

**В.А. Банах, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык**

### **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АТМОСФЕРНОЙ ТРАССЕ**

Приводятся результаты комплексного экспериментального исследования влияния тепловой нелинейности на искажения лазерного излучения, распространяющегося на атмосферной трассе. В зависимости от условий распространения анализируются такие параметры воздействующего излучения, как ослабление, дефокусировка и смещение пучка. Приводятся результаты по определению оптических параметров канала воздействия с использованием зондирующих пучков видимого диапазона. Показано, что при определенных метеоусловиях образующаяся на начальном участке трассы нелинейная тепловая линза определяет искажение мощного излучения на конце трассы распространения.

Распространение мощного лазерного излучения (МЛИ) в атмосфере сопровождается нелинейными эффектами, проявление которых зависит от поглощенной энергии, длительности излучения, параметров лазерного пучка и др. Одним из самых распространенных и низкопороговых нелинейных эффектов является тепловое самовоздействие, возникающее в результате нагрева воздуха поглощенной лазерной энергией [1–3]. При использовании частотно-импульсного излучения существенную роль в формировании канала распространения МЛИ играют акустические волны, распространяющиеся перпендикулярно направлению распространения МЛИ. При длительности импульса излучения  $\tau_{\text{и}}$  много меньше времени пробега звука через поперечный размер канала  $\tau_{\text{и}} \ll a / V_{\text{зв}}$  и частоте следования импульсов много меньше  $V_{\text{зв}} / a$ , влиянием акустических волн на МЛИ можно пренебречь. В то же время акустические волны могут оказать существенное влияние на параметры локационных пучков, распространяющихся в канале МЛИ.

В реальной атмосфере поглощение излучения на трассе распространения приводит к нагреву канала, и, следовательно, к уменьшению показателя преломления воздуха и дефокусировке пучка, а наличие ветра – к выносу тепла из канала, изменению распределения интенсивности и формы пучка в поперечном сечении, смещению энергетического центра пучка навстречу ветру [3]. Эти аберрации простейшего типа вносят наибольший вклад в искажения пучка, но могут быть эффективно скорректированы с помощью управляемой оптики [4] за счет введения в исходное поле предискажений, учитывающих распределение показателя преломления в наведенном канале.

В настоящее время не существует точных аналитических и численных методов решения задачи распространения МЛИ с учетом всего многообразия искажающих факторов, и для получения информации о структуре поля показателя преломления для управления излучением используют опорные (зондирующие) пучки, проходящие внутри канала распространения основной волны. Однако такие измерения могут быть реализованы не всегда из-за конструктивных особенностей элементов оптического тракта мощного пучка.

Для уточнения модели взаимодействия МЛИ с атмосферой и прогнозирования искажений очень важны экспериментальные исследования как на атмосферных трассах, так и в модельных условиях, и сравнение полученных данных с теоретическими расчетами. В работе обобщены исследования авторов по определению искажений МЛИ на реальной атмосферной трассе, сделана попытка сопоставить результаты экспериментов с известными параметрами подобия, описывающими нелинейное распространение.

В эксперименте в качестве воздействующего использовалось излучение лазера с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм. Лазер работал в частотно-импульсном режиме. Атмосферная трасса проходила на открытой местности, над ровной подстилающей поверхностью на высоте 3–4 м. С

точки зрения теплопереноса в зоне взаимодействия излучения с атмосферой и в связи со спецификой условий эксперимента, трасса была разбита на два участка. Начальный – от излучателя до формирующей оптики – характеризуется высокой плотностью энергии по всей длине, теплопереносом за счет конвективного движения. Такие участки – зоны застоя [2] – вызывают значительную дефокусировку и смещение пучка из-за нагрева среды. Атмосферный участок – от формирующей оптики до мишени – характеризуется большей протяженностью, фокусировкой излучения в плоскость мишени, выносом тепла из зоны воздействия за счет поперечной к направлению распространения составляющей скорости ветра. Отношение длины начального участка к атмосферному составляло 1 : 50.

Измерения проводились с использованием следующих устройств:

- проходного измерителя мощности для измерения полной энергии и длительности воздействия на выходе источника МЛИ;
- матрицы приемников на основе термопар с инерционностью ~0,1 с для измерения распределения энергии в плоскости приема;
- аппаратуры для измерения метеопараметров и прозрачности атмосферы на трассе распределения;
- комплекса устройств для зондирования параметров канала распространения.

