

# Аксиально-симметричная петлевая схема обращения волнового фронта с широкополосными продольно-диспергированными световыми пучками

В.И.Одинцов

*Предложена петлевая схема обращения волнового фронта на основе аксиально-симметричного четырехволнового взаимодействия сфокусированных световых пучков. Показано, что при внесении продольной дисперсии в световые пучки она позволяет обращать волновой фронт пространственно-когерентного излучения с широким спектром. Оценена область когерентного взаимодействия сфокусированных продольно-диспергированных световых пучков.*

**Ключевые слова:** обращение волнового фронта, излучение с широким спектром, диспергированные световые пучки.

## 1. Введение

Когерентное обращение волнового фронта (ОВФ) широкополосного излучения может быть получено при четырехволновом взаимодействии (ЧВВ) пересекающихся световых пучков на крупномасштабной динамической решетке. Такое взаимодействие осуществляется, в частности, в петлевой схеме ОВФ [1], если пучки накачки входят в область пересечения с разных сторон нелинейной среды. Однако в обычных условиях существует ограничение на ширину спектра излучения  $\Delta\lambda$ , обусловленное непараллельностью слоев когерентности пересекающихся пучков [2], которое можно записать в виде

$$\frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}} \ll \frac{1}{p(N_1^{1/2} + N_2^{1/2})}, \quad (1)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  – числа поперечных мод двух взаимодействующих пучков с угловыми расходимостями  $2\theta_1$  и  $2\theta_2$ , пересекающихся под углом  $\psi$ ;  $p = \psi/(\theta_1 + \theta_2)$  характеризует угловое разделение пучков;  $\bar{\lambda}$  – средняя длина волны.

Как было показано в [2], ограничение на  $\Delta\lambda$  может быть снято при использовании диспергированных световых пучков. В диспергированном пучке слои когерентности наклонены к фазовым фронтам и не перпендикулярны оси пучка. Это позволяет при соответствующей величине угла  $\psi$  сделать слои когерентности пересекающихся пучков параллельными друг другу, распространяя тем самым область когерентного взаимодействия на всё сечение независимо от  $\Delta\lambda$ . В качестве диспергирующего элемента можно использовать прозрачную дифракционную решетку с треугольным профилем штриха, работающую в одном порядке, или заменяющий ее киноформ, а также отражательную дифракционную решетку эшелетт.

В настоящей работе показано, что наряду со схемой ЧВВ в пересекающихся световых пучках возможна и ак-

сиально-симметричная схема со сфокусированными пучками, которые различаются положением областей фокусировки. Для увеличения допустимой ширины спектра излучения в ней могут быть использованы продольно-диспергированные световые пучки. Дано теоретическое обоснование этого метода и рассмотрено его использование в петлевой схеме ОВФ.

## 2. Аксиально-симметричная схема ЧВВ

Аксиально-симметричная схема ЧВВ сфокусированных световых пучков показана на рис.1. Здесь  $L1$  и  $L2$  – встречные сфокусированные пучки накачки,  $A_1$  и  $A_2$  – точки фокусировки, положение которых на оси  $z$  зависит от  $\lambda$ . Продольную дисперсию в световой пучок вносит сама фокусирующая система, фокусное расстояние которой изменяется с  $\lambda$ . В нелинейной среде  $l$  генерируются обращенные к пучкам накачки волны  $R1$  и  $R2$ . Петлевая схема ОВФ осуществляется при введении петли обратной связи, по которой излучение пучков  $L1$  и  $R2$  возвращается справа в нелинейную среду в виде пучков  $L2$  и  $R1$ . Если петля обратной связи отсутствует и второй пучок накачки  $L2$  вводится независимо от пучка  $L1$ , то получаем аксиально-симметричный вариант схемы двустороннего обращаемого зеркала [3]. Для «классического» ЧВВ с сопряженными опорными волнами  $L1$  и  $L2$  на рис.1 надо поменять местами обозначения  $L2 \leftrightarrow R1$ .

