ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

В. А. Алешкевич, Г. Д. Кожоридзе, А. Н. Матвеев

(кафедра общей физики для физического факультета)

1. Введение. В последнее время интенсивно изучаются вопросы преобразования временной статистики при самовоздействии лазерного излучения. Методом интегрирования по траекториям было исследовано влияние слабого шума [1] и случайной фазовой модуляции [2] на нелинейное распространение сверхкоротких импульсов в средах с локальной нелинейностью. В работе [3] методом статистических испытаний исследовались флуктуации интенсивности при самомодуляции шумового импульса. Методом последовательных приближений нами анализировалось преобразование временной когерентности при тепловом самовоздействии лазерного излучения в подвижной и в неподвижной средах [4].

В данной работе исследовано распространение случайно модулированного дифрагирующего светового импульса, представляющего собой суперпозицию сигнала и шума, в среде с локальной неинерционной нелинейностью. Проанализировано взаимное влияние импульсов сигнала и шума, приводящее к изменению их длительностей и времен когерентности. Выявлены закономерности влияния флуктуаций диэлектрической проницаемости в канале распространения импульса на увеличение его длительности при одновременном уменьшении времени когерентности.

2. Постановка задачи и ее решение. Распространение светового импульса вдоль оси Z с комплексной амплитудой A в неинерционной нелинейной среде описывается уравнением квазиоптики

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{i}{2k}\frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2}-\frac{ig}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)A=-\frac{ik}{2\varepsilon_0}\varepsilon_2|A|^2A, \qquad (1)$$

где $g=\partial^2k/\partial\omega^2$ характеризует дисперсию групповой скорости, $\varepsilon_2|A|^2$ — отклонение диэлектрической проницаемости среды от равновесного значения ε_0, t — время в сопровождающей системе координат.

Будем считать, что на входе в нелинейную среду амплитуда световой волны имеет вид

$$A(\mathbf{r},t,z=0)=\sqrt{I_0}\,[1+\xi(t)]\exp\left[-\frac{t^2}{T_0^2}-\frac{\mathbf{r}^2}{a_0^2}\right]. \qquad (2)$$

Здесь a_0 и T_0 — ширина и длительность гауссова импульса соответственно, $\xi(t)$ — стационарный случайный комплексный процесс с нормальным законом распределения, нулевым средним $\langle\xi(t)\rangle=0$, дисперсией $\sigma^2<1$ и корреляционной функцией

$$\langle\xi(t_1)\xi^*(t_2)\rangle=\sigma^2\exp\left[-\frac{(t_1-t_2)^2}{\tau_0^2}\right], \qquad (3)$$

где τ_0 — время корреляции.

В нулевом приближении полагаем, что возмущение диэлектрической проницаемости среды определяется интенсивностью световой волны на входе в нелинейную среду $I(\mathbf{r},t,z)=I(\mathbf{r},t,z=0)$. Это позволяет линеаризовать уравнение (1), решение которого в первом приближении имеет вид

$$A(\mathbf{r},t,z)=\left(\frac{1}{2\pi z}\right)^{3/2}\frac{k}{(ig)^{1/2}}\int dt'\int d\mathbf{r}'A(\mathbf{r}',t',z=0)\times$$
$$\times\exp\left\{-\frac{ik}{2z}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2-\frac{i}{2gz}(t-t')^2-\frac{ikz}{2\varepsilon_0}\varepsilon_2I_0\times\right.$$
$$\left.\times[1+\xi(t')+\xi^*(t')+\xi(t')\xi^*(t')]\,e^{-\frac{2t'^2}{T_0^2}-\frac{2\mathbf{r}'^2}{a_0^2}}\right\}. \qquad (4)$$

