

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.378.325

В.В. Карасев, Ю.А. Коняев, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ЗОНЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Описана методика определения интегрального изменения показателя преломления в зоне воздействия мощного оптического излучения по смещению изображения источника зондирующего пучка, пересекающего зону воздействия под углом к оси. Получены экспериментальные результаты изменения показателя преломления на безветренном участке трассы и проведено сравнение этих результатов с расчетными значениями. Показано, что при определенных метеоусловиях образующаяся на начальном участке трассы нелинейная тепловая линза определяет искажения мощного излучения в области фокусировки на конце трассы.

При распространении мощного лазерного излучения (МЛИ) в атмосфере происходит поглощение части энергии атмосферными газами, приводящее к возникновению в зоне воздействия дополнительного градиента диэлектрической проницаемости ϵ [1, 3]. Изменение оптических свойств среды вызывает искажение самих воздействующих пучков. Точных аналитических и численных методов решения задачи распространения МЛИ в неоднородных средах в настоящее время не существует. Трудность ее решения заключается в том, что структура поля показателя преломления в зоне воздействия зависит от пространственно-временного распределения интенсивности излучения и атмосферных условий распространения [1, 2]. Информацию о структуре поля показателя преломления в зоне воздействия можно получить из экспериментальных исследований искажений зондирующих пучков малой мощности, распространяющихся в зоне наведенного градиента температуры, излучение которых не поглощается средой и, следовательно, не вносит своих изменений в структуру зоны взаимодействия [4, 5].

В данной статье приводятся результаты эксперимента по определению интегрального изменения показателя преломления Δn в зоне распространения МЛИ на начальном участке атмосферной трассы и показано, что при определенных условиях образующаяся на начальном участке нелинейная тепловая линза определяет искажения МЛИ в области фокусировки на конце трассы.

В эксперименте в качестве воздействующего использовалось излучение лазера с длиной волны $\lambda_b = 10,6$ мкм. Лазер работал в квазинепрерывном режиме. Атмосферная трасса проходила в открытой местности над ровной подстилающей поверхностью на высоте 3–4 м. С точки зрения теплопереноса в зоне взаимодействия излучения с атмосферой используемую в эксперименте трассу можно разбить на два участка. *Начальный* – от излучателя до формирующей оптики – характеризуется высокой плотностью энергии, небольшой длиной, теплопереносом в канале за счет конвективного движения, возникающего при нагреве среды в зоне воздействия. Такие участки – зоны <покоя> [2] – вызывают значительную дефокусировку и смещение излучения из-за нагрева среды. Возникающая при этом отрицательная тепловая линза может иметь фокусное расстояние в десятки метров. *Внешний атмосферный участок* – от формирующей оптики до мишени – имеет большую протяженность, меньшую плотность энергии, фокусировку луча в плоскость мишени, вынос тепла из зоны воздействия за счет перпендикулярной составляющей скорости ветра. Наличие ветра на этом участке трассы препятствует образованию тепловой линзы, и дефокусировка излучения здесь сказывается в меньшей степени. Отношение длины начального участка трассы к атмосферному составило 1:50.

Методика исследования изменения показателя преломления на участке <покоя> трассы заключалась в просвечивании области воздействия МЛИ расходящимся зондирующим лазерным пучком ($\lambda_s = 0,63$ мкм), распространяющимся под углом к воздействию излучению, и измерении смещения центра тяжести изображения источника зондирующего пучка [5]. Такая методика позволяет иметь информацию об интегральном изменении показателя преломления

ломления в области пересечения пучков без нарушения структуры области воздействия. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Угол между осями воздействующего и зондирующего пучков (ЗП) составлял 4–8° (угол падения ЗП на область воздействия $\theta = 82\text{--}86^\circ$). Канал МЛИ в поперечном сечении представлял собой прямоугольник с размером по вертикали, вдвое превышающим размер по горизонтали, и практически равномерным распределением плотности мощности. По всей области пересечения пучков размеры поперечного сечения ЗП не превышали размеры канала МЛИ.

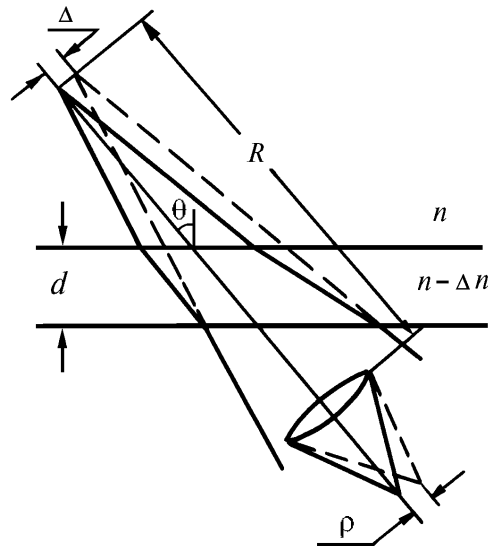


Рис. 1. Схема определения изменения показателя преломления

При отсутствии ветра вынос тепла из канала и, следовательно, изменение формы канала на этом участке должны происходить за счет двух механизмов: молекулярной теплопроводности и естественной конвекции из-за разницы температур в канале и вне его. Характерное время возникновения конвекции τ_k определяется формулой [3]

