ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Том 35, N 6,7 РАДИОФИЗИКА 1992

УДК 621.373.826

САМОМОДУЛЯЦИЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ДИФРАКЦИЯ МОЩНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

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

Методом последовательных приближений решена задача о пространственно-временной самомодуляции мощных лазерных полей. Исследуются закономерности нелинейно-дифракционного и нелинейно-дисперсионного преобразования ширины пучка и длительности импульса, причем основной акцент сделан на анализ взаимного влияния нелинейной дифракции и дисперсии. Рассмотрено влияние неполной начальной временной и пространственной когерентности на изменение пространственно-временных параметров лазерного поля и преобразование его когерентных свойств.

Во многих реальных случаях пространственно-временная ограниченность световых полей, когда характерные длины дифракции $L_{дф}$ и дисперсии $L_{дс}$ сравнимы, привносит новые явления в процесс их распространения и трансформации оптическими системами. Высокочастотные компоненты импульса дифрагируют медленнее, чем низкочастотные, поэтому при конечном значении относительной ширины частотного спектра $\Delta\omega/\omega_0$ (ω_0 – несущая частота) неодинаковая дифракция разных частотных компонент приводит к деформации временной огибающей импульса [1]. Эффект неравенства дифракционных длин разных спектральных компонент усиливается для лазерных импульсов в несколько периодов оптических колебаний [2, 3]. Следует ожидать также и обратного влияния дисперсии на преобразование ширины пучка. Например, при конечном значении ширины волнового спектра $\Delta k/k_0$ (k_0 – волновое число на несущей частоте) даже в бездифракционном режиме распространения ($L_{дф} \to \infty$) в дисперсионной области $z \sim L_{дс}$ (z – продольная координата распространения) пучок в сечении будет деформироваться. Для случайно модулированных полей эффекты взаимного влияния дифракции и дисперсии проявляются на сравнительно коротких трассах, а также наблюдается преобразование пространственных флуктуаций во временные и наоборот [4].

В нелинейной среде, когда $L_{нл} < L_{дф}, L_{дс}$ ($L_{нл}$ – характерная

нелинейная длина, определяемая типом нелинейности и режимом самовоздействия [5, 6]), уже на трассе $z < L_{нл}$ поперечная деформация пучка вызывает изменение наведенных оптических неоднородностей среды и, следовательно, приводит к преобразованию длительности импульса. В свою очередь, трансформация временной огибающей импульса способствует нелинейной рефракции пучка. Одновременная пространственно-временная самомодуляция частично когерентного лазерного излучения на случайных нелинейных неоднородностях показателя преломления $n_{нл}$ в канале распространения вызывает взаимное влияние временных и пространственных флуктуаций лазерного поля [5, 6].

В нашей работе методом последовательных приближений решена задача о пространственно-временной самомодуляции мощных лазерных полей. Основное внимание уделено анализу нелинейно-дифракционного и нелинейно-дисперсионного преобразования ширины пучка и длительности импульса, а также эффектов взаимного влияния нелинейной дифракции и дисперсии.

Математические уравнения и метод решения. Процесс распространения ограниченных в пространстве и во времени мощных световых полей описывается нелинейным уравнением квазиоптики для комплексной амплитуды поля A

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_0}\frac{\partial^2}{\partial \vec{r}^2} - \frac{ik''_\omega}{2}\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right)A = -\frac{ik_0}{n_0}n_{нл}A, \qquad (1)$$

где $n_{нл}$ - нелинейное отклонение показателя преломления от невозмущенного значения n_0, зависящее от интенсивности лазерного излучения и определяющееся материальным уравнением среды, $k''_\omega = (\partial^2 k/\partial\omega^2)|_{\omega_0}$ - дисперсия групповой скорости, $\vec{r}$ - поперечная к направлению распространения (к оси z) координата, $\tau = t - z/v_{гр}$ - время в сопровождающей системе координат.

