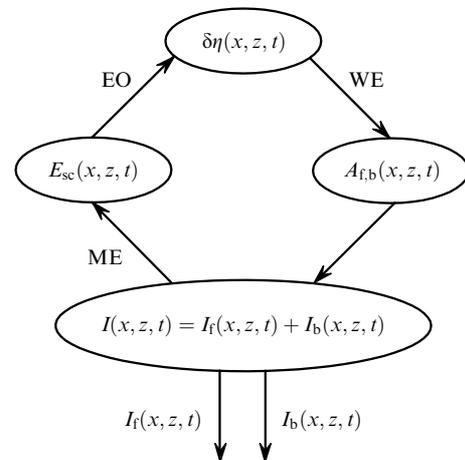


Рис.2. Решение самосогласованной задачи на каждом шаге расчета: WE – расчет $A_{f,b}(x, z, t)$ и $I(x, z, t) = I_f(x, z, t) + I_b(x, z, t)$ при заданном $\delta\eta(x, z, t)$ (волновое уравнение), ME – расчет $E_{sc}(x, z, t)$ (материальные уравнения), EO – расчет нелинейной добавки $\delta\eta(x, z, t)$, обусловленной электрооптическим эффектом.

делений $A_{f,b}(x, z, t_i)$ и $I(x, z, t_i)$ с подстановкой в (2) распределения $\delta\eta(x, z, t_{i-1})$ для момента времени t_{i-1} . Пространственная неоднородность η учитывалась последовательным пропусканием обеих световых волн через бесконечно тонкие фазовые экраны, набеги фазы в которых считались заданными нелинейной добавкой $\delta\eta(x, z = z_j, t_{i-1})$ (где j – номер экрана) и шагом сетки по z . Дифракционные эффекты учитывались при распространении сигнала между экранами (метод разделения по физическим факторам [11, 12]) с использованием процедуры БПФ. Затем для найденного распределения $I(x, z, t_i)$ решалась система (1) и рассчитывались $E_{sc}(x, z, t_i)$ и $\delta\eta(x, z, t_i)$ (стрелки ME и EO на рис.2), нужные для перехода к следующему шагу (момент $t_{i+1} = t_i + \Delta t$).

Как и в работе [7], шаг по времени ($\Delta t = 0.1$ с) выбирался много меньшим времени эволюции состояния ФРК, при этом большая часть параметров задачи не варьировалась и их значения соответствовали ФРК ВаТiО₃ [5]:

sI_0 (с ⁻¹)	4.0×10^{-5}
N_a (см ⁻³)	2.0×10^{17}
N_d (см ⁻³)	2.0×10^{18}
s (см ² ·Вт ⁻¹ ·с ⁻¹)	0.67
μ (см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹)	5.0×10^{-1}
r_{eff} (см·В ⁻¹)	9.7×10^{-7}
γ_r (см ³ ·с ⁻¹)	1.0×10^{-9}
ε	135
η	2.4
α_a (см ⁻¹)	0.1

Распределения интенсивностей обоих входных пучков $|A_{f,b}^{(0)}(x, z)|_{z=0,L}^2$ считались гауссовыми (ширины пучков 100 мкм) при $\lambda = 0.514$ мкм и $I_{max} = 2 - 200$ мВт/см². Период записываемых в ФРК динамических голограмм менялся за счет изменения угла схождения пучков α в пределах 10° – 15°. Внешнее электростатическое поле E_0 варьировалось в диапазоне 1 – 1000 В/см.