$$\tau_k = a \left(\frac{\alpha a^2 I \beta g}{\rho C_p} \right)^{-1/3},$$

где a – радиус пучка МЛИ; α – коэффициент поглощения атмосферы; I – плотность мощности излучения; β – коэффициент термического расширения воздуха; g – ускорение свободного падения; ρ , C_p – плотность и теплоемкость воздуха. Для реализуемых в эксперименте $\alpha = (1\div 3) \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ и параметров воздействующего излучения значения τ_k лежат в пределах ~ 1 с, а время теплопроводности $\tau_\chi = \frac{a^2}{4\chi} > \tau_k$ ($\chi = 0,2 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ – температуропроводность среды), следовательно, влиянием термодиффузии на процесс установления температуры в канале можно пренебречь. В этом случае при времени воздействия ≤ 1 с разрушения канала не произойдет, и его можно рассматривать как плоскую пластину с показателем преломления меньшим, чем показатель преломления окружающей среды, на величину Δn . По законам геометрической оптики луч, падающий на такую пластину, должен смещаться на величину Δ , зависящую от Δn [6]:

$$\Delta = d \sin \theta \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \theta}{n_1 - \sin^2 \theta}} \right),$$

где Δ – смещение луча на выходе из канала; d – поперечный размер канала; $n_1 = n - \Delta n$ – показатель преломления среды в канале.

Изображение источника ЗП сместится на величину

$$\rho = \Delta (l/R),$$

где l – расстояние от приемной линзы до плоскости изображения источника; R – радиус кривизны волнового фронта зондирующего пучка на приемной линзе.

Эта методика позволяет определять интегральное изменение показателя преломления в канале по двум координатам одновременно, если использовать зондирующий и воздействующий пучки, распространяющиеся в разных плоскостях. В проведенном эксперименте положение центра тяжести изображения источника ρ измерялось с помощью следящей системы на диссекторе (плоскость фотокатода которого совмещалась с плоскостью изображения источника) с точностью ± 5 мкм в диапазоне частот $0 \div 100$ Гц [7]. В пересчете на изменения показателя преломления такая ошибка в определении ρ позволяет определять Δn с точностью до седьмого знака после запятой. До начала воздействия изображение источника ЗП устанавливалось в центр фотокатода диссектора, это нулевой отсчет измерительной системы. С включением МЛИ изображение ЗП начинает смещаться. Сигналы с устройства, пропорциональные смещениям, записывались на фотобумаге светолучевым осциллографом, затем обрабатывались. Фиксировалось время начала и конца воздействия. По записанным реализациям определялось максимальное значение сигнала, время достижения максимального значения, время установления стационарного состояния, скорость нарастания сигнала в различные периоды воздействия, время и скорость рассасывания канала по окончании воздействия.

Одновременно с измерениями показателя преломления на участке <покоя> трассы проводились измерения распределения энергии в пучке МЛИ на конце атмосферного участка трассы квадратной матрицей приемников. Сигналы с матричных элементов обрабатывались на ЭВМ, по ним определялся размер падающего пучка и его смещения. Мощность воздействующего пучка определялась на выходе излучателя. Все измерения сопровождалось определением метеопараметров на трассе: температуры, влажности, скорости и направления ветра.

На рис. 2 сопоставлены результаты измерений относительного интегрального изменения показателя преломления $\Delta n / \Delta n_{\max}$ на начальном участке трассы (участок <покоя>) с изменением относительного углового размера ϕ / ϕ_0 пучка МЛИ на матрице приемников при скорости ветра $V_{\perp} > 2$ мс⁻¹ (где ϕ_0 – угловой размер пучка при $t \approx 0$). По горизонтальной оси отложено время t . Вертикальными линиями показан разброс измеряемых параметров в отдельных реализациях. Из рисунка видна корреляция между изменениями Δn и размерами пучка МЛИ, что подтверждает предположение о влиянии зоны <покоя> на уширение МЛИ. По нашим оценкам, размер пучка МЛИ в начале воздействия ($t = 0$) ϕ_0 определяется дифракцией на элементах оптической системы формирования пучка и влиянием турбулентности на атмосферном участке трассы. При слабом либо продольном ветре ($V_{\perp} < 1$ мс⁻¹) такой корреляции не наблюдается из-за существенного влияния атмосферного участка трассы на искажения пучка.