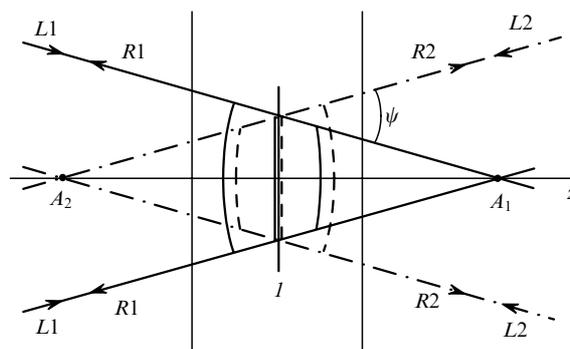


Рис.1. Аксиально-симметричная схема ЧВВ сфокусированных световых пучков;  $l$  – нелинейная среда.

В.И.Одинцов, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; http://www.phys.msu.su; e-mail: vodintsov@mtu-net.ru

В общем случае слой когерентности фиксируется заданием некоторой точки  $S$  и определяется пространственным распределением модуля комплексной степени когерентности, вычисляемой через поля в точках  $S$  и  $P(x, y, z)$ :  $|\gamma_{SP}| = |\gamma_S(x, y, z)|$ . Положение и кривизну слоя когерентности будем определять по поверхности максимальной когерентности, которая проходит через точку  $S$ . Если фокусное расстояние не зависит от  $\lambda$  и продольная дисперсия не вносится, то слои когерентности совпадают с фазовыми фронтами и у пучков  $L1$  и  $L2$  оказываются разными (ввиду их разной фокусировки). Соответственно не совпадают в пространстве и слои когерентности у пучков  $L1$  и  $R2$ , а также  $L2$  и  $R1$ . Степень несовпадения слоев когерентности тем больше, чем больше угол  $\psi$  (см. рис.1), а он для разделения пучков с учетом их нерегулярной угловой расходимости должен быть достаточно велик.

При различной кривизне слоев когерентности эффективное когерентное взаимодействие по всему сечению возможно лишь в том случае, если их толщина, определяемая длиной когерентности излучения  $l_c = \bar{\lambda}^2/\Delta\lambda$ , достаточно велика, т. е. при определенном ограничении  $\Delta\lambda$ . Это ограничение будет иметь тот же вид (1), что и для пересекающихся нефокусированных пучков, если  $\psi$  соответствует углу, показанному на рис.1, а  $\theta_1, \theta_2$  являются нерегулярными угловыми расходимостями пучков в плоскости совпадения их поперечных сечений. При внесении продольной дисперсии можно достичь совмещения в некоторой области пространства слоев когерентности пучков  $L1$  и  $L2$ , а с ними и слоев когерентности пучков  $R1$  и  $R2$ . Совмещение слоев когерентности диспергированных пучков  $L1$  (сплошные линии) и  $L2$  (штрих-пунктир) иллюстрируется на рис.1.

Пространственная когерентность и область когерентного взаимодействия продольно-диспергированных световых пучков будут рассмотрены в следующем разделе для случая фокусирующих систем с линейной оптической силой  $\Phi = a + b\lambda$  ( $a$  и  $b$  – некоторые числовые коэффициенты), которые не нарушают пространственную когерентность светового пучка. «Линейными» фокусирующими системами являются растровая «плоская линза» и линзовый киноформ ( $a = 0$ ), ахроматическая линза, составленная из соприкасающихся тонких линз ( $b = 0$ ), а также любая их комбинация. Что касается обычной линзы, то нелинейность показателя преломления  $n(\lambda)$  обуславливает нелинейность  $\Phi(\lambda)$  и наличие дисперсии групповой скорости излучения, что ограничивает область когерентности в поперечном сечении сфокусированного пучка. В этих условиях допустимая ширина спектра при аппроксимации  $n(\lambda)$  формулой Коши есть  $\Delta\lambda/\lambda \approx [(\Delta\lambda/\lambda)_a]^{1/2}$ , где  $(\Delta\lambda/\lambda)_a$  – допустимая ширина спектра в отсутствие дисперсии (такое же соотношение имеет место и для пересекающихся нефокусированных пучков, если в качестве диспергирующего элемента используется обычная призма).