На входе в нелинейную среду амплитуда лазерного поля задается как

$$A_0(\vec{r}, \tau) = I_0 \exp[-\vec{r}^2/2a_0^2 - \tau^2/2\tau_0^2]\xi(\vec{r}, \tau), \qquad (2)$$

где a_0 и τ_0 - ширина пучка и длительность импульса, определяемые по уровню e^{-1} средней интенсивности поля, I_0 - характерное пиковое

значение средней интенсивности, $\xi(\vec{r}, \tau)$ - случайный, в общем случае комплексный, процесс в пространстве и во времени со средним нулевым значением $\langle\xi(\vec{r}, \tau)\rangle = 0$ и с пространственно-временной корреляционной функцией (ПВКФ) гауссова типа

$$\langle\xi(\vec{r}_1, \tau_1)\xi^*(\vec{r}_2, \tau_2)\rangle = \exp - \left[\frac{(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2}{r_к^2} - \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{\tau_к^2}\right] \quad (3)$$

с радиусом корреляции $r_к$ и со временем когерентности $\tau_к$.

Уравнение (1) решается методом последовательных приближений. В качестве первого приближения рассматривается уравнение, в котором $n_{нл}$ определяется входной интенсивностью поля $|A_0|^2$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_0}\frac{\partial^2}{\partial \vec{r}^2} - \frac{ik''_\omega}{2}\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right)A_1 = -\frac{ik_0}{n_0}n_{нл}(|A_0|^2)A_1. \quad (4)$$

Уравнение (4) решается методом нелинейного фазового канала [5] в два этапа: на первом этапе решается уравнение (4) с учетом только нелинейной фазовой самомодуляции без операторов дифракции и дисперсии, а на втором этапе - линейное параболическое дифракционно-дисперсионное уравнение с начальным условием, полученным на первом этапе решения.

В качестве второго приближения рассматривается уравнение, в котором $n_{нл}$ определяется интенсивностью $|A_1|^2$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_0}\frac{\partial^2}{\partial \vec{r}^2} - \frac{ik''_\omega}{2}\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right)A_2 = -\frac{ik_0}{n_0}n_{нл}(|A_0|^2)A_2 \quad (5)$$

и которое решается также методом нелинейного фазового канала.

Распространение поля A_1 происходит в наведенном нелинейном канале $n_{нл}(|A_0|^2)$, который не меняется по трассе z. Поэтому трансформация поперечных и продольных масштабов поля происходит независимо. Во втором приближении учет изменения нелинейного канала по трассе $n_{нл}(|A_1(z)|^2)$ приводит к взаимозависимому преобразованию ширины пучка и длительности импульса.

При нелинейно-дифракционной или нелинейно-дисперсионной модуляции лазерного поля характерная продольная длина изменения

средних пространственных или временных масштабов излучения задается как $(L_{нл}L_{дф})^{1/2}$ или $(L_{нл}L_{дс})^{1/2}$ [7]. Это то расстояние, на котором средний масштаб поля меняется заметно ($\sqrt{2}$ раз). Эту длину можно назвать длиной самовоздействия.

В рамках приближенного метода последовательных приближений для нелинейно-дифракционной или нелинейно-дисперсионной модуляции полученные результаты справедливы на трассе, не превышающей длину самовоздействия. При одновременной пространственной и временной самомодуляции разумно считать длиной самовоздействия расстояние $L_{нл}^{1/4}(L_{дс}L_{дф})^{1/2}$.

Основные результаты и их обсуждение. Для анализа динамики развития пространственно-временных масштабов будем вычислять пространственно-временную корреляционную функцию поля (ПВКФП)

$$\Gamma(r_1, r_2, \tau_1, \tau_2, z) = \langle A_1(r_1, \tau_1, z) A_2^*(r_2, \tau_2, z)\rangle.$$

Ширина пучка, длительность импульса, радиус корреляции и время когерентности определяются через модуль ПВКФП [7]. При расчетах применяется приосевое приближение, когда $|r| < a_0$ и $|\tau| < \tau_0$.

