

УДК 53.043

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

В.М. Куклин, А.С. Петренко

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,

61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4.

Поступила в редакцию 19 марта 2008 г.

В работе рассмотрены условия формирования волновых импульсов при интерференции мод спектров, возникающих в результате развития неустойчивостей в активном веществе в случае небольшого превышения их порогов. В этих условиях в режиме развитой неустойчивости наблюдается медленное изменение амплитуд мод, а энергия спектра возбуждения остается постоянной. Основным физическим явлением на стадии развитых неустойчивостей является так называемая вынужденная, то есть навязанная накачкой, интерференция. Изучаются особенности динамики вынужденной интерференции и выясняются условия появления всплесков большой амплитуды, а также их распределение в пространстве. Обсуждается возможность применения явления вынужденной интерференции для описания формирования тонкой структуры лазерного излучения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: генерация лазерных импульсов, вынужденная интерференция, малое превышение порога неустойчивости, постоянная накачка, конкуренция мод.

В неравновесных средах при небольшом превышении порогов неустойчивостей в сравнительно узкой спектральной области начинается рост возмущений. На стадии развитой неустойчивости, нелинейность, как известно, приводит к взаимодействию возмущений, имеющих различный пространственно-временной масштаб, по определенным законам, обусловленным видом нелинейности. При этом возникшие за счет синтеза или распада растущих мод новые возмущения оказываются в областях спектра, где они испытывают относительно сильное поглощение. Это обстоятельство значительно подавляет их рост и они во многих случаях не оказывают заметного влияния на развитие неустойчивости в целом. В этих случаях формирование пространственных структур, возникающих при развитии неустойчивости (см., например, [1]), обусловлено перераспределением энергии в сравнительно узких спектральных интервалах, управляется и поддерживается энергией накачки [2]. Важно отметить, что подавление многих видов нелинейных взаимодействий дает возможность значительно упростить матричные элементы взаимодействия мод, что облегчает описание систем [3].

Системы уравнений, описывающие процессы формирования структур во всех обсуждаемых в данном разделе случаях фактически являются квазилинейными, так как воздействие неустойчивых мод на поле накачки является интегральным, а непосредственным взаимодействием неустойчивых мод можно пренебречь из-за наличия малого параметра, в частности, отношения амплитуды возбуждаемой моды к амплитуде поля накачки [4]. В развитом режиме неустойчивости, интегральная интенсивность мод спектра независимо от его ширины сохраняется на некотором максимальном уровне (что, отвечает новому квазиустойчивому состоянию системы) скорость изменения амплитуд всех мод резко замедляется [5]. Замедление обусловлено явлением ослабления (истощения) накачки за счет интегрального воздействия спектра неустойчивости и столь значительно, что способно на много порядков увеличить время развития процесса. Медленное изменение амплитуд спектра и синхронизованная накачкой динамика фаз этих мод способны привести к формированию навязанных процессом неустойчивости интерференционных всплесков, амплитуда которых может оказаться весьма значительной. Это механизм взаимодействия мод спектра получил название вынужденной интерференции [6]. Отметим, что максимальное значение локального максимума пропорционально ширине спектра Δk (корректнее, имеет верхним пределом величину,

пропорциональную $\sqrt{(\Delta k / \delta k) 2 \sum_{m>0} A_m^2} = \sqrt{2 \sum_{m>0} A_m^2 \cdot N}$, где A_m - действительные амплитуды m-той моды

спектра, δk - спектральная ширина одной моды и N - число мод в спектре [6]). Таким образом, заметные всплески огибающей пакетов волн можно наблюдать лишь в достаточно плотных спектрах.

Целью данной работы является исследование механизма формирования всплесков амплитуды в условиях подобных квазилинейным режимам развития неустойчивостей при слабом превышении их порога. В качестве примера рассмотрено формирование тонкой структуры лазерного импульса в условиях слабого превышения порога генерации.

ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ С ПОГЛОЩЕНИЕМ

Нелинейная система уравнений, описывающая возбуждение лазерного излучения в одномерном случае при слабой надпороговости при постоянной накачке, может быть записана в виде (см., например, [7]):

$$\frac{de_n}{dt} + \kappa e_n - i\Delta_n e_n = -ip_n, \quad \frac{dp_n}{dt} + \Gamma p_n = i\mu e_n, \quad (1)$$

$$\frac{d\mu}{dt} = \Gamma_0(1-\mu) - \text{Im} \sum_n e_n p_n^*,$$

где e_n и p_n - пространственные моды безразмерных составляющих электрического поля (с частотой ω и волновым числом k) и поляризации, μ - однородная составляющая поддерживаемой внешним источником инверсии заселенностей двухуровневой активной среды,

$$\Delta_n = (c^2 k^2 - \omega_{ab}^2) / 2\omega_{ab} \cdot (\text{Im} \omega)_0 \approx (ck - \omega_{ab}) / (\text{Im} \omega)_0 = \frac{c}{(\text{Im} \omega)_0} (k - k_0), \quad \Gamma_0, \Gamma, \kappa - \text{нормированные}$$

время релаксации инверсии, ширина линии и потери в резонаторе, причем условия слабого превышения порога генерации сводятся к условиям $\text{Im} \omega \ll \Gamma, \kappa$ и $1 - \mu \ll \mu$, то есть, пространственными возмущениями инверсии можно пренебречь. Инкремент неустойчивости с возбуждением электромагнитных волн равен:

$$\text{Im} \omega_{\max} / \text{Im} \omega_0 = \frac{1}{2} \{ [4\mu + (\kappa - \Gamma)^2 - \Delta_n^2]^{1/2} - (\kappa + \Gamma) \}, \quad (2)$$

где $\text{Im} \omega_0 = [2\pi \frac{\omega_0 D_0 |\rho_{21}|^2}{3\hbar}]^{1/2}$ - инкремент неустойчивости при $\kappa = \Gamma = 0$, причем D_0 - равновесное

значение инверсии заселенностей, ρ_{21} - матричный элемент атомного дипольного момента, ω_0 - частота перехода. Используя подход, предложенный в работе [8], покажем, что с инкрементом (2), растет огибающая поля, которая перемещается со скоростью

$$v_m = \frac{v_g}{2} \left\{ 1 - \frac{(\kappa - \Gamma)}{[4\mu - (\kappa - \Gamma)^2 - \Delta_n^2]^{1/2}} \right\}, \quad (3)$$

где $v_g = c^2 k_0 / \omega_0$ - групповая скорость электромагнитных колебаний. В условиях слабой надпороговости уравнения (1) упрощаются и могут быть представлены в виде системы уравнений для медленных амплитуд A_n и фаз α_n

$$dA_n / d\tau = [1 - \Lambda_n^2 - \sum_m A_m^2] A_n \quad (4),$$

$$d\alpha_n / d\tau = -\frac{\Lambda_n}{\delta} [1 - \delta^2 \Lambda_n^2]$$

где $E_n = A_n \exp\{i\alpha_n\}$, $|E_n|^2 = |e_n|^2 (\kappa / \Gamma_0) / (1 - \kappa\Gamma)$, $\tau = -t \frac{\kappa + \Gamma}{\kappa\Gamma - 1}$, $\delta^2 = \frac{1 - \kappa\Gamma}{(\Gamma^2 - 1)(\kappa + \Gamma)}$,

$$\Lambda_n^2 = \Delta_n^2 \frac{\Gamma^2 + 1}{(\kappa + \Gamma)(1 - \kappa\Gamma)}.$$

В режиме развитой неустойчивости, инверсия μ стремится к своему пороговому значению, равному $\mu_{thr} = \kappa\Gamma$, энергия спектра $I_{sp} = \sum_m A_m^2$ быстро достигает своего максимального значения и слабо меняется

со временем, что свидетельствует о формировании уже в квазилинейном режиме неустойчивости спектра с постоянной энергией (см. рис.1). Из рисунка следует, что время формирования спектра с постоянной энергией (фактически - это линейная стадия развития неустойчивости) значительно меньше времени его существования.

При этом для инверсии μ справедливо соотношение $(1 - \mu) / (1 - \mu_{thr}) \approx \sum_n |E_n|^2$. Скорость изменения

фазы каждой моды значительно превосходит скорость изменения амплитуды этой моды, что обусловлено малым превышением порога неустойчивости. Именно этот механизм и формирует пространственную структуру поля. Рост амплитуд спектра приводит к уменьшению уровня накачки (в данном случае - это μ), при этом моды с большими значениями расстройки Δ_n становятся затухающими, что приводит к уменьшению ширины спектра волнового пакета. Этот механизм конкуренции мод обусловлен, так называемым, «истощением накачки». Характер изменения количества мод в спектре, амплитуда которых превышает величину

$A_{MIN} = 0,5/N$ (то есть, так называемых «значимых мод») приведен на рис. 2.