### 3. Пространственная когерентность сфокусированных продольно-диспергированных световых пучков

Пусть непосредственно перед фокусирующей системой поле исходного нефокусированного пучка является строго пространственно-когерентным и имеет плоский слой когерентности, ориентированный перпендикулярно

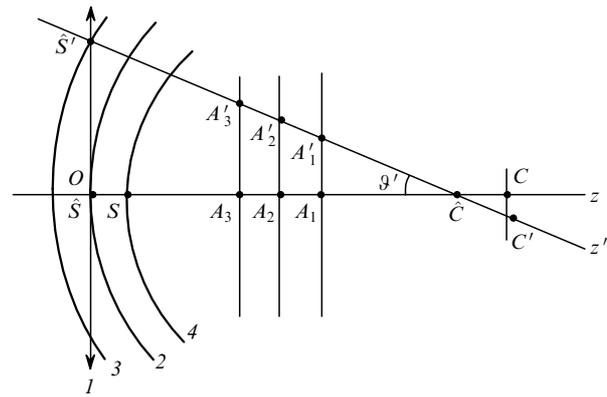


Рис.2. Фокусировка  $E(\mathbf{a})$ -полей фокусирующей системой: 1 – фокусирующая система; 2 – сфера пространственной когерентности ( $\mathbf{a} = 0$ ); 3 – сфера пространственной когерентности ( $\mathbf{a} = \mathbf{a}'$ ); 4 – сферический слой когерентности поля с центром в точке  $C$ ;  $C'$  – центр слоя когерентности поля  $E_F(\mathbf{a}')$ , коррелированного со слоем 4.

оси  $z$ . Такое поле можно представить в виде суммы коррелированно изменяющихся во времени пространственно-когерентных  $E(\mathbf{a})$ -полей, каждое из которых есть суперпозиция плоских волн с перпендикулярными к оси  $z$  составляющими волновых векторов  $\mathbf{k}_\perp = \mathbf{a}$  [2]. Поле сфокусированного пучка будем представлять в виде суперпозиции парциальных полей, возникающих при фокусировке отдельных  $E(\mathbf{a})$ -полей.

Одномерное множество точек фокусировки (центров сферических волн), возникающих при падении на линейную фокусирующую систему одного  $E(\mathbf{a})$ -поля, и связанное с ними парциальное поле обозначим соответственно  $A_F(\mathbf{a})$  и  $E_F(\mathbf{a})$ , где  $F = \{a, b, z_0\}$  характеризует положение и параметры фокусирующей системы,  $z_0$  – координата ее центра – точки  $O$ , лежащей на оси  $z$ . На рис.2 изображены точки фокусировки, возникающие при падении на фокусирующую систему двух  $E(\mathbf{a})$ -полей с векторами  $\mathbf{a} = 0$  (точки  $A_1, A_2, A_3$ ) и  $\mathbf{a} = \mathbf{a}'$  (точки  $A'_1, A'_2, A'_3$ ). Все точки фокусировки множества  $A_F(\mathbf{a})$  лежат на одной прямой, проходящей через общую для таких множеств точку  $\hat{S}$ . Поля, связанные с отдельными точками фокусировки, парциальные поля и суммарное поле будем считать определенными в неограниченном свободном пространстве. При расчете степени когерентности изменение падающего на фокусирующую систему поля по времени и поперечным координатам будем рассматривать как стационарный гауссов случайный процесс.