Приведем результаты аналитических расчетов для мощных световых полей $L_{нл} \ll L_{дф}$, $L_{дс}$. Нелинейно-дифракционная фокусировка пучка приводит к увеличению интенсивности поля и, соответственно, к усилению нелинейно-дисперсионного расплывания импульса:

$$\tau_и(z) = \tau_0\left[1 + \frac{z^2}{2k_0L_{дс}L_{нл}^2} \Big/ \left(1 - \frac{z^2}{2k_0L_{дф}L_{нл}^2}\right)^2\right], \qquad (6)$$

где $L_{дф} = k_0a_0^2$ и $L_{дс} = \tau_0^2/(\tau_к^2|k''_\omega|)$ - дифракционная и дисперсионная длины, нелинейная длина $L_{нл}$ зависит от типа нелинейности и режима самовоздействия $L_{нл} = (n_0/\Delta n_{max})^{1/2}k_0^{-1}$, где $\Delta n_{max} = (n_{нл})_{max} - n_0$ - максимальное возмущение показателя преломления в сечении пучка и по длительности импульса.

Для многомодовых в пространстве полей наведенные оптические неоднородности в поперчном сечении излучения являются случайными. При $N_r \gg 1$ ($N_r = (a_0/r_к)^2$- число пространственных неоднородностей пучка) некогерентное нелинейно-дифракционное преобразование приводит к уширению пучка. Такая дефокусировка ослабляет интенсивность поля и, следовательно, нелинейно-дисперсионное расплывание импульса (см. рис. 1)