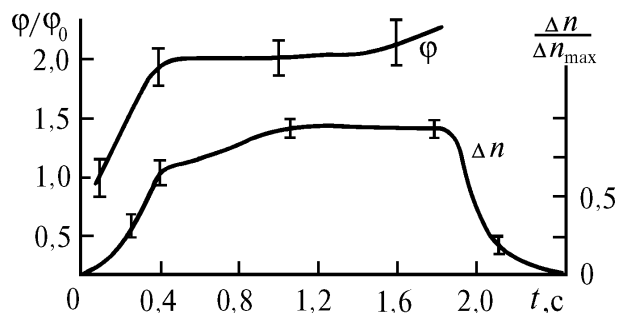


Рис. 2. Сравнение углового размера пучка МЛИ на конце трассы и изменения Δn в канале воздействия

Режим установления температуры на участке <покоя> трассы по времени можно разбить на три участка. На первом участке температура нарастает со скоростью ≈ 5 град·с⁻¹. Длительность этого участка (0,3÷0,4) с и по оценкам совпадает со временем развития конвектив-

ного движения на этом участке. Проведенные дополнительные исследования показали, что выход излучателя на устойчивый режим работы происходит за время $\sim 0,05$ с от начала воздействия и в процессе генерации мощность изменяется не более чем на 5%. На втором участке температура растет медленно (~ 1 град \cdot с $^{-1}$), и через (1,5÷1,6) с от начала воздействия наблюдается стационарный режим. В проведенном эксперименте длительность воздействия не превышала 2 с, и стационарный режим наблюдался не во всех реализациях. На участке медленного роста и стационарном заметны флуктуации сигнала. Причин появления флуктуаций может быть несколько: изменение мощности во время воздействия, появление неоднородностей в канале при развитии конвекции, качание пучка как целого, изменение расходимости пучка. Рассасывание температуры в канале (третий участок) до уровня e^{-1} происходит за время $\sim 0,1$ с и слабо зависит от энергии излучения. В отличие от результатов [5], где использовались пучки с гауссовым распределением интенсивности воздействующего излучения и наблюдался колебательный режим при переходе к стационарному состоянию, в данном эксперименте режим перехода к стационарному состоянию имеет монотонный характер.

Измеренные значения Δn дают возможность определить на участке <покоя> параметр нелинейности N_c [3], с помощью которого удобно характеризовать тепловое самовоздействие МЛИ:

$$N_c = -\frac{dn}{dT} \frac{\alpha I L^2}{\rho C_p V_{\perp} a} = \Delta n \frac{L^2}{a} = \frac{L^2}{L_T^2},$$

где L – длина зоны воздействия; $-dn/dT = 10^{-6}$ град $^{-1}$ – температурный градиент показателя преломления; L_T – характерная длина теплового самовоздействия [2].

На рис. 3 приведены результаты сравнения $N_{c, \text{эксп}}$ и $N_{c, \text{расч}}$. Значения $N_{c, \text{эксп}}$ определялись по величине максимального отклонения зондирующего пучка. Для определения $N_{c, \text{расч}}$ рассчитывался коэффициент поглощения α , км $^{-1}$ по измеренным значениям скорости ветра, температуры и влажности с использованием методики [8], а за перпендикулярную составляющую средней скорости ветра была принята скорость возникающего конвективного потока $V_k = d/\tau_k$. Как видно из рисунка, измеренные и рассчитанные значения параметра нелинейности с учетом ошибок эксперимента неплохо согласуются.

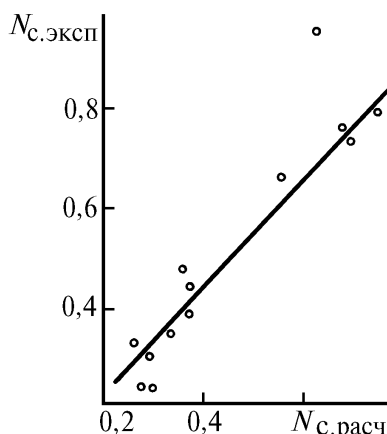


Рис. 3. Сравнение экспериментальных величин параметра нелинейности N_c с расчетными

Таким образом, полученные данные позволяют сделать вывод о существенном влиянии зоны <покоя> небольшой протяженности на начальном участке трассы на искажения пучка МЛИ в конце трассы при ветре более 2 мс $^{-1}$.

1. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 255 с.
2. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 200 с.

3. Смит Д.К. // ТИИЭР. 1977. Т. 65. N 12. С. 59–103.
4. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 7. С. 29–33.
5. Ильин А.Б., Ларичев А.Р., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 1. С. 50–56.
6. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1971. 940 с.
7. Барышников В.Ф., Шапиро И.Я., Черепанов А.П. и др. // X Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ТИЦ СО АН СССР, 1989. С. 224.
8. Арефьев А.Н., Дианов-Клоков В.И. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. N 4. С. 923–924.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
30 декабря 1992 г.

V.V. Karasev, Yu.A. Konyaev, V.M. Sazanovitch, R.Sh. Tsvyk. **Measurements of the Refractive Index of a Medium in a Zone of High-Power Laser Beam Action.**

A technique for determining integral variation of a medium refractive index in a zone of high-power optical radiation action by shifts of an image of a sounding beam source, when the beam crosses the active zone at some angle with respect to its axis is proposed. Some experimental data on the refractive index measured at a windless portions of a path have been obtained and compared with the calculational data. It is shown that under certain meteorological conditions a nonlinear thermal lens formed at the input end of a path determines the distortions of a high-power radiation in the focusing region at the far end of the path.