#### 3.1. Пространственная когерентность парциальных полей

Рассмотрим когерентные свойства парциального поля  $E_F(0)$  (поля с  $\mathbf{a} \neq 0$  рассматриваются аналогично). Координаты точек фокусировки  $A_i(\lambda)$  на оси  $z$  даются выражением

$$z(\lambda) = z_0 + \frac{1}{a + b\lambda}. \quad (2)$$

Суммируя поля, связанные с центрами сферических волн  $A_i(\lambda)$ , находим, что в рамках параксиального приближения результирующее поле  $E_F(0)$  строго пространственно-когерентно на сфере радиусом  $\hat{R} = 1/a$ , точка пересечения которой  $\hat{S}$  с осью  $z$  имеет координату  $z(\hat{S}) = z_0$  и, следовательно, совпадает с центром фокусирующей системы – точкой  $O$ . Центр сферы пространственной когерентности располагается в точке  $C$  (рис.2). Множество



$$D_c = 2K \frac{l_c}{\theta|\tilde{q}|} \frac{(1 - \bar{\xi})^2}{|\bar{\xi}|}, \quad (5)$$

где  $K = \sqrt{2}\pi^{-1} \ln 2 (\gamma_E^{-4} - 1)^{1/2}$ .

### 3.3. Взаимная когерентность двух сфокусированных диспергированных пучков с коррелированными слоями когерентности

Наряду с рассмотренным выше нарушением пространственной когерентности каждого из взаимодействующих пучков, на протяженность области когерентного ЧВВ влияет и нарушение пространственного совпадения слоев когерентности разных пучков.

Возьмем пучки  $L1$  и  $L2$  (см. рис. 1) в виде парциальных полей при  $\alpha = 0$ . Пусть сферы пространственной когерентности этих пучков совмещены друг с другом. Для определенности примем, что пучок  $L2$  может быть получен отражением пучка  $L1$  от сферического зеркала, совпадающего со сферой пространственной когерентности. Слои когерентности обращенного к  $L2$  пучка  $R2$  совпадают со слоями когерентности пучка  $L2$ . Это позволяет далее вместо пучка  $L2$  рассматривать пучок  $R2$ , непосредственно взаимодействующий с почти попутным пучком  $L1$ . При учете этого взаимодействия слои когерентности пучка  $R2$  оказываются коррелированными со слоями когерентности пучка  $L1$ .

Если на общей сфере пространственной когерентности коррелированные слои когерентности пучков  $L1$  и  $R2$  совпадают, то при удалении от нее их кривизна, определяемая из выражения (3), начинает различаться. В результате коррелированные слои когерентности, совпадая на оси  $z$ , все более расходятся с приближением к краям пучка.

Коэффициент корреляции взаимодействующих полей  $L1$  и  $R2$  в точке  $P$  определим соотношением

$$\gamma_{\text{int}}(P) = \frac{A_{L1}(P, t) A_{R2}^*(P, t)}{[|A_{L1}(P, t)|^2]^{1/2} [ |A_{R2}(P, t)|^2 ]^{1/2}}, \quad (6)$$

где  $A_{L1}$  и  $A_{R2}$  – огибающие, а черта означает усреднение по времени.

Задав на границах области когерентного взаимодействия пучков  $L1$  и  $R2$  значение  $|\gamma_{\text{int}}|$ , получим её поперечный размер

$$D_c^{\text{int}} = 2K_{\text{int}} \frac{(l_c|\tilde{\rho}|)^{1/2}}{|\tilde{q}|^{3/2}|\bar{\xi}|} \left| \left[ 1 - (1 - \tilde{q})\bar{\xi} \right]^2 - \tilde{q}^2\bar{\xi}^2 \right|, \quad (7)$$

где

$$K_{\text{int}} = \frac{(\ln 2)^{1/4}}{\sqrt{\pi}} \left( \ln \frac{1}{|\gamma_{\text{int}}|} \right)^{1/4}.$$

Здесь параметры  $\tilde{\rho}$ ,  $\tilde{q}$  и  $\bar{\xi}$  относятся к какому-то одному из взаимодействующих пучков. При замене их параметрами другого пучка  $D_c^{\text{int}}$  не изменяется. При выводе формулы (7) предполагалась, что каждый из взаимодействующих пучков пространственно когерентен.

