<Оптика атмосферы и океана>, **7**, №10 (1994)

УДК 534. 222

И.П. Лукин

ПРОСВЕЧИВАНИЕ РЕФРАКЦИОННЫХ КАНАЛОВ

Теоретически исследована структура зондирующего пучка оптического излучения, прошедшего рефракционный канал перпендикулярно к оптической оси канала. На базе метода Гюйгенса-Кирхгофа получено аналитическое решение для функции взаимной когерентности второго порядка поля зондирующего излучения. Установлены условия, при которых реализуется максимальная чувствительность характеристик зондирующего оптического пучка к параметрам рефракционного канала. Показано, что искривление волнового фронта зондирующего пучка достаточно велико для того, чтобы обеспечить приемлемую точность измерения параметров канала. Даны оценки условий малости аберрационных искажений зондирующего пучка.

Известно, что при тепловом [1–2] или резонансном [3–4] самовоздействии интенсивного оптического излучения возникают зоны с регулярным изменением показателя преломления среды – рефракционные каналы [1–4]. Потребность в информации о характеристиках рефракционных каналов – диаметре ($d_к$) и изменении относительной диэлектрической проницаемости среды на оси рефракционного канала (ε_2) – может возникать при бесконтактной метрологии интенсивного оптического излучения [5–7], калориметрической спектроскопии веществ [8, 9] и адаптивной коррекции искажений интенсивного оптического излучения [10].

В последнее время наиболее широко при зондировании рефракционных каналов используются оптические методы. Обычно рефракционный канал просвечивают зондирующим излучением вдоль оптической оси [1–7]. В этом случае рефракционный канал рассматривается либо как безаберрационная линзоподобная среда [1, 2, 5–7], либо как среда с малыми аберрациями [11]. Однако подобная схема измерения не всегда реализуема на практике. Это связано как с необходимостью преодоления больших технических трудностей по вводу и выводу зондирующего излучения в канал интенсивного оптического излучения и из него, так и с сильным влиянием аберраций рефракционного канала на измеряемые характеристики зондирующего излучения.

Для преодоления указанных трудностей применяются методы бокового просвечивания рефракционных каналов [12–13]. Данная схема использовалась для измерения концентрации и скорости движения поглощающего вещества по изменению интенсивности зондирующего излучения за точечной диафрагмой (метод термолинзы) или положения центра тяжести зондирующего лазерного пучка (мираж-эффект). В данной статье проведено теоретическое исследование структуры зондирующего пучка оптического излучения, прошедшего рефракционный канал перпендикулярно к оптической оси рефракционного канала.

Не умаляя общности постановки задачи, рассмотрим следующую геометрическую схему измерителя. Пусть источник пучка зондирующего оптического излучения находится в начале координат и излучает в положительном направлении оси OX. Поле источника зондирующего излучения в плоскости $x = 0$ зададим в виде гауссовского пучка

$$E(0, \rho) = E_0 \exp\left\{-\frac{\rho^2}{2\,a_0^2} - \frac{i\,\kappa}{2\,R_0}\,\rho^2\right\}, \tag{1}$$

где E_0 – начальная амплитуда зондирующего излучения; a_0 – начальный радиус зондирующего пучка; R_0 – радиус кривизны волнового фронта в центре излучающей апертуры; $\kappa = 2\pi / \lambda$, λ – длина волны зондирующего излучения в вакууме; $\rho = \{y, z\}$ – поперечная направлению распространения зондирующего излучения координата.

Рассмотрим случай цилиндрического рефракционного канала с произвольным профилем изменения диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_2(x, \rho)$ в ограниченной области, вблизи оптической оси канала, от x_1 до x_2 ($\left|x_1 - x_2\right| \mid d_к \ll x_0$) и с оптической осью, параллельной оси OY и пересекающей ось OX в точке $x = x_0$, а ось OZ – в точке $z = z_0$. Поле от источника зондирующего излучения (1) вблизи канала ($x \simeq x_0$) имеет вид

$$E(x_0, \rho) = [E_0 \exp(i\,\kappa\,x_0) \,/\, (1 - \frac{x_0}{R_0} + i\,\frac{x_0}{\kappa\,a_0^2})] \exp\{-g(x_0)\,\rho^2\}, \tag{2}$$