Решение (4) позволяет рассчитать временную корреляционную функцию поля (КФП) световой волны, которая имеет достаточно простой вид, если при ее вычислении пренебречь слагаемыми, содержащими малые множители σ^3 и σ^4. Опуская промежуточные выкладки, запишем выражение для модуля КФП для интервалов времени $|t_2-t_1|<\tau_0$:

$$|\langle A(\mathbf{r}, t_1, z) A^*(\mathbf{r}, t_2, z)\rangle| = I_0 T_0 \left(\frac{a_0}{a(z)}\right)^2 \times$$
$$\times e^{-2r^2/a^2(z)} \left\{\frac{1}{T_c(z)} \exp\left[-\frac{t_1^2+t_2^2}{T_c^2(z)} - \frac{(t_1-t_2)^2}{\tau_c^2(z)}\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{\sigma^2}{T_ш(z)} \exp\left[-\frac{t_1^2+t_2^2}{T_ш^2(z)} - \frac{(t_1-t_2)^2}{\tau_ш^2(z)}\right]\right\}, \qquad (5)$$

где

$$a(z) = a_0 \{[1 - 2(1+\sigma^2) z^2/L_{нл}^2]^2 + z^2/L_д^2\}^{1/2} \qquad (6)$$

— ширина импульсов сигнала и шума, а их длительности T и времена когерентности τ имеют вид

$$T_c(z) = T_0 \left\{\left[1 - 4(1+\sigma^2)\frac{L_д}{L_р^к} \frac{z^2}{L_{нл}^2}\right]^2 + \frac{z^2}{L_р^{к^2}} + \sigma^2 \frac{L_д^2}{L_р^{нк^2}} \frac{z^4}{L_{нл}^4}\right\}^{1/2}, \qquad (7)$$

$$\tau_c(z) = \tau_0 \left\{\frac{\left[1 - 4(1+\sigma^2)\frac{L_д}{L_р^к}\frac{z^2}{L_{нл}^2}\right]^2}{\sigma^2 \frac{L_д^2 z^2}{L_{нл}^4}} + \frac{z^2}{L_р^{к^2}}\right\}^{1/2}, \qquad (8)$$

$$T_ш(z) = T_0 \left\{\left[1 - 4(1+\sigma^2)\frac{L_д}{L_р^{нк}} \frac{z^2}{L_{нл}^2}\right]^2 + \frac{z^2}{L_р^{к^2}} + \frac{z^2}{L_р^{нк^2}} + \sigma^2 \frac{L_д^2}{L_р^{нк^2}} \frac{z^4}{L_{нл}^4}\right\}^{1/2}, \qquad (9)$$

$$\tau_ш(z) = \tau_0 \left\{\frac{\left[1 - 4(1+\sigma^2)\frac{L_д}{L_р^{нк}}\frac{z^2}{L_{нл}^2}\right]^2}{1 + \sigma^2 \frac{L_д^2 z^2}{L_{нл}^4}} + \frac{z^2}{L_р^{к^2}} + \frac{z^2}{L_р^{нк^2}}\right\}^{1/2}. \qquad (10)$$

В выражениях (6)—(10) $L_д = ka_0^2/2$ — дифракционная длина гауссова пучка,

$$L_{нл} = a_0 \left(\frac{\varepsilon_0}{2\varepsilon_2 I_0}\right)^{1/2}$$

— длина нелинейного самовоздействия,

$$L_р^к = \frac{T_0^2}{2|g|}, \quad L_р^{нк} = \frac{T_0\tau_0}{2\sqrt{2}|g|}$$

— длины когерентного и некогерентного дисперсионного расплывания импульса соответственно [5].

3. Обсуждение и выводы. Флуктуации интенсивности шума вызывают увеличение средней оптической силы наведенной линзы, при этом нелинейная рефракция, как это следует из (5) и (6), одинаковая для импульсов сигнала и шума, с ростом Z усиливается.