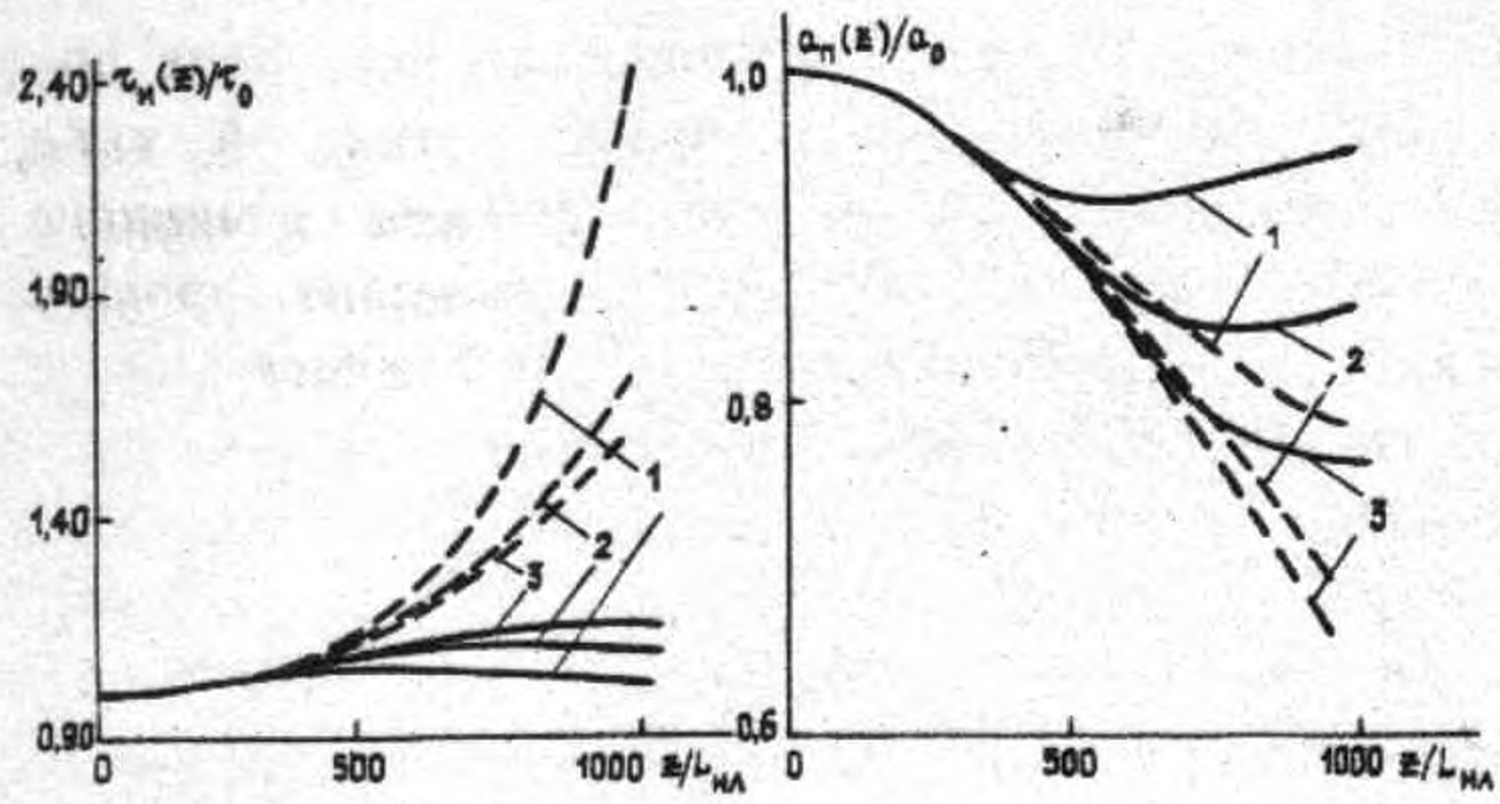

Рис. 1,2.

$$\tau_и(z) = \tau_0\left[1 + \frac{z^2}{2k_0L_{дс}L_{нл}^2} \Big/ \left(1 + N_г \frac{z^4}{k_0^2L_{дф}^2L_{нл}^4}\right)\right]. \qquad (7)$$

На рис. 1 представлено изменение длительности светового импульса вдоль трассы распространения для регулярных (штриховые линии) и частично когерентных в пространстве ($N_г$ = 20) полей (сплошные линии) при $k_0L_{дс} = 10^6$, $L_{дф}/L_{дс}$ = 1(1), 2(2), 3(3).

Когерентное и некогерентное нелинейно-дисперсионное преобразование вызывает расплывание импульса и, следовательно, ослабление нелинейно-дифракционной трансформации. Для регулярных и частично когерентных во времени полей ширина пучка меняется следующим образом:

$$a_п(z) = a_0\left[1 - \frac{z^2}{2k_0L_{дф}L_{нл}^2} \Big/ \left(1 + \frac{z^2}{2k_0L_{дс}L_{нл}^2}\right)^2\right]; \qquad (8)$$

$$a_п(z) = a_0\left[1 - \frac{z^2}{2k_0L_{дф}L_{нл}^2} \Big/ \left(1 + N_\tau \frac{z^4}{k_0^2L_{дс}^2L_{нл}^4}\right)^2\right], \qquad (9)$$

где $N_\tau = \tau_0/\tau_к \gg 1$ – число начальных временных неоднородностей импульса.

На рис. 2 показано преобразование вдоль трассы распространения ширины пучка для случая полностью когерентных (штриховые линии) и случайно модулированных во времени (N_τ = 10) полей (сплошные линии) при $k_0L_{дф} = 10^6$, $L_{дс}/L_{дф}$ = 1(1), 2(2), 3(3).

В рамках линейного уравнения квазиоптики без учета правой части в (1) преобразование временной и пространственной когерентности лазерного поля происходит независимо. Эффекты взаимного влияния временных и пространственных флуктуаций начинают проявляться для мощных дифрагирующих световых полей в нелинейной диспергирующей среде. На изменение пространственно-временных параметров лазерного поля в нелинейной среде при проявлении эффектов дифракции и дисперсии влияет начальная неполная как временная, так и пространственная когерентность. Поэтому для изучения взаимного влияния временных и пространственных флуктуаций целесообразно на входе среды рассмотреть случайное световое поле с ограниченной либо пространственной ($N_r > 0$, $N_\tau = 0$) либо временной ($N_\tau > 0$, $N_r = 0$) когерентностью.