где

$$g(x) = (1 + i\,\kappa\,a_0^2 / R_0) / [2\,a_0^2\,(1 - x / R_0 + i\,x / \kappa\,a_0^2)].$$

Для нахождения поля зондирующего излучения при $x > x_0$, т.е. прошедшего рефракционный канал, воспользуемся формулой Гюйгенса–Кирхгофа

$$E(x, \rho) = \frac{\kappa \exp[i\,\kappa(x - x_0)]}{2\pi\,i(x - x_0)} \int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} d\,\rho'\, E(x_0, \rho') \exp\left\{\frac{i\,\kappa}{2\,(x - x_0)}(\rho - \rho')^2 + \frac{i\,\kappa}{2}\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,\varepsilon_2(x', \rho')\right\}.$$

Так как масштабы изменения параметров рефракционного канала вдоль его оптической оси (оси OY) велики по сравнению с радиусом пучка зондирующего излучения, то значение диэлектрической проницаемости среды можно считать не зависящим от координаты y. В этом случае функцию взаимной когерентности второго порядка пучка зондирующего излучения запишем следующим образом:

$$\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = E(x, \rho_1)\,E^*(x, \rho_2) = \frac{\kappa^2}{4\pi^2(x - x_0)^2} \int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} d\,\rho' \int\!\!\int_{-\infty}^{\infty} d\,\rho''\, E(x_0, \rho')\,E^*(x_0, \rho'') \times$$

$$\times \exp\left\{\frac{i\,\kappa}{2\,(x - x_0)}(\rho_1 - \rho')^2 - \frac{i\,\kappa}{2\,(x - x_0)}(\rho_2 - \rho'')^2 + \frac{i\,\kappa}{2}\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,[\varepsilon_2(x', 0, z') - \varepsilon_2(x', 0, z'')]\right\}. \tag{3}$$

Подставив (2) в (3), вычислим интегралы по переменным y' и y'':

$$\Gamma_2(x, y_1, y_2, z_1, z_2) = \frac{E_0^2\,\kappa\,a_0^2}{2\pi(x - x_0)\,a_y(x)\,a(x_0)} \exp\left\{-\frac{y_1^2 + y_2^2}{2\,a_y^2(x)} - \frac{i\,\kappa}{2} S_y(x)\,(y_1^2 - y_2^2)\right\} \int_{-\infty}^{\infty} d\,z' \int_{-\infty}^{\infty} d\,z'' \times$$

$$\times \exp\left\{-g(x_0)\frac{(z')^2}{2\,a_0^2} - g^*(x_0)\frac{(z'')^2}{2\,a_0^2} + \frac{i\,\kappa\,(z_1 - z')^2}{2\,(x - x_0)} - \frac{i\,\kappa\,(z_2 - z'')^2}{2\,(x - x_0)} + \frac{i\,\kappa}{2}\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,[\varepsilon_2(x', 0, z') - \varepsilon_2(x', 0, z'')]\right\}, \tag{4}$$

где $a(x_0) = a_0\sqrt{(1 - \frac{x_0}{x}\mu)^2 + (x_0 / x)^2\,\Omega_0^{-2}}$ – радиус пучка зондирующего излучения на входе в рефракционный канал; $a_y(x) = a_0\sqrt{(1 - \mu)^2 + \Omega_0^{-2}}$ – текущий радиус пучка зондирующего излучения вдоль оси OY; $S_y(x) = (1 / x)\,[(1 - \mu)\,\mu - \Omega_0^{-2}] / [(1 - \mu)^2 + \Omega_0^{-2}]$ – текущая кривизна волнового фронта зондирующего излучения по оси OY; $\mu = x / R_0$ – параметр начальной фокусировки пучка; $\Omega_0 = \kappa\,a_0^2 / x$ – число Френеля передающей апертуры.

