РАДИОФИЗИКА

УДК 621.373.826

УХУДШЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ СЛУЧАЙНО МОДУЛИРОВАННОГО В ПРОСТРАНСТВЕ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ

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

(кафедра общей физики для физического факультета)

Аналитически исследовано ухудшение временной когерентности случайно модулированного в пространстве мощного светового импульса при нестационарном тепловом самовоздействии. Получены выражения для ширины пучка, радиуса и времени когерентности.

В последнее время в связи с широким использованием мощных многомодовых лазеров возрос интерес к изучению теплового самовоздействия случайно модулированных пучков и импульсов. Тепловое самовоздействие пространственно некогерентных световых пучков было экспериментально изучено для квазинепрерывного [1] и импульсного [2] излучений. Методом интегрирования по траекториям [3] и методом статистических испытаний [4, 5] изучались закономерности изменения средних пространственных масштабов лазерных многомодовых пучков в поглощающих средах.

Вместе с тем в нелинейной среде пространственные и временные флуктуации поля световой волны являются взаимосвязанными [6]. В настоящей работе аналитически исследовано ухудшение временной структуры случайно модулированного в пространстве мощного импульса при нестационарном тепловом самовоздействии.

Распространение светового импульса с комплексной амплитудой A в поглощающей среде вдоль оси z описывается уравнениями квазиоптики и теплопереноса:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{i}{2k}\frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2}+\frac{\alpha}{2}\right)A=-\frac{ik}{n_0}n_T TA, \tag{1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}-\chi\frac{\partial^2 T}{\partial \mathbf{r}^2}=\frac{\alpha}{\rho c_p}|A|^2. \tag{2}$$

Здесь $\Delta n=n_T T$ — отклонение показателя преломления среды от невозмущенного значения n_0; α, χ, ρc_p — коэффициенты поглощения, температуропроводности и теплоемкость единицы объема среды при постоянном давлении; t — время в сопровождающей системе координат; остальные обозначения общепринятые.

На входе в среду рассматривается некогерентный в пространстве световой импульс с комплексной амплитудой:

$$A_0(\mathbf{r},\ t,\ z)=\xi(\mathbf{r})\sqrt{I_0}f(t)\,e^{-\mathbf{r}^2/a_0^2}, \tag{3}$$

где I_0 — характерное значение интенсивности, a_0 — ширина пучка, $\xi(\mathbf{r})$ — комплексный случайный стационарный процесс с нулевым средним значением, с корреляционной функцией гауссова типа, с радиусом корреляции $r_0 \ll a_0$ и с единичной дисперсией $\sigma_\xi^2=1$; $f(t)$ — временная огибающая импульса. Анализируются прямоугольные импульсы $(f(t)=1)$ с длительностью T_0.

Для коротких импульсов $T_0<\tau_\chi$ $(\tau_\chi=a_0/\chi$ — характерное время теплопереноса среды) реализуется нестационарный режим теплового самовоздействия и в уравнении (2) термодиффузией можно пренебречь. Так, например, при распространении светового пучка с шириной $a_0\sim 5$ см в атмосфере уже при длительности $T_0\sim 10^{-1}$ с вклад термодиффузии в образование температурного канала распространения становится несущественным.

Для аналитического решения задачи используется метод заданного нелинейного канала, позволяющий линеаризовать уравнение (1) и записать его решение в виде интеграла от функции Грина. Рассматриваются мощные импульсы, когда $L_{нл}<L_д$, где

$$L_{нл}=a_0\left(\frac{n_0}{\Delta n(\mathbf{r}=0,\ t=0)}\right)^{1/2}=a_0\left(\frac{\rho c_p n_0}{|n_T|\alpha I_0 T_0}\right)^{1/2},\quad L_д=\frac{1}{2}ka_0^2 \tag{4}$$

— длины нелинейного самовоздействия и дифракционного расплывания соответственно. Использование приближенного аналитического метода накладывает ограничение на протяженность трассы: $z<L_{\text{нл}}$. Для пучка с шириной $a_0 \sim 5$ см, с длительностью $T_0 \sim 10^{-2}$ с в атмосфере $L_{\text{нл}} \sim 1{,}5$ км.

Опуская промежуточные вычисления, запишем выражение для модуля пространственно-временной корреляционной функции (ПВКФ) поля в приосевом приближении ($|\mathbf{r}_1|, |\mathbf{r}_2| < a_0$):

$$|\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1, t_2, z)| = I_0 \left(\frac{a_0}{a(z,t)}\right)^2 \exp\left\{-\frac{\mathbf{r}_1^2+\mathbf{r}_2^2}{a^2(z,t)} - \right.$$

$$\left. - \frac{(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)^2}{r_{\text{к}}^2(z,t)} - \frac{(t_1-t_2)^2}{\tau_{\text{к}}^2(z,t,\mathbf{R})}\right\}, \quad (5)$$

где

$$a(z,t) = a_0\left[1 + 2N_0\frac{z^2}{L_{\text{д}}^2} + 2N_0 h^2(\alpha z)\frac{z^4}{L_{\text{нл}}^4}(1/2+t/T_0)^2\right]^{1/2},$$

$$t = \frac{1}{2}(t_1+t_2), \quad N_0 = \frac{a_0^2}{r_0^2}, \quad (6)$$

$$r_{\text{к}}(z,t) = r_0\left[1 + 2N_0\frac{z^2}{L_{\text{д}}^2} - h^2(\alpha z)\frac{z^2L_{\text{д}}^2}{L_{\text{нл}}^4}(1/2+t/T_0)^2\right]^{1/2}, \quad (7)$$

$$\tau_{\text{к}}(z,t,\mathbf{R}) = T_0\frac{L_{\text{нл}}^2}{zL_{\text{д}}h(\alpha z)(1/2+t/T_0)}e^{2\mathbf{R}^2/a_0^2}, \quad (8)$$

$$\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1+\mathbf{r}_2), \quad h(\alpha, z) = \frac{1-e^{-\alpha z}}{\alpha z}.$$