4. Результаты расчета

Динамику развития генерации в двойном самонакачиваемом ОВФЗ в условиях, близких к оптимальным (по энергетической эффективности), иллюстрирует рис.3, на котором показана эволюция во времени коэффициентов нелинейного отражения (рис.3,а)

$$R_{f,b}(t) = \frac{\int_0^{X/2} |A_{b,f}(x, z, t)|^2 dx}{\int_0^{X/2} |A_{f,b}(x, z, t)|^2 dx} \Bigg|_{z=0,L} \quad (5)$$

и интегралов перекрытия (рис.3,б)

$$H_{f,b}(t) = \frac{\left| \int_0^{X/2} A_{f,b}(x, z, t) A_{b,f}^*(x, z, t) dx \right|^2}{\int_0^{X/2} |A_{f,b}(x, z, t)|^2 dx \int_0^{X/2} |A_{b,f}(x, z, t)|^2 dx} \Bigg|_{z=0,L} \quad (6)$$

для прямой и обратной волн $A_{f,b}$, а также постепенная трансформация «карты» распределения интенсивности $I_f(x, z)$ в ФРК (рис.3,в – д; линейная шкала градаций серого, более темные области соответствуют меньшим значениям интенсивностей). Отметим, что при численном расчете $R_{f,b}(t)$ и $H_{f,b}(t)$ обе выходные волны $A_{b,f}(x, z, t)|_{z=0,L}$ пропускались через пространственные фильтры, выделяющие половины апертуры ФРК, соот-

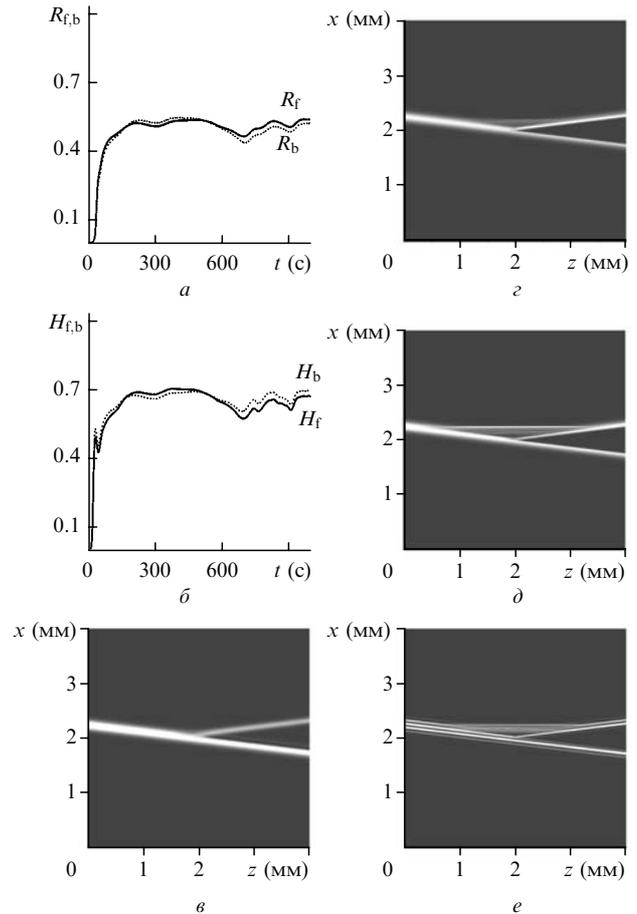


Рис.3. Развитие генерации в двойном ОВФЗ: зависимости $R_{f,b}(t)$ (а), $H_{f,b}(t)$ (б) и «карты» (линейная шкала градаций серого) распределения $I_f(x, z)$ в моменты времени $t = 41$ (в), 87 (г) и 1000 с (д) при $\alpha = 14^\circ$, $I_{max} = 90$ мВт/см², $\langle I_n \rangle / I_{max} = 10^{-4}$ и $E_0 = 1$ В/см, а также распределение $I_f(x, z)$ при гармонической модуляции интенсивности входных пучков, $I_{max} = 180$ мВт/см² и $t = 1000$ с (е).

ветствующие положениям максимумов интенсивности входных пучков $A_{f,b}^{(0)}$ в плоскостях $z = 0, L$ (см. (5), (6)).