В случае  $\tilde{R} = \infty$ , когда  $\tilde{q} = 1$ , зависимость  $D_c^{\text{int}}$  от  $\bar{\xi}$  симметрична относительно плоскости пространственной когерентности. Пусть пучки расположены так же, как на рис.1. Тогда в области  $\bar{\xi} > 0$  имеем  $D_{L1} < D_{R2}$ , так что  $D_c^{\text{int}}$  надо сравнивать с  $D_{L1}$ , а в области  $\bar{\xi} < 0$ , напротив,  $D_{R2} < D_{L1}$  и  $D_c^{\text{int}}$  следует сопоставлять с  $D_{R2}$ . Ввиду очевидной симметрии достаточно рассмотреть одну из этих областей.

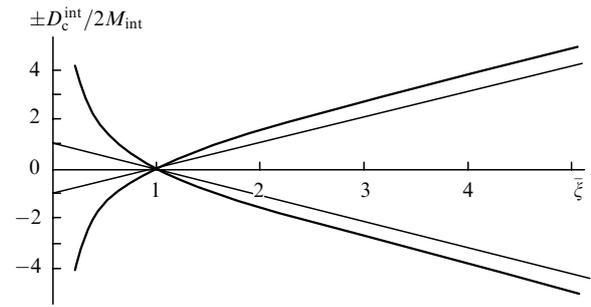


Рис.4. Зависимость  $D_c^{\text{int}}$  от  $\bar{\xi}$ .

На рис. 4 представлена зависимость  $D_c^{\text{int}}$  от  $\bar{\xi}$  при  $\tilde{q} = 1$  в области  $\bar{\xi} > 0$ . Здесь введено обозначение  $M_{\text{int}} = K_{\text{int}}(l_c|\tilde{\rho}|)^{1/2}$ , и  $D_{L1} < D_c^{\text{int}}$ , если  $\bar{\xi} < \bar{\xi}_c$ , где  $\bar{\xi}_c = (\varphi/\tilde{\varphi}_{\text{int}} - 1)^{-1}$  при  $\varphi > \tilde{\varphi}_{\text{int}}$  и  $\bar{\xi}_c = \infty$  при  $\varphi < \tilde{\varphi}_{\text{int}}$ ;  $\tilde{\varphi}_{\text{int}} = K_{\text{int}}(l_c/|\tilde{\rho}|)^{1/2}$ . Величина  $2\tilde{\varphi}_{\text{int}}$  определяет угловой растр области когерентного взаимодействия пучков в дальней зоне. Аналогичные результаты при  $\alpha \neq 0$  могут быть получены и для  $E_F(\alpha)$ -полей.

В области  $0 < \bar{\xi} < 1$  нарушение когерентного взаимодействия двух пучков, обусловленное различием радиусов кривизны их слоев когерентности, и рассмотренное ранее нарушение пространственной когерентности отдельного пучка в типичных условиях характеризуются сопоставимыми значениями  $d$ . Поэтому при определении протяженности области когерентного ЧВВ должны учитываться оба этих фактора.

В заключение настоящего раздела коротко остановимся на преобразовании точек фокусировки, сфер пространственной когерентности и слоев когерентности парциальных полей ахроматической оптической системой. Из когерентной системы точек фокусировки также образуется когерентная система. Точка пересечения ее сферы пространственной когерентности с осью системы и центр этой сферы являются соответственно изображениями точки  $S(\alpha)$  (точки  $\hat{S}$  и  $\hat{S}'$  на рис.2) и точки  $\hat{C}$  для исходного парциального поля. Так же преобразуются точки  $S(\alpha)$  и  $C(\alpha)$ , характеризующие слои когерентности исходного парциального поля, – соответствующие точки для слоев когерентности преобразованного поля являются их изображениями.