Представляя разность диэлектрических проницаемостей среды в (4) в виде разложения в ряд Тейлора, что возможно при выполнении условий $a_0 \ll d_к$ и $z_0 \ll d_к$,

$$\varepsilon_2(x', 0, z') - \varepsilon_2(x', 0, z'') \simeq \left.\frac{\partial\varepsilon(x', z)}{\partial z}\right|_{z=0} (z' - z'') + \frac{1}{2}\left.\frac{\partial^2\varepsilon(x', z)}{\partial z^2}\right|_{z=0} (z'^2 - z''^2) +$$

$$+\frac{1}{6}\frac{\partial^3\varepsilon(x',z)}{\partial z^3}\bigg|_{z=0}(z'^3-z''^3)+\frac{1}{24}\frac{\partial^4\varepsilon(x',z)}{\partial z^4}\bigg|_{z=0}(z'^4-z''^4)+\ldots, \qquad (5)$$

можно, ограничившись двумя первыми членами разложения (5), выполнить вычисления интегралов по z' и z'' в (4). В результате для функции взаимной когерентности второго порядка пучка зондирующего излучения, прошедшего рефракционный канал, получим простое аналитическое выражение

$$\Gamma_2(x, y_1, y_2, z_1, z_2) = E(x, y_1, z_1)\, E^*(x, y_2, z_2) = \frac{E_0^2\, a_0^2}{a_y(x)\, a_z(x)}\times$$

$$\times \exp\left\{-\frac{y_1^2+y_2^2}{2\, a_y^2(x)}-\frac{i\,\kappa}{2}S_y(x)\,(y_1^2-y_2^2)-\frac{(z_1-\alpha)^2+(z_2-\alpha)^2}{2\, a_z^2(x)}-\right.$$

$$\left.-\frac{i\,\kappa}{2}S_z(x)\,(z_1^2-z_2^2)+i\,\kappa\,\varphi(x)\frac{\alpha}{(x-x_0)}(z_1+z_2)\right\}, \qquad (6)$$

где

$$a_z(x) = a_0\sqrt{[(1-\mu)-(1-\frac{x_0}{x}\mu)\,\mu_к]^2+\Omega_0^{-2}\,[1-\frac{x_0}{x}\mu_к]^2}$$

– текущий радиус пучка зондирующего излучения вдоль оси OZ;

$$S_z(x) = -\frac{1}{a_z(x)}\frac{d\,a_z(x)}{d\,x}$$

– текущая кривизна волнового фронта зондирующего излучения по оси OZ;

$$\varphi(x) = -\frac{1}{a_z(x)}\frac{\delta\, a_z(x)}{\delta\,\mu_к}$$

– текущий регулярный наклон волнового фронта, обусловленный линейной неоднородностью профиля рефракционного канала; $\mu_к=(x-x_0)\,/\,R_к$ – параметр фокусировки рефракционного канала;

$$R_к = -2\,/\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,\frac{\partial^2\varepsilon(x',z)}{\partial\, z^2}\bigg|_{z=0}$$

– фокусное расстояние рефракционного канала в направлении оси OZ;

$$\alpha = \frac{1}{2}\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,\frac{\partial\,\varepsilon(x',z)}{\partial\, z}\bigg|_{z=0}(x-x_0)$$

– линейное смещение координаты центра тяжести зондирующего пучка.

Анализ функции взаимной когерентности второго порядка поля зондирующего излучения (6) показывает, что прохождение ограниченной области с изменяющимся значением диэлектрической проницаемости среды приводит к дополнительному по сравнению с распространением в однородной среде искривлению волнового фронта зондирующего излучения вдоль оси OZ (оси, перпендикулярной направлению распространения пучка зондирующего излучения и оптической оси рефракционного канала). Искривление волнового фронта, в свою очередь, вызывает дополнительное изменение значения радиуса пучка зондирующего излучения вдоль оси OZ, увеличивающееся по мере распространения в однородной среде после пересечения рефракционного канала. Характеристики зондирующего пучка в направлении оси OY (параллельной оптической оси рефракционного канала) не отличаются от соответствующих характеристик пучка, распространяющегося в свободном пространстве. Указанные выше эффекты проявляются лишь при $\left.\dfrac{\partial^2 \varepsilon(x', z)}{\partial z^2}\right|_{z=0} \neq 0$, т.е. в этом случае рефракционный канал обладает качествами цилиндрической линзы. Если $\left.\dfrac{\partial \varepsilon(x', z)}{\partial z}\right|_{z=0} \neq 0$, то кроме отмеченных явлений появятся дополнительный наклон волнового фронта и связанное с ним смещение центра тяжести зондирующего пучка, что вполне можно уподобить действию оптического клина.