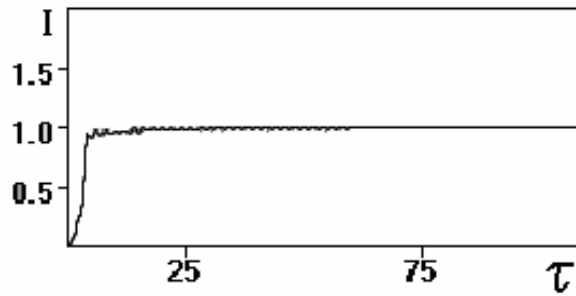


Рис. 1. Энергия спектра $I_{sp} = \sum_m A_m^2$ как функция времени.

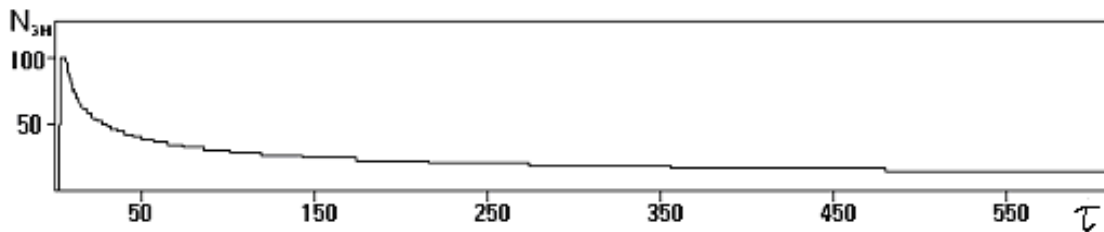


Рис.2. Количество «значимых мод» N_{zH} спектра, амплитуда которых превышает значение $A_{MIN} = 0,5/N$.

Энергия спектра (интегральная характеристика процесса) после выхода на развитый (квазилинейный) режим неустойчивости практически не изменяется (см. рис. 1). При этом скорости изменения амплитуд мод резко уменьшаются. Таким образом, неизменное значение общей интенсивности системы мод, при медленном изменении внутренней её структуры на квазилинейной стадии процесса позволяет говорить о формировании квазиустойчивого долгоживущего физического состояния. При этом происходит постепенное уменьшение количества так называемых, значащих мод спектра, амплитуда которых превышает любое наперед заданное значение (см. рис.2). Фактически уменьшается количество возбужденных степеней свободы, что свидетельствует о формировании структуры поля высокой четкости. На конечной стадии процесса генерация переходит в практически одномодовый режим. На рис. 3 приводятся вид импульса $E(\xi, \tau)$, где $\xi = 0$, и амплитуды мод спектра для различных моментов времени (рис. 3а – энергия спектра практически достигает своего максимального значения, рис. 3б – количество значимых мод менее половины, рис. 3в – истощение накачки, количество значимых мод незначительно).

Обратим внимание на уравнение для фазы волны (второе уравнение системы (4)). Зависимость от нормированной расстройки Λ_n здесь оказывается нелинейной, что приводит к различным значениям фазовой скорости мод спектра для разных номеров n . Такая дисперсия скоростей мод в условиях медленного изменения их амплитуд во времени способна формировать движущиеся интерференционные всплески пространственных импульсов, которые можно наблюдать при рассмотрении динамики волнового импульса - огибающей высокочастотных колебаний (см. рис.3, 4).

При рассмотрении формы импульс - огибающей поля

$$E(\xi, \tau) = \sum_{j=1}^n A_j \exp\{i\alpha_j - i\Lambda_j \xi\} \quad (5)$$

видно, что для $E(\xi)$ в любой момент времени характерно наличие периодичности. Периодичность появления импульсов огибающей поля слабо меняется. Для начальной стадии развития неустойчивости $\tau = 10$ (рис. 4а) характерно формирование мелкомасштабной тонкой структуры, при уменьшении количества «значащих мод» $\tau = 150$ (рис. 4б) частота модуляции уменьшается, наблюдается медленное изменение амплитуды импульса в пространстве, при истощении накачки $\tau = 1500$ (рис. 4в) система постепенно выходит на одномодовый режим генерации.