### 4. Петлевая схема ОВФ

На рис. 5 представлен один из возможных вариантов аксиально-симметричной петлевой схемы ОВФ с продольно-диспергированными пучками накачки. Показан ход лучей при падении на киноформную линзу  $l$  только

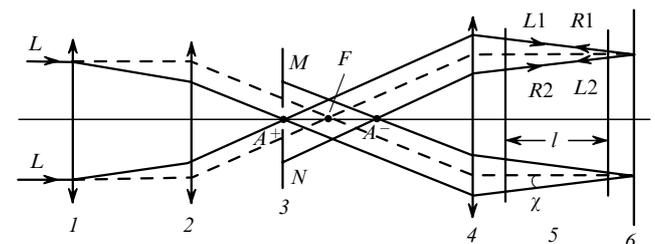


Рис.5. Аксиально-симметричная петлевая схема ОВФ с продольно-диспергированными световыми пучками:  $l$  – длиннофокусная киноформная линза; 2, 4 – софокусные ахроматические линзы с общим фокусом в точке  $F$ ; 3 – диафрагма; 5 – нелинейная среда; 6 – плоское зеркало.

одной монохроматической плоской волны  $L$ . В результате прохождения светового пучка через киноформную линзу 1 и ахроматическую линзу 2 возникает точка фокусировки  $A^+$ . Поскольку для киноформной линзы 1 фокусное расстояние  $f_1 \propto 1/\lambda$ , то положение точки  $A^+$  на оптической оси системы зависит от  $\lambda$ . Ахроматическая линза 4 формирует слабо сходящийся пучок  $L1$  в кювете с нелинейной средой 5. Второй пучок накачки  $L2$  получается отражением пучка  $L1$  от плоского зеркала  $b$  (вместо зеркала  $b$  можно использовать и другие возвращающие системы). После прохождения линзы 4 он фокусируется в точке  $A^-$  и за исключением малой центральной части задерживается диафрагмой 3. Обращенная к пучку накачки  $L2$  волна  $R2$  возникает на левой границе нелинейной среды и переходит после отражения от зеркала  $b$  в волну  $R1$ , обращенную к пучку накачки  $L1$ . Как и пучок накачки  $L1$ , волна  $R1$  проходит через отверстие в диафрагме 3.

Доля интенсивности пучка  $L2$ , проходящая через отверстие в диафрагме 3, есть

$$\eta = \left(\frac{2r_d}{MN}\right)^2 \approx \frac{\mu^2}{4} \left(\frac{1}{p} + \frac{\Delta\lambda}{2\bar{\lambda}}\right)^2 \approx \frac{\mu^2}{4p^2}, \quad (8)$$

где  $2r_d$  – диаметр отверстия;  $p = \chi/\theta$ ;  $2\theta$  – нерегулярная угловая расходимость у зеркала  $b$ ;  $\chi$  – угол, показанный на рис.5;  $\mu = r_d/(f_2\theta_1)$ ;  $f_2$  – фокусное расстояние линзы 2;  $2\theta_1$  – угловая расходимость пучка, падающего на киноформную линзу 1. При  $p = 5$  и  $\mu = 2.2$  (интенсивность падающего слева пучка с гауссовым угловым спектром уменьшается примерно на 3%) получаем  $\eta \approx 5\%$ .

Фокусное расстояние  $\bar{f}_1$  линзы 1 на длине волны  $\bar{\lambda}$  связано с диаметром падающего на нее пучка  $D_L$  соотношением

$$\bar{f}_1 = \frac{D_L}{2p\theta_1} = \frac{\pi D_L^2}{4p\bar{\lambda}\sqrt{N}}$$

( $N$  – число поперечных мод). Варьируя увеличение  $Y$  телескопической системы линз 2 и 4, можно изменять диаметр пучка  $D$  на зеркале  $b$  ( $D = D_L Y$ ) и параметр  $\bar{\rho} = D/2\chi = \bar{f}_1 Y^2$ . Поскольку длина когерентного взаимодействия, рассчитываемая в соответствии с (5) и (7), пропорциональна  $D^2$ , то при изменении  $D$  надо изменять и длину среды  $l \propto D^2$ .