Анализ временной корреляционной функции поля (ВКФП) для излучения с неполной начальной пространственной корреляцией показал ухудшение временной когерентности импульса. При этом время когерентности $\tau_к$, определенное по уровню e^{-1} ВКФП, меняется неодинаково по длительности импульса:

$$\tau_к = \frac{k_0 L_{нл}^2 \tau_0^2}{z|\tau|}. \qquad (10)$$

В центральной части импульса ($\tau = 0$) полная временная когерентность не нарушается ($\tau_к = \infty$), а к периферии импульса с увеличением τ постепенно падает. На рис. 3 показано ухудшение временной когерентности излучения на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм пространственно-некогерентной (исходно) структурой при $L_{нл} = 1$ см на расстоянии $z = 10$ м (*1*), 50 м (*2*), 100 м (*3*).

С другой стороны, начальная неполная временная когерентность ($N_\tau \gg 1$) также способствует нарушению полной пространственной корреляции поля. Преобразование радиуса корреляции происходит неодинаково в поперечном сечении пучка:

$$r_к = \frac{k_0 L_{нл}^2 a_0^2}{z|\vec{r}|\cos\theta}, \qquad (11)$$

где θ – угол между векторами $(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$ и $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$. При расчете ПКФП предполагается $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \ll |\vec{r}|$.

Как видно из (11), полная пространственная корреляция в приосевой части пучка ($|\vec{r}| \sim 0$) сохраняется ($r_к = \infty$), а по краям

падает. Кроме того, корреляция между пространственными точками $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$, находящимися на одной и той же окружности ($|\vec{r}_1| = |\vec{r}_2|$), также не нарушается. Корреляция падает с увеличением разности ($\vec{r}_1^2 - \vec{r}_2^2$), т. е. с уменьшением угла θ (см. рис. 4, на котором изображена зависимость приведенного радиуса корреляции $r_к/a_0$ от нормированной поперечной координаты $|\vec{r}|/a_0$ при λ = 10, 6 мкм, $L_{нл}$ = 1см, z = 100 м, $\theta = \pi/3$ (1), $\pi/5$ (2), 0 (3)).