Из выражений (7)—(10) непосредственно следует, что на преобразование временных характеристик импульсов сигнала и шума в общем случае влияют четыре фактора: когерентный и некогерентный линейные эффекты дисперсионного расплывания импульсов сигнала и шума и увеличения их времен когерентности на длинах $L_р^к$ и $L_р^{нк}$ соответственно; когерентный нелинейный эффект, приводящий к одинаковому уменьшению длительностей импульсов сигнала и шума и их времен когерентности (второе слагаемое в квадратных скобках формул (7)—(10)), и некогерентный нелинейный эффект, вызывающий увеличение длительностей импульсов сигнала и шума и уменьшение их времен когерентности независимо от знака нелинейности. Это увеличение длительности импульса сигнала (последнее слагаемое в (7)) и уменьшение его времени когерентности (знаменатель первого слагаемого в (8)), обусловлено влиянием шума на сигнал и находится в качественном согласии с результатами работы [1], где рассмотрено влияние квазинепрерывного шума на световой импульс.

Прослеживается и обратное влияние сигнала на шум, состоящее в том, что с увеличением интенсивного сигнала I_0 (уменьшение $L_{нл}$) усиливается когерентное нелинейное сжатие импульса шума (9) и одинаковое ему уменьшение времени когерентности (10).

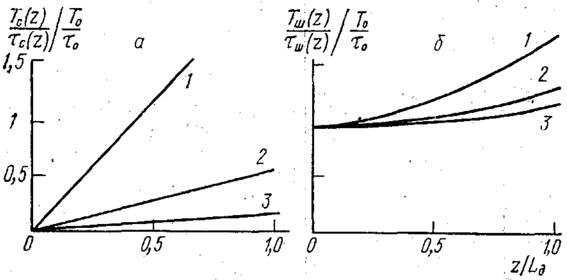
Достаточно просто удается проследить за изменением временных параметров светового импульса с малым начальным временем когерентности $\tau_0 \ll T_0$. В этом случае $L_р^{к} \gg L_р^{нк}$, и определяющими становятся некогерентные эффекты, а когерентными можно пренебречь.

В отсутствие самовоздействия ($L_{нл}=\infty$) импульс сигнала распространяется независимо от наличия импульса шума без изменения своей длительности $T_c(z)=T_0$ и нарушения начальной временной когерентности: $\tau_c(z)=\infty$. Импульс шума подвержен некогерентному дисперсионному эффекту расплывания и увеличения времени когерентности $\tau_ш(z)$, а при этом отношение $T_ш(z)/\tau_ш(z)=T_0/\tau_0=\text{const}$ [6].

В нелинейной среде ($L_{нл}<\infty$) импульс сигнала расплывается и становится частично когерентным во времени ($\tau_c(z)<\infty$), а отношение

$$\frac{T_c(z)}{\tau_c(z)}=\frac{T_0}{\tau_0}\,\sigma\frac{L_д z}{L_{нл}^2} \tag{11}$$

увеличивается пропорционально z, что приводит к ухудшению его временной структуры (рисунок, *а*).



Зависимость временной структуры импульсов сигнала (*а*) и шума (*б*) от расстояния для $L_{нл}=0{,}5\,L_д$ (*1*); $L_{нл}=L_д$ (*2*); $L_{нл}=2\,L_д$ (*3*) при $\sigma^2=0{,}5$

Импульс шума с ростом z расплывается быстрее импульса сигнала, а его время когерентности в зависимости от результата конкуренции дисперсионного некогерентного расплывания и нелинейного некогерентного самовоздействия может как увеличиваться, так и уменьшаться. Однако отношение

$$\frac{T_ш(z)}{\tau_ш(z)}=\frac{T_0}{\tau_0}\left[1+\sigma^2\frac{L_д^2 z^2}{L_{нл}^4}\right]^{1/2} \tag{12}$$

с ростом z всегда возрастает, что указывает на ухудшение временной структуры импульса шума (рисунок, *б*).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Фаттахов А. М., Чиркин А. С. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1989. [2] Фаттахов А. М., Чиркин А. С. Там же, 1984, 11, с. 2349. [3] Кандидов В. П., Шлёнов С. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 2, с. 51. [4] Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н., Терзиева С. И. В кн.: Тез. докл. 12-й Всесоюз. конф. по когерент. и нелинейн. оптике. Ч. 1. М., 1985, с. 129. [5] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. [6] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М.: Изд-во МГУ, 1985.

Поступила в редакцию
22.04.85