Приведем численные оценки при  $\Delta\lambda/\lambda = 5 \times 10^{-2}$ ,  $N = 2000$  и  $p = 5$ . Для простоты будем учитывать только длину когерентного взаимодействия  $L$ - и  $R$ -пучков, поскольку при взятых параметрах нарушение пространственной когерентности отдельных пучков происходит на большей длине. Задав на границе пучков  $|\gamma_{\text{int}}| = 0.7$ , получим  $\bar{\xi}_c = 0.27$ . При  $\bar{\lambda} = 10^{-4}$  см и  $D = 1$  см имеем  $\bar{\rho} = 35$  см, и длина когерентного взаимодействия  $d_c = \bar{\xi}_c \bar{\rho}$ , ограничивающая длину нелинейной среды  $l$ , оказывается равной  $\sim 9$  см.

Используя нелинейность вынужденного рассеяния и полагая  $l = d_c$ , получим, что пороговая мощность накачки  $P_L = p\bar{\lambda}\sqrt{N}/(\beta\bar{\xi}_c)$ , где  $\beta$  – удельный коэффициент усиления вынужденного рассеяния. При  $\beta \approx 10^{-3}$  см/МВт (комбинационная и керровская нелинейности)  $P_L \approx 80$  МВт. Намного меньших пороговых мощностей следует ожидать при использовании нелинейности насыщения в красителях, если  $\bar{\lambda}$  попадает на коротковолновое крыло широкой линии поглощения [6].

## 5. Заключение

Совмещение слоев когерентности диспергированных световых пучков с целью расширения области когерентного взаимодействия может найти применение не только в когерентном ОВФ-излучении с большой шириной спектра, но и в других задачах нелинейной оптики, а также в голографии (отметим, что при ЧВВ совмещение слоев когерентности взаимодействующих пучков необходимо и при малом времени релаксации динамической решетки, меньшем обратной ширины спектра излучения). Наряду с этим внесение дисперсии позволяет осуществлять наложение друг на друга сверхкоротких импульсов в пересекающихся или по-разному сфокусированных лазерных пучках.

В отличие от поперечной дисперсии, дающей асимметричный световой пучок, продольная дисперсия сохраняет аксиально-симметричную геометрию пучка. Аксиально-симметричные схемы ОВФ в любых условиях, в том числе в режиме истощения накачки, исключают угловое отклонение выходящего обращенного пучка от падающего пучка накачки. Во избежание снижения качества ОВФ в аксиально-симметричных схемах целесообразно использовать только такие виды нелинейности, для которых время релаксации динамической решетки не зависит от ее пространственного периода.

При распространении диспергированного пучка нарушение пространственной когерентности происходит тем быстрее, чем сильнее отличие слоев когерентности от фазовых фронтов. Оно существенно превышает нарушение пространственной когерентности недиспергированного пучка. Поэтому в настоящей работе большое внимание уделено расчету когерентных свойств сфокусированных диспергированных пучков. Использование метода парциальных полей позволило получить простые аналитические выражения, характеризующие пространственную когерентность и область когерентного взаимодействия сфокусированных продольно-диспергированных пучков.

Используя продольно-диспергированные пучки, можно получить кольцевую ахроматическую интерференционную картину, аналогичную ахроматическим полосам в [2,4,5]. Она может наблюдаться и с пространственно-некогерентными световыми пучками, полученными делением одного и того же исходного пучка и различающимися положением областей фокусировки. В этом случае внесение продольной дисперсии дает возможность совместить идентичные слои обоих пучков [5]. При использовании для фокусировки обычных линз в кольцевой интерференционной картине должны образовываться «провалы» видности, аналогичные наблюдавшимся в [2, 5].

1. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. *Лазеры на динамических решетках* (М.: Наука, 1990, гл. 4).
2. Одинцов В.И., Соколова Е.Ю. *Квантовая электроника*, **21**, 778 (1994).
3. Sternklar S., Weiss S., Segev M., Fisher B. *Opt. Lett.*, **11**, 528 (1986).
4. Дитчберн Р. *Физическая оптика* (М.: Наука, 1965, с. 127).
5. Одинцов В.И., Соколова Е.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 273 (1998).
6. Николаев Д.А., Одинцов В.И. *Квантовая электроника*, **20**, 1130 (1993).