1. Одной из наиболее важных характеристик влияния атмосферы на излучение являются потери энергии на трассе. Для излучения с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм ослабление происходит, в основном, за счет поглощения углекислым газом и парами воды и рассеяния на аэрозолях. Экспериментально коэффициент передачи  $K_n$  определялся по отношению энергии, измеренной матрицей приемников в конце трассы, к энергии на выходе генератора. Измеренные величины коэффициента передачи сравнивались с расчетным коэффициентом прозрачности атмосферы  $T_p$ , который определялся по формуле [5]:

$$T_p = \exp \{ - [\alpha_n + A \alpha_a (0,63)] L \}, \quad (1)$$

где  $\alpha_n = \alpha_{H_2O} + \alpha_{CO_2}$  – коэффициент поглощения водяным паром и углекислым газом – рассчитывался по измеренным значениям температуры, влажности, давления и средней концентрации углекислого газа (0,033 %) с использованием методики, предложенной в работе [6],  $\alpha_a$  – коэффициент аэрозольного ослабления, определялся по данным измерения прозрачности атмосферы на длине волны 0,63 мкм и пересчитывался на длину волны используемого излучателя [5]

$$\alpha_a (10,6) = A \alpha_a (0,63),$$

$L$  – расстояние, проходимое лучом в среде.

Для условий измерений, соответствующих устойчивым весенне-осенним и летним дымкам,  $A = 0,1$ . В эксперименте проводилось несколько серий измерений. Каждая последующая серия измерений проводилась после каких-либо усовершенствований установки, предпринимаемых с целью повышения коэффициента передачи  $K_n$ . Результаты по двум из серий представлены на рис. 1, где для первой серии измерений экспериментальные точки нанесены с учетом поглощения и рассеяния, для второй – только с учетом поглощения. Прямые линии – обработка экспериментальных данных по методу наименьших квадратов: 1 и 2 – для первой и второй серий с учетом поглощения и рассеяния, 3 – для 2-й серии с учетом только поглощения. Уравнения, соответствующие прямым, имеют вид

$$\begin{aligned} K_{n1} &= -0,07 + 0,58 T_p, & R1 &= 0,56, \\ K_{n2} &= 0,09 + 0,53 T_p, & R2 &= 0,54, \\ K_{n3} &= -0,105 + 0,767 T_p, & R3 &= 0,72. \end{aligned}$$

Как видно из рис. 1,  $K_n < 1$  при  $T_p = 1$ . Это означает, что кроме учтенных нами потерь за счет поглощения и рассеяния, в оптическом тракте пучка существуют другие потери энергии. Это могут быть: потери на зеркалах оптической системы; возможные, но неучтенные потери в атмосфере за счет нелинейного рассеяния на тепловых ореолах, возникающих вокруг нагретых частиц аэрозоля и акустических волнах плотности; некогерентная часть излучения, расходя-

щаяся под большими углами, измеряемая на выходе генератора, но не попадающая на измерительную матрицу. Эти потери составляют 49 % в первой серии измерений и 38 % – во второй. Увеличение коэффициента передачи на 19 % во второй серии измерений обусловлено повышением коэффициента отражения зеркал. Линейная связь измеренного коэффициента передачи и рассчитанного коэффициента прозрачности атмосферы подтверждает применимость данной методики расчета коэффициента ослабления мощного лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм по измеренным метеопараметрам при слабом аэрозольном замутнении атмосферы.

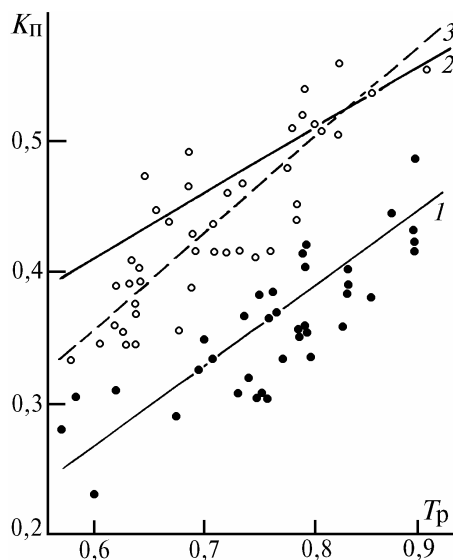


Рис. 1. Сравнение рассчитанного по метеопараметрам коэффициента прозрачности атмосферы  $T_p$  и коэффициента передачи стандарта  $K_{п}$