Для широкого в дифракционном смысле пучка ($\Omega_0 \gg 1$), когда изменением характеристик зондирующего пучка из-за влияния дифракции можно пренебречь, текущие значения радиуса и кривизны волнового фронта пучка зондирующего излучения вдоль оси OZ соответственно равны

$$a_z(x) \mid a_0 \simeq (1-\mu) - (1 - \mu\, x_0 / x)\, \mu_к \mid ,$$

$$S_z(x) \simeq -\left(1/R_0 + (1 - x_0/R_0)/R_к\right) \Big/ \left((1-\mu) - (1 - \mu\, x_0/x)\, \mu_к\right) .$$

Отметим, что для зондирующего пучка, сфокусированного в точку вблизи оптической оси рефракционного канала ($R_0 = x_0$), его влияние будет минимальным: $a_z(x) \simeq a_0 \left| 1 - x/x_0 \right|$ и $S_z(x) \simeq -1/x_0\,(1 - x/x_0)$. В пределе $x \gg x_0$ происходит переход к сферической волне ($a_z(x) \gg a_0$, $S_z(x) \simeq 1/x$). В случае коллимированного пучка ($R_0 = \infty$, т.е. $\mu = 0$) параметры зондирующего пучка имеют вид

$$a_z(x) \simeq a_0 \left| 1 - \mu_к \right| = a_0 \left| 1 - \frac{x - x_0}{R_к} \right| , \tag{7}$$

$$S_z(x) \simeq -\frac{1}{R_к (1 - \mu_к)} = -\frac{1}{R_к - (x - x_0)}. \tag{8}$$

Для зондирующего пучка, сфокусированного в точку наблюдения ($R_0 = x$), влияние рефракционного канала будет описываться следующими формулами:

$$a_z(x) \simeq a_0\, (x - x_0)^2 / x\, R_к; \tag{9}$$

$$S_z(x) \simeq [R_к + (x - x_0)] / (x - x_0)^2. \tag{10}$$

Из (7) и (9) следует сделать вывод, что для измерения параметров рефракционных каналов методом термолинзы [8, 9], заключающимся в регистрации интенсивности зондирующего излучения через точечную диафрагму на оптической оси пучка, можно использовать либо коллимированный зондирующий пучок при $(x - x_0) \gg R_к$, когда полезный сигнал пропорционален

$$1 / \sqrt{a_z(x)} = \sqrt{R_к / a_0\, (x - x_0)} ,$$

либо зондирующий пучок, сфокусированный в точку наблюдения при $R_к < \kappa\, a_0^2$, когда

$$1 / \sqrt{a_z(x)} = \sqrt{x\, R_к / a_0\, (x - x_0)^2} .$$

Метод мираж-эффекта [8, 9, 12, 13], основанный на измерении смещения координаты центра тяжести зондирующего пучка

$$\alpha = \frac{1}{2} \int\limits_{x_1}^{x_2} d x' \left.\frac{\partial\, \varepsilon(x', z)}{\partial z}\right|_{z=0} (x - x_0) ,$$

слабо зависит от параметров зондирующего пучка. Видно, что чувствительность данных методов увеличивается с ростом x. В противоположность этому метод перефокусировки изображения, состоящий в регистрации искривления волнового фронта, применим при $(x - x_0) \lesssim R_к$. Из (8) и (10) следует, что в этих условиях для коллимированного пучка $S_z(x) \simeq - 1 / R_к$, а для сфокусированного – $S_z(x) = R_к / (x - x_0)^2$.