Расчет показал (рис.3), что генерация в ФРК всегда начинается с формирования динамической голограммы ДГ1 в области самопересечения пучков (первый канал генерации) и лишь затем постепенно формируются пары дополнительных решеток показателя преломления (ДГ2 и ДГ3) второго канала ОВФ (см. рис.1). Сначала соотношение между фазами волн, генерируемых в этих двух каналах ОВФ, является неоптимальным (наблюдается кратковременное уменьшение $H_{f,b}$ в интервале $t = 30 - 50$ с), но затем решетки ДГ1 – ДГ3 постепенно фазировываются. И лишь после этого $H_{f,b}$ и $R_{f,b}$ достигают своих максимальных значений ($H_{max} \approx 0.6 - 0.7$ и $R_{max} \approx 0.5 - 0.6$). Отметим, что в строгом смысле слова генерация и в этом случае все-таки не является стационарной и на зависимостях $R_{f,b}(t)$ и $H_{f,b}(t)$ хорошо видны медленные синфазные осцилляции. К тому же в каждый фиксированный момент времени t направления вперед и назад для двойного ОВФ оказываются неравноправными ($R_f \neq R_b$ и $H_f \neq H_b$), причем флуктуации разностей $\Delta R(t) = R_f(t) - R_b(t)$ и $\Delta H(t) = H_f(t) - H_b(t)$ происходят в противофазе [7]. В оптимальных условиях ОВФЗ хорошо передает на выходные плоскости ($z = 0, L$) и регулярную пространственную модуляцию интенсивности, предварительно внесенную в распределения полезных сигналов $A_{f,b}^{(0)}(x, z)|_{z=0,L}$

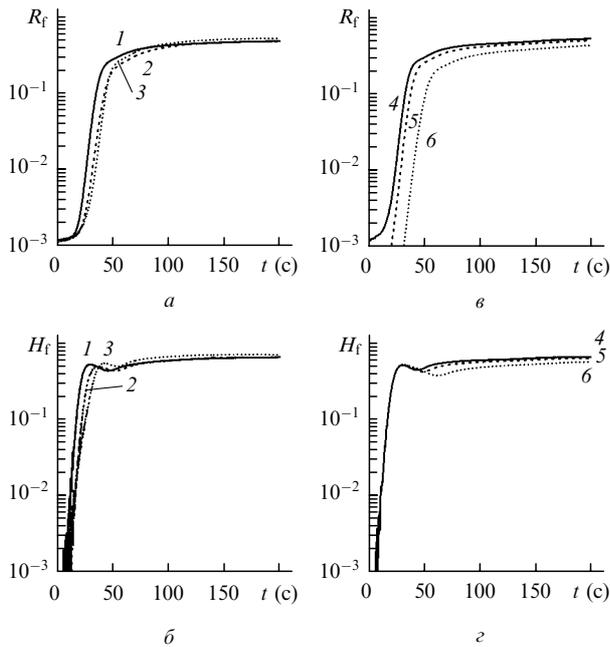


Рис.4. Замедление «старта» ОВФЗ при уменьшении угла схождения пучков α и относительного уровня шумов $\langle I_n \rangle / I_{\max}$: зависимости $R_f(t)$ (а, в) и $H_f(t)$ (б, г) при $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$, $\alpha = 15^\circ$ (1), 14° (2) и 13° (3) (а, б), $\alpha = 14^\circ$, $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$ (4), 5×10^{-5} (5) и 10^{-5} (б, в, г), $I_{\max} = 90$ мВт/см², $E_0 = 1$ В/см.

(рис.3,е). Однако в этом случае для реализации тех же значений H_{\max} и R_{\max} максимальная интенсивность входных сигналов I_{\max} должна быть увеличена вдвое (должна сохраняться средняя по x интенсивность).

Время, за которое происходит фазовый переход (т.е. появляются на выходах двойного ОВФЗ обращенные компоненты входных полей), зависит как от средней интенсивности взаимодействующих полей [5], так и от угла схождения пучков α и относительного уровня шумов $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ во входном излучении (рис.4). С ростом α (рис.4,а,б) и $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ (рис.4,в,г) обращенная компонента формируется быстрее. При этом характер изменения нарастания $R_{f,b}$ и $H_{f,b}$ во времени при вариациях α и $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ является качественно разным. С ростом α фазовый переход действительно начинается раньше, т.е. быстрее достигают своих максимальных значений H_{\max} и R_{\max} как интегралы перекрытия $H_{f,b}$ (рис.4,б), так и коэффициенты отражения $R_{f,b}$ (рис.4,а). В то же время увеличение $\langle I_n \rangle / I_{\max}$ практически не сказывается на характере зависимостей $H_{f,b}(t)$ (рис.4,г). Это свидетельствует о том, что при прочих равных условиях зависимости $R_{f,b}(t)$ быстрее достигают максимума исключительно за счет роста амплитуды начальных шумовых затравок (рис.4,в).