2. Для оценки влияния атмосферы на искажения МЛИ использовался обобщенный параметр нелинейных искажений [3]

$$N_c^0 = -\frac{dn}{dT} \frac{\alpha_n L^2 P_0}{\rho C_p V_{\perp} \pi a^3}, \quad (2)$$

где  $dn/dT$  – температурный градиент показателя преломления в атмосфере;  $P_0$  – полная мощность излучения;  $\rho C_p$  – плотность и теплоемкость единицы объема газа;  $V_{\perp}$  – перпендикулярная направлению распространения составляющая скорости ветра;  $a$  – радиус пучка; коэффициент поглощения  $\alpha_n$  – рассчитывался из метеопараметров.

В эксперименте на начальном участке трассы отсутствует ветер, поэтому параметр нелинейных искажений  $N_c$  определялся на этом участке через скорость конвективного движения, возникающего из-за разности температур в канале и вне его

$$V_k = \left( \frac{2 \alpha_n g P_0}{\rho C_p T} \right)^{1/3}, \quad (3)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения;  $T$  – температура среды.

На атмосферном участке трассы при определении  $N_c$  учитывалась фокусировка пучка МЛИ [3] и потери в оптическом тракте

$$N_c^{at} = N_c(F) \frac{2F}{F-1} \left[ 1 - \frac{\ln F}{F-1} \right], \quad (4)$$

где  $F = a_1 / a_f$ ,  $a_1$  и  $a_f$  – радиусы пучка на выходной апертуре и в области фокусировки.

Так как трасса состояла из участков с различными условиями распространения, то при анализе результатов мы использовали для характеристики всей трассы значение параметра нелинейности, равное сумме значений этих параметров на отдельных участках  $N_c = N_c^{\text{н}} + N_c^{\text{ат}}$ . В эксперименте анализировались следующие параметры пучка в плоскости мишени: изменение плотности энергии в максимуме, относительное изменение радиуса и смещение центра тяжести пучка.

3. На рис. 2 представлена зависимость относительной плотности энергии в максимуме в области фокусировки излучения на конце трассы  $\delta = E_m / (k E_0)$ , где  $E_m$  – плотность энергии в максимуме,  $k E_0$  – энергия на выходе источника за вычетом неучтенных потерь энергии, в зависимости от параметра  $N_c$ . Сплошной линией на рисунке приведена зависимость  $\delta = 0,22 N_c^{-0,36}$ , рассчитанная методом наименьших квадратов. Анализ результатов показывает, что несмотря на значительный разброс экспериментальных данных и низкие значения коэффициента корреляции, ( $R = 0,35$ ), наблюдается явно выраженная тенденция уменьшения плотности энергии при изменении параметра нелинейности от 0,3 до 2. Одной из причин большого разброса данных, выходящего за пределы ошибок измерений при значениях  $N_c < 1$ , когда вклады атмосферного участка и участка застоя воздуха сравнимы, может быть некорректность определения  $N_c$  как арифметической суммы параметров  $N_c^{\text{н}}$  и  $N_c^{\text{ат}}$ . Это указывает на необходимость учета каждого участка со своим весом.