Известно [5–7], что изменение кривизны волнового фронта волны вызывает смещение плоскости резкого изображения относительно фокальной плоскости линзы (перефокусировку) на величину

$$\Delta = F_L^2\, S_z(x)\ ,$$

где F_L – фокусное расстояние приемной линзы. Следовательно, в рассматриваемом случае широкого коллимированного пучка (8)

$$\Delta = - F_L^2 / R_к\,,$$

а для пучка, сфокусированного в точку наблюдения (10),

$$\Delta = F_L^2\, R_к / (x - x_0)^2\,.$$

Таким образом, при измерении смещения плоскости резкого изображения предпочтительно использовать коллимированный пучок.

Если рефракционный канал имеет осесимметричный гауссовский профиль изменения диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 \exp\,\{- 4\,[(x - x_0)^2 / d_к^2] - 4\,[(z - z_0)^2 / d_к^2]\}\ ,$$

то оказывается, что линейное смещение координаты центра тяжести зондирующего пучка равно

$$\alpha = \frac{1}{2}\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,\frac{\partial\,\varepsilon(x', z)}{\partial\, z}\bigg|_{z=0}\ (x - x_0) = 2\sqrt{\pi}\ \Phi(1)\ \varepsilon_2\,\frac{z_0}{d_к}\,(x - x_0),$$

где $\Phi(1) = 0{,}8427$, а фокусное расстояние рефракционного канала определяется следующим соотношением:

$$R_к = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\ \Phi(1)}\,\frac{d_к}{\varepsilon_2}.$$

Тогда для рефракционного канала с $d_к = 10^{-2}$ м и $\varepsilon_2 = 10^{-5}$ при фокусном расстоянии приемной линзы $F_L = 10$ м величина параметра $R_к$ будет достигать сотен метров, а смещение плоскости резкого изображения составит десятки сантиметров. Измерения перефокусировки Δ такой величины могут быть выполнены с высокой точностью.

Используя разложение (5), нетрудно показать, что влиянием аберраций можно пренебречь, если

$$\left|\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,\frac{\partial^3\varepsilon(x', z)}{\partial\, z^3}\bigg|_{z=0}\right| \ll \frac{6}{\sqrt{2}}\,\frac{1}{\kappa\, a_0^3(x_0)}\,,$$

$$\int_{x_1}^{x_2} d\,x'\,\frac{\partial^4\varepsilon(x', z)}{\partial\, z^4}\bigg|_{z=0} \ll 12\,\frac{1}{\kappa\, a_0^4(x_0)}\,.$$

Оценки обнаруживают для приосевой области рефракционного канала гауссовского профиля диэлектрической проницаемости среды малость аберрационных искажений для всех реализующихся на практике условий.

Таким образом, оказалось, что при боковом просвечивании рефракционных каналов искривление волнового фронта зондирующего пучка достаточно велико для того, чтобы обеспечить приемлемую точность измерения параметров рефракционного канала.

1. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1987. 640 с.
2. Волковицкий О.А., Седунов Ю.С., Семенов Л.П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 312 с.
3. Лугин Э.В., Пономарев Ю.Н. // Изв. вузов. Физика. 1980. N 3. С. 58–62.
4. Агеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А. Нелинейная оптико-акустическая спектроскопия молекулярных газов. Новосибирск: Наука, 1987. 128 с.
5. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. Потенциальные возможности оптического зондирования атмосферных рефракционных каналов. Препринт ИОА СО АН СССР. Томск, 1984. N 25. 41 с.
6. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. Вып. 2. С. 388–393.
7. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. Способ измерения фокусного расстояния рефракционных каналов. А. с. СССР N 1163716. Бюл. <Открытия. Изобретения>. 1986. N 48.
8. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
9. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия. М.: Мир, 1986. 519 с.
10. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
11. Лукин И.П. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 7. С. 77–85.
12. Vyas R., Monson B., Nie Y.-X., Gupta R. // Appl. Opt. 1988. V. 27. N 18. P. 3914–3920.
13. Vyas R., Gupta R. // Appl. Opt. 1988. V. 27. N 22. P. 4701 – 4711.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
4 июля 1994 г.

I.P. Lukin. **Sounding of Refractional Channels.**

A structure of a sounding beam of optical radiation passing through the refractional channel at angle close to 90° with respect to the channel optical axis is treated in the paper theoretically. The wave front bending of the beam is shown to be wide enough to ensure an acceptable accuracy when measuring parameters of the refractional channel.