Как и в петлевом ОВФЗ [7], увеличение интенсивностей I_{\max} входных пучков (рост нелокальной составляющей нелинейности в ФРК [1]) приводит к резкому уменьшению величины $H_{f,b}$ для двойного ОВФЗ (рис.5,а,б, кривые 2, 3). Если интенсивности I_{\max} превышают оптимальный уровень, то после формирования обоих каналов генерации (рис.6,в,г) за счет процессов самовоздействия [7] в прямом и обратном пучках начинают образовываться сложные нерегулярные системы тонких солитоноподобных нитей (рис.6,д). И именно в них затем и возникает некое подобие динамического хаоса (рис.6,е). Вследствие этого решетки показателя преломления ДГ1 – ДГ3

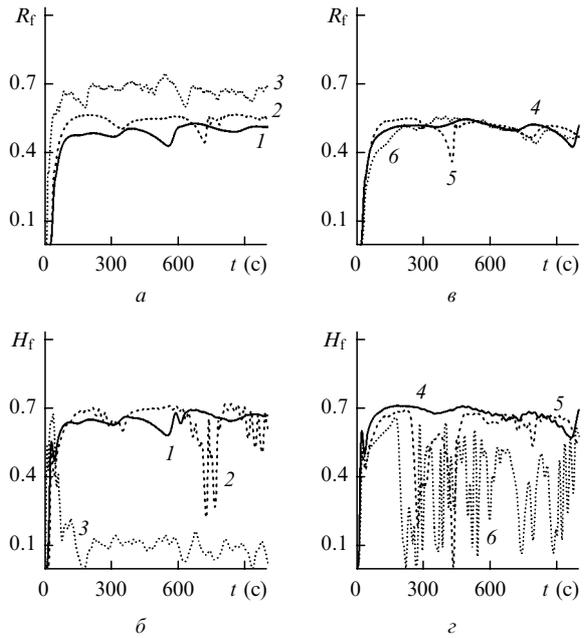


Рис.5. Трансформация характера зависимостей $R_f(t)$ (а, в) и $H_f(t)$ (б, г) при изменении интенсивности I_{\max} входных пучков и напряженности E_0 внешнего статического поля: $E_0 = 1$ В/см, $I_{\max} = 90$ (1), 110 (2) и 140 мВт/см² (3) (а, б), $I_{\max} = 90$ мВт/см², $E_0 = 1$ (4), 50 (5) и 100 В/см (б, в, г), $\alpha = 14^\circ$, $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$.

в ФРК практически полностью разрушаются. С увеличением напряженности E_0 приложенного к ФРК статического электрического поля (с ростом локальной составляющей нелинейности в ФРК [1]) эффективность генерации обращенных волн в двойном ОВФЗ также снижается (рис.5,в,г, кривые 5, 6).

Однако характер наблюдаемых в этом случае изменений является кардинально иным (рис.7). Зависимости $H_{f,b}(t)$ становятся сильно изрезанными и, хотя в определенные моменты времени (в «выбросах») интеграл перекрытия по-прежнему достигает примерно тех же значений ($H_{\max} \approx 0.6 - 0.7$), глубина нерегулярной модуляции $H_{f,b}(t)$ является практически 100 %-ной (рис.7,б). При этом, в отличие от ситуации, рассмотренной нами выше (рис.6), в данном случае сформировавшиеся в ФРК динамические голограммы ДГ1 – ДГ3 не разрушаются (рис.7,в – е). По нашему мнению, это свидетельствует о том, что с ростом нелокальной составляющей нелинейности ФРК [1] начинают флуктуировать во времени фазовые соотношения между составляющими выходных полей, генерируемых в двух описанных выше каналах. Результатом таких флуктуаций и является появление резких нерегулярных «выбросов» на зависимостях $H_{f,b}(t)$.