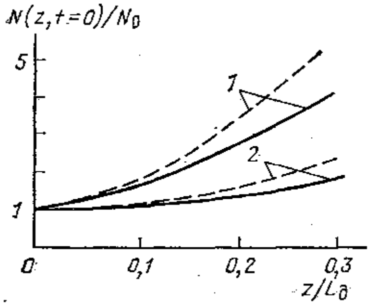

Рис. 1. Зависимость числа пространственных неоднородностей от пройденного пути в случае слабого затухания ($h(\alpha z) \simeq 1$) для $L_{\text{нл}}=0{,}3L_{\text{д}}$ (*1*) и $0{,}5L_{\text{д}}$ (*2*) при $N_0=3$ (сплошные кривые) и 5 (пунктир)

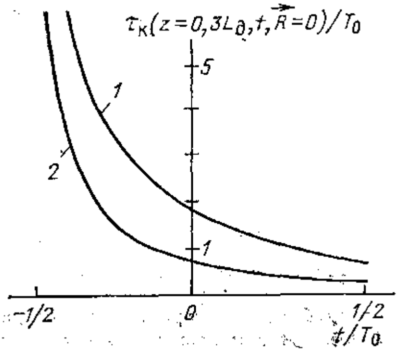

Рис. 2. Изменение времени когерентности по длине импульса в случае слабого затухания для $L_{\text{нл}}=0{,}5L_{\text{д}}$ (*1*) и $0{,}3\,L_{\text{д}}$ (*2*)

Нетрудно видеть, что тепловое самовоздействие способствует дополнительному уширению импульса и приводит к уменьшению радиуса пространственной когерентности. Нестационарный режим самовоздействия приводит к зависимости от времени t ширины $a(z)$ и радиуса корреляции $r_{\text{к}}(z)$ по длине импульса. Число пространственных неоднородностей в том же приближении, что и (6), (7),

$$N(z,\ t)=\left[\frac{a(z,\ t)}{r_{\text{к}}(z,\ t)}\right]^2=N_0\left[1+2N_0h^2(\alpha z)\frac{z^4}{L_{\text{нл}}^4}(1/2+t/T_0)^2+\right.$$

$$\left.+h^2(\alpha z)\frac{z^2L_{\text{д}}^2}{L_{\text{нл}}^4}(1/2+t/T_0)^2\right]$$

растет с распространением импульса, что говорит об ухудшении его пространственной модовой структуры (рис. 1).

Из (5) и (8) видно, что первоначально когерентный во времени световой импульс с распространением становится случайно модулированным с неоднородным распределением времени когерентности $\tau_{\text{к}}$ по длительности импульса (рис. 2). Ухудшение временной когерентности светового импульса объясняется тем, что за счет нестационарного режима теплового самовоздействия нелинейное отклонение показателя преломления $n_{\text{нл}}=n_TT$ и дисперсия его пространственных флуктуаций становится зависящей от времени t по длительности импульса, а наведенный таким образом канал влияет на преобразование не только пространственных, но и временных характеристик импульса.

Проведенные расчеты показывают, что в случае стационарного режима самовоздействия для прямоугольного импульса нет аналогичного ухудшения его временной когерентности. Нет также ухудшения пространственной когерентности светового импульса за счет его начальной временной случайной модуляции при нестационарном режиме самовоздействия вследствие сглаживания временных флуктуаций в канале распространения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Чиркин А. С., Юсубов Ф. М.//Письма в ЖТФ. 1981. 7. С. 13. [2] Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гуревич А. С. и др.//Квант. электроника. 1980. 7. С. 545. [3] Чиркин А. С., Юсубов Ф. М.//Там же. 1983. 10. С. 1833. [4] Кандидов В. П., Шленов С. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 2. С. 51. [5] Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. Н.//Квант. электроника. 1984. 11. С. 1459. [6] Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н.//Тез. докл. IX Всесоюз. симп. по распространению и дифракции волн. Тбилиси, 1985. 2. С. 149.

Поступила в редакцию
16.12.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 6

УДК 537.226.8

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В СУБМИКРОННЫХ ЗАЗОРАХ

Ф. В. Булыгин, С. П. Вятчанин

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Разработана и опробована методика, позволяющая получить субмикронный емкостный зазор и определить его величину без непосредственного измерения. Впервые измерена величина квадратичной диэлектрической нелинейности ряда диэлектрических жидкостей в СВЧ диапазоне частот.

Диэлектрики, обладающие сильной квадратичной зависимостью проницаемости ε от электрического поля $E:\varepsilon(E)=\varepsilon_0(1+\alpha E^2)$ и малыми потерями могут применяться при решении ряда физических задач, в частности при реализации квантовых невозмущающих измерений [1]. Емкость C, заполненную таким диэлектриком, удобно характеризовать энергетическим коэффициентом нелинейности $B=C^{-1}dC/d\mathcal{E}$ ($\mathcal{E}$ — энергия, запасенная в конденсаторе). Для плоского конденсатора с зазором d при $\alpha E^2\ll1$ коэффициент $B=2\alpha/Cd^2$. Как видно, достижение больших B возможно не только при больших величинах α, но и при малых зазорах d.

В случае неизотропной диспергирующей среды величина α является тензором, зависящим от трех частот: $\alpha=\alpha(\omega_i,\ \omega_j,\ \omega_k)$. Различные теории нелинейности диэлектрической проницаемости часто не согласуются с экспериментом или согласуются лишь качественно. Данные о величине α различных веществ в широком частотном диапа-