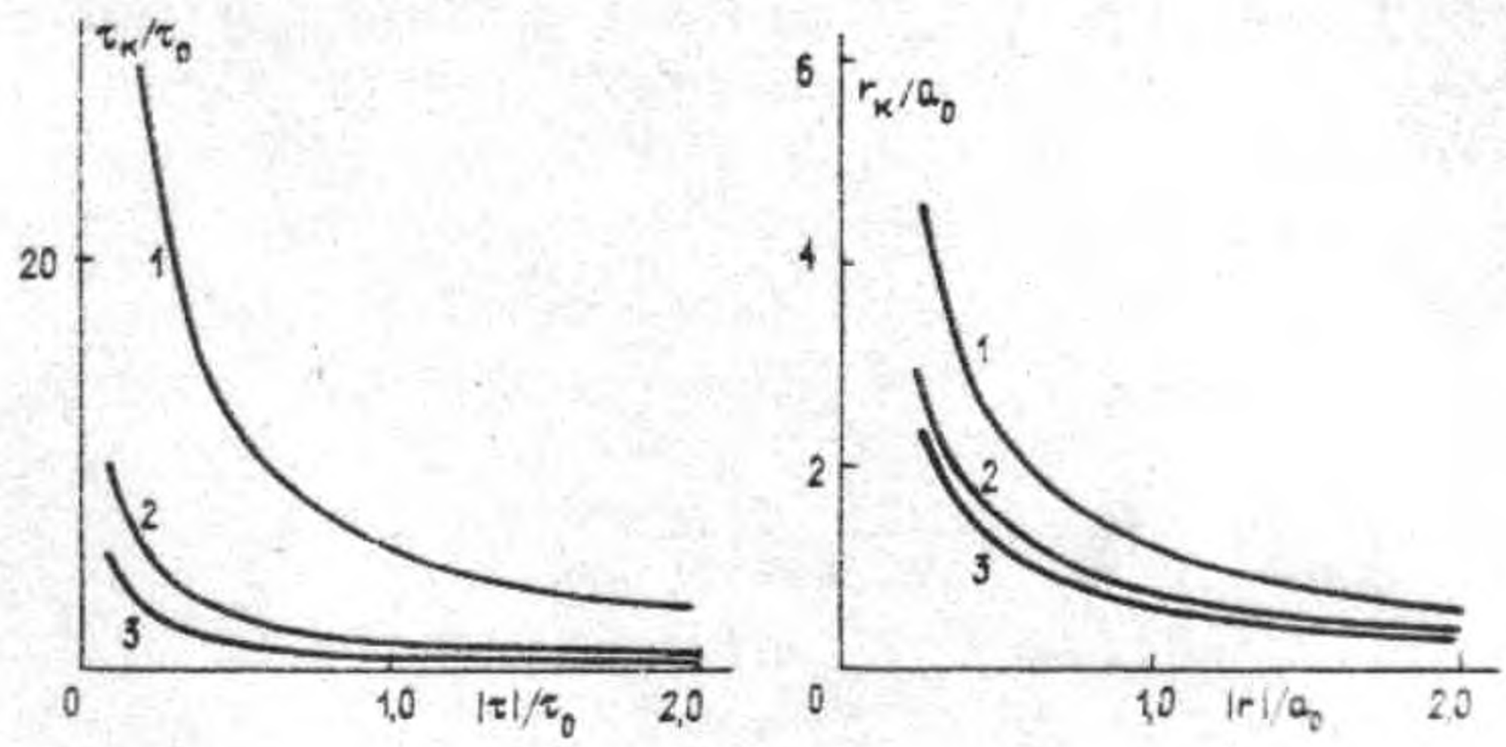

Рис. 3.4.

Физическая картина нелинейного взаимовлияния пространственных и временных флуктуаций лазерного поля с ограниченной пространственной и временной когерентностью весьма сложна, однако можно выделить некоторые общие закономерности.

Прежде всего заметим, что вследствие такого взаимодействия факторизованный вид ПВКФП $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau_1, \tau_2) = \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\Gamma(\tau_1, \tau_2)$ в нелинейной среде не сохраняется. В средах с керровской безынерционной нелинейностью и при стационарном режиме теплового самовоздействия эффекты взаимного влияния пространственной и временной когерентности становятся заметными лишь в тех случаях, когда флуктуационная часть показателя преломления $\tilde{n}_{нл}$ имеет неоднородное по сечению пучка и нестационарное по длительности импульса распределение. В движущейся среде даже стационарные флуктуации $\tilde{n}_{нл}$ во времени вызывают ухудшение пространственной когерентности в плоскости, параллельной скорости движения среды. Такое уменьшение $r_к$ связано с неоднородным распределением $\tilde{n}_{нл}$ в сечении пучка вследствие ветровых потоков.

Эффекты взаимного влияния существенно ослаблены в тех случаях,

когда проявляющиеся инерционность нелинейного отклика и нестационарность теплового самовоздействия способствуют сглаживанию флуктуаций индуцированного оптического канала. Однако эти эффекты за счет накопления по длительности импульса наведенных флуктуаций оптического канала могут привести к ухудшению временной когерентности шумового импульса, имеющего на входе в нелинейную среду стационарную по длительности модуляцию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Чиркин А.С. //ЖЭТФ. 1968. Т.55. С.1430.
2. Бельский А.М., Хапалюк А.Г. //ЖПС. 1972. Т.17. С.150.
3. Martinez O.F. //Opt.Comm. 1986. V.59. P.229.
4. Christov I.P. //Optica Acta. 1986. V.33. P.63.
5. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. //Квантовая электроника. 1988. Т.15. С.829.
6. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. //Изв.вузов. Радиофизика. 1989. Т.32. N 7. С.816.
7. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. //УФН. 1991. Т.161. N 9. С.81.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 16 ноября 1990г.

SELF-MODULATION AND NONLINEAR DIFFRACTION OF POWERFUL LIGHT FIELDS IN DISPERSIVE MEDIA

V.A.Aleshkevich, G.D.Kozhoridze, A.N.Matveev, M.V.Shamonin

The problem of powerful laser field spatial-temporal self-modulation has been solved by the approximation method. The nonlinear diffractional and nonlinear dispersive transformation of pulse width and duration are investigated. The main point is an analysis of mutual influence between nonlinear diffraction and dispersion. The influence of incomplete initial temporal and spatial coherency on laser field spatial-temporal parameters and transformation of its coherent properties has been considered.