5. Заключение

Итак, проведенное нами моделирование показало, что коэффициенты нелинейного отражения $R_{f,b}$ двойного ОВФЗ на ФРК ВаTiO₃ могут достигать значений 0.5 – 0.6 при интегралах перекрытия $H_{f,b}$ вплоть до 0.6 – 0.7. Установлено, что генерация обращенных волн начинается с формирования динамической голограммы в области самопересечения прямого и обратного пучков. Только после этого в ФРК возникают дополнительные решетки показателя преломления (второй канал ОВФ). В оптимальных условиях эксперимента режим генерации не яв-

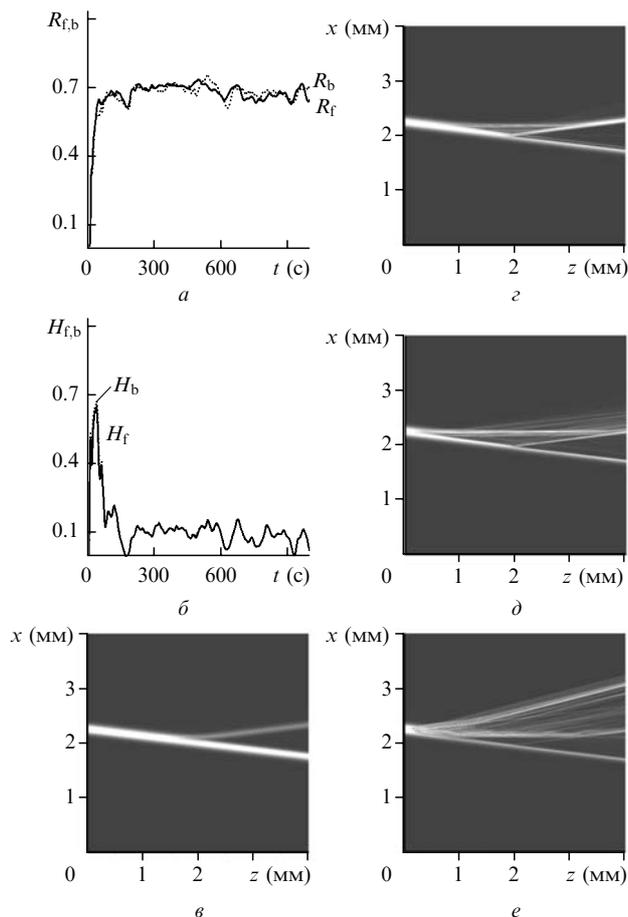


Рис.6. Развитие неустойчивости в двойном ОВФЗ: зависимости $R_{f,b}(t)$ (а), $H_{f,b}(t)$ (б) и «карты» $I_f(x, z)$ (в–е) при $\alpha = 14^\circ$, $I_{\max} = 140$ мВт/см², $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$, $E_0 = 1$ В/см в моменты времени $t = 13$ (в), 35 (з), 64 (д) и 350 с (е).

ляется стационарным и $R_{f,b}(t)$, как и $H_{f,b}(t)$, синфазно флуктуируют. Более того, в каждый момент времени направления вперед и назад для двойного ОВФЗ оказываются неравноправными, поэтому флуктуации $R_{f,b}$ и $H_{f,b}$ для прямого и обратного пучков происходят в противофазе.

При слишком больших интенсивностях входных полей процесс формирования обоих каналов генерации завершается распадом взаимодействующих в ФРК пучков на сложные системы тонких солитоноподобных нитей, разрушающих регулярные решетки показателя преломления. Рост напряженности электрического поля, приложенного к ФРК, приводит к практически 100 %-ной нерегулярной модуляции зависимостей $H_{f,b}(t)$, хотя в максимумах этих зависимостей интеграл перекрытия по-прежнему достигает примерно тех же значений, что и в оптимальных условиях. В этом случае флуктуируют во времени фазовые соотношения между составляющими выходных полей, генерируемых в двух описанных выше каналах. Такие фазовые флуктуации и приводят к резким нерегулярным «выбросам» на зависимостях $H_{f,b}(t)$, а динамические голограммы в ФРК при этом не разрушаются.