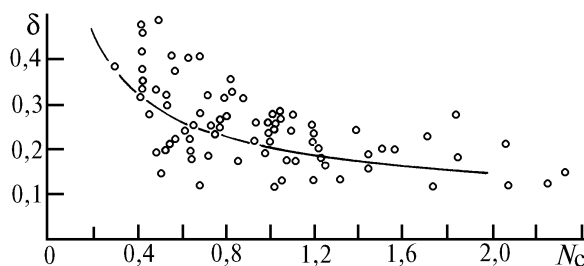


Рис. 2

4. Анализ дефокусировки пучка проводили, используя данные о площади пучка на уровне  $0,5 E_m$  в плоскости измерения. Результаты измерений были разбиты на две группы в зависимости от скорости ветра на атмосферном участке трассы. К первой группе были отнесены данные, полученные при поперечной составляющей скорости ветра  $V_{\perp} \geq 1$  м/с (рис. 3, а), к другой – при  $V_{\perp} \sim 0$  (рис. 3, б). На рисунках по вертикальной оси отложены значения радиуса пучка, нормированные на средний по измерениям радиус пучка в конце измерительной трассы в момент включения источника. Оценки показали, что этот размер определяется дифракцией на элементах оптической системы формирования пучка и влиянием турбулентности на атмосферном участке трассы. По горизонтальной оси на рис. 3, а отложено время  $t$ , нормированное на время выноса тепла из канала  $\tau = 2 a / V_{\perp}$ , на рис. 3, б – время  $t$ . Сплошные линии  $I$  проведены по средним значениям размеров пучка. Как видно из рис. 3, а, при устойчивом поперечном ветре размер пучка растет практически линейно при  $t/\tau < 1$  и при  $t/\tau > 1$  переходит в стационарный режим дефокусировки. При слабом ветре (рис. 3, б) стационарный режим изменения размера пучка в проведенных экспериментах при длительности воздействия до 2 с не наблюдался. Есть участок быстрого роста размера при временах  $t = 0 - 0,6$  с и медленный рост радиуса пучка при  $t > 0,6$  с. Дефокусировка пучка в 1,5 – 2 раза больше, чем при устойчивом ветре.

В эксперименте не измерялись флуктуации скорости и направления ветра, однако известно [7], что они оказывают существенное влияние на дефокусировку излучения. Приведенные на рисунках штриховые линии рассчитаны в безаберрационном приближении для параметров излучателя и для следующих условий [7]: относительные флуктуации скорости ветра  $\sigma_v / V_{\perp} = 0$  (кривая 2),  $\sigma_v / V_{\perp} = 0,2$  (кривая 3), где  $\sigma_v$  – средне-квадратическое отклонение скорости ветра. Флуктуации показателя преломления не учитывались, так как их вклад в дефокусировку мал по сравнению с вкладом нелинейности. Сравнение расчетных и экспериментальных данных качественно подтверждает выводы теории о влиянии характерных временных масштабов

флуктуаций скорости ветра на время установления стационарного режима и величину тепловой дефокусировки. При малых или продольных трассе скоростях ветра (рис. 3, б) это совпадение менее удовлетворительно, что, по-видимому, связано с тем, что в расчетах не учитывалась неоднородность трассы распространения.

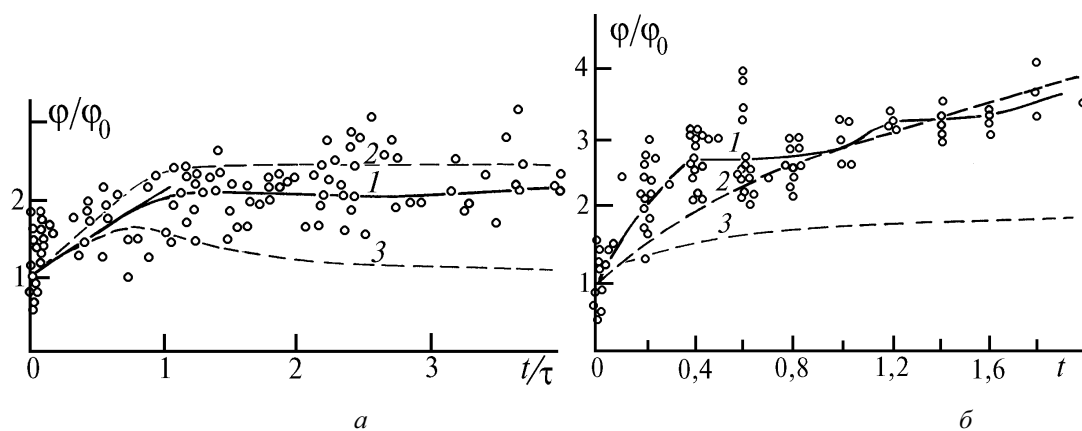


Рис. 3

Попытка установить зависимость радиуса пучка в стационарном режиме от параметра  $N_c$  успеха не имела. Значительно более четкая связь наблюдается между  $\varphi$  и  $N_c^H$ . На рис. 4 приведен результат сравнения измеренного размера пучка при  $V_{\perp} > 1$  м/с с рассчитанным по формуле [2]

$$\varphi_p = 0,8 N_c a / L, \quad (5)$$

где параметр нелинейных искажений  $N_c$  определялся по начальному участку трассы. Прямая рассчитана методом наименьших квадратов, уравнение прямой

$$\varphi''_{\text{экс}} = 5'' + 0,49 \varphi''_{\text{расч}} \quad (6)$$

с коэффициентом корреляции  $R_k = 0,5$ .