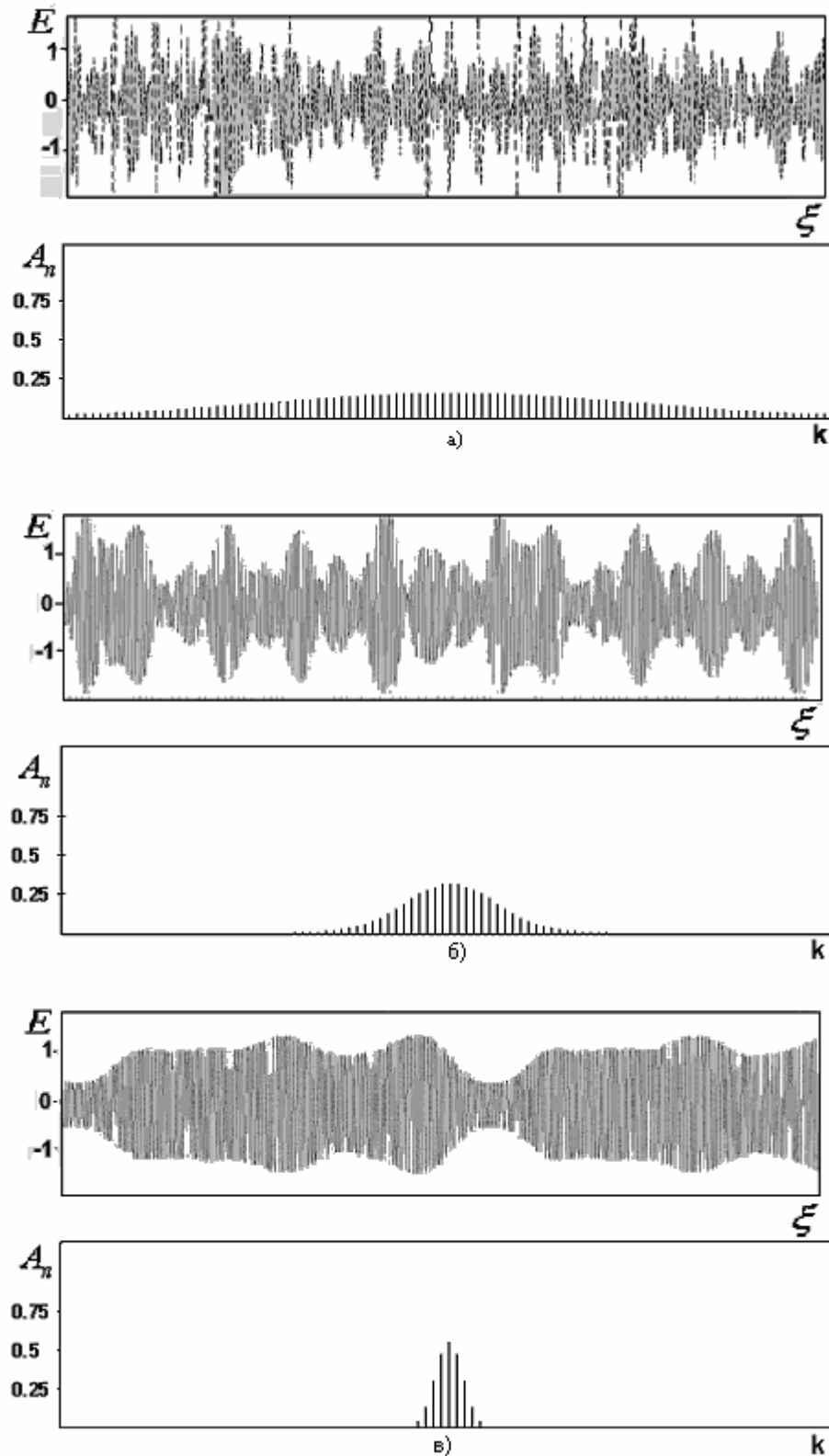


Рис.3. Вид импульса $E(\xi, \tau)$ при ξ ($0 \leq \xi \leq 118\pi$) и амплитуды «значащих мод» амплитуда которых превышает значение $A_{MIN} = 4/N$ для разных моментов времени:

а) $\tau = 10$, б) $\tau = 150$, в) $\tau = 1500$.