Приведенные выше данные качественно согласуются и, на наш взгляд, полностью объясняют практически все известные нам из самых разных экспериментов харак-

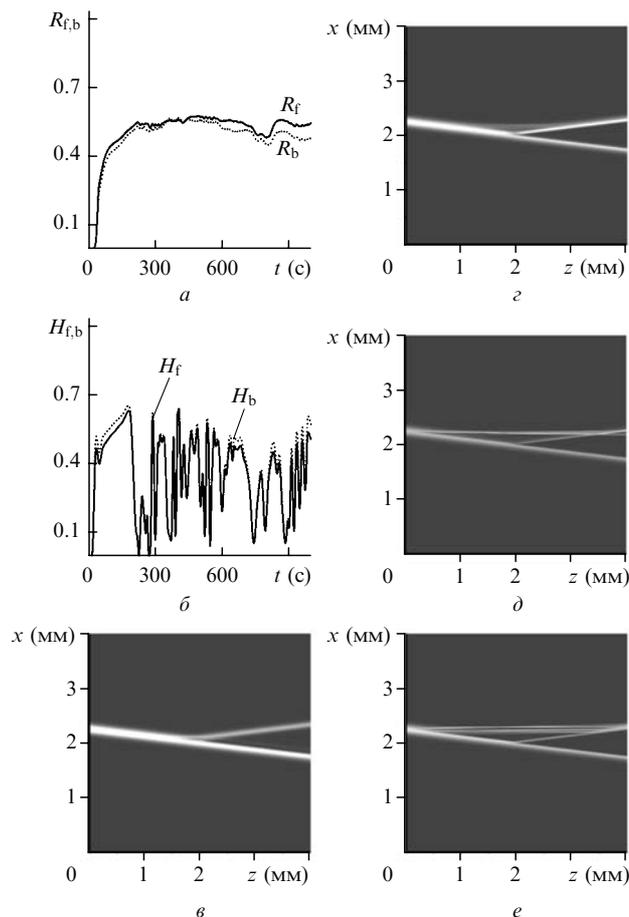


Рис.7. Развитие неустойчивости в двойном ОВФЗ: зависимости $R_{f,b}(t)$ (а), $H_{f,b}(t)$ (б) и «карты» $I_f(x, z)$ (в–е) при $\alpha = 14^\circ$, $I_{\max} = 90$ мВт/см², $\langle I_n \rangle / I_{\max} = 10^{-4}$, $E_0 = 1$ В/см в моменты времени $t = 44$ (в), 100 (з), 163 (д) и 1000 с (е).

терные особенности кинетики формирования фоторефрактивного отклика в самонакачивающихся двойных ОВФЗ [2, 5, 9, 13, 14].

Авторы признательны Программе Президента РФ по поддержке ведущих научных школ России (грант № НШ-1583.2003.2) за поддержку настоящей работы.

1. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках* (М.: Наука, 1990).
2. Mailhan C. et al. *Phys. Rev. A*, **67**, 023817 (2003).
3. Feinberg J. *Opt. Lett.*, **7**, 486 (1982).
4. Engin D. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1743 (1995).
5. *Photorefractive Materials and Applications*. Ed. by P.Gunter, J.-P. Huignard (Topics in Applied Physics; Heidelberg: Springer, 1988, v. 61; 1989, v. 62).
6. Воронов А.В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **34**, 467 (2004).
7. Мехран Вахдани Могаддам, Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **35** (7), 658 (2005).
8. Kukhtarev N.V. et al. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
9. Duree G. et al. *Opt. Lett.*, **19**, 1195 (1994).
10. Выслоух В.А. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 705 (1997).
11. Выслоух В.А., Кутузов В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 157 (1996).
12. Выслоух В.А., Кутузов В., Шувалов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 881 (1996).
13. Mullen R.A. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1726 (1992).
14. Kyoung-Youm K. et al. *Opt. Eng.*, **41**, 1936 (2002).