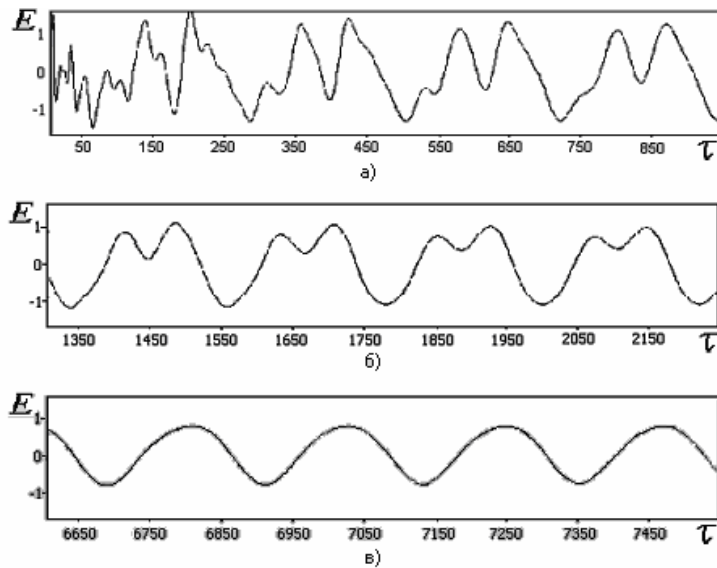


Рис. 4. Амплитуда поля $E(\xi, \tau)$ для фиксированного значения $\xi = 0$ как функция времени:
 а) начальная стадия развития неустойчивости, б) уменьшение количества «значущих» мод, в) переход в практически одномодовый режим генерации.

ВЫВОДЫ

В работе показан механизм формирования квазиустойчивого долгоживущего физического состояния открытой системы, представляющей собой одномерную модель лазера вблизи порога генерации при постоянной накачке. Показан процесс формирования спектра колебаний с постоянной энергией с медленно убывающим числом степеней свободы – здесь мод спектра. На начальной стадии процесса, при относительно большой ширине спектра (большом числе возбужденных мод) можно наблюдать явление вынужденной интерференции – формирование всплесков – импульсов с относительно большой амплитудой. Причина возникновения такой тонкой структуры лазерного импульса обусловлена небольшим различием фазовой скорости мод, составляющих спектр генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федорченко А.М., Коцаренко Н.Я. Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. - М.: Наука, 1981. – 176 с.
2. Куклин В.М. О влиянии диссипативных процессов на пространственно - временную динамику неустойчивости в плазме //Радиотехника и электроника. – 1987. - Т.32, №2. - С.452-455.
3. Воробьев В.М., Куклин В.М. О механизме возникновения пространственных структур в диссипативных неравновесных средах //Письма в ЖТФ. - 1987. - Т.13, №22. - С.1354- 1360.
4. Захаров В.Е., Львов В.С., Старобинец С.С. Турбулентность спиновых волн вблизи порога их параметрической неустойчивости //УФН. – 1974. - Т.114, №4. - С.609-654.
5. Куклин В.М. Роль поглощения и диссипации энергии в формировании пространственных нелинейных структур в неравновесных средах //Украинский физический журнал. Обзоры. – 2004. - Т.1, №1. - С.49-81.
6. Черноусенко В.М., Куклин В.М., Панченко И.П. Структуры в неравновесных средах. В кн.: Интегрируемость и кинетические уравнения для солитонов: Сб. науч. тр. // АН УССР. Ин-т теорет. физики; Отв. ред. Барьяхтар В.Г., Захаров В.Е., Черноусенко В.М. – Киев: Наук. думка, 1990. - 472с.
7. Kuklin V.M. Effect of induced interference and the formation of spatial perturbation fine structure in nonequilibrium open-ended system //VANT. - 2006, №5 (5). - P.63-68.
8. Ланда П.С. Автоколебания в распределенных системах. - М.: Наука. Главная ред. физ.-мат. лит., 1983.- 320с.

THE PECULIARITIES OF THE FORMATION OF LASER IMPULSES' FINE STRUCTURE UNDER INDUCED INTERFERENCE

V.M. Kuklin, A.S. Petrenko

Kharkov State University, Svobody Square, 4, Kharkov, 61077, Ukraine

Conditions of wave pulses formation, as a result of mode interference, arising from the development of instabilities in the case of a small excess of thresholds threshold crossing are reviewed in the paper. Under these conditions, in the developed instability regime one can see slow dynamics of mode amplitudes. At the same time spectrum energy does not change. In the mode of developed volatility a slow change in amplitude of modes is observed, and the excitation spectrum energy remains constant. The main physical phenomenon in the developed instability regime in the mode of developed volatility is so named forced interference. Features of the forced interference dynamic are studied. Conditions of the large peaks arising and also their distribution in the space are discussed clarified. An ability of applying the forced interference phenomenon for describing a fine structure formation of the fine structure of laser radiation is examined discussed.

KEY WORDS: laser pulses generation, forced interference, small threshold crossing small excess of threshold, instability near threshold supported by external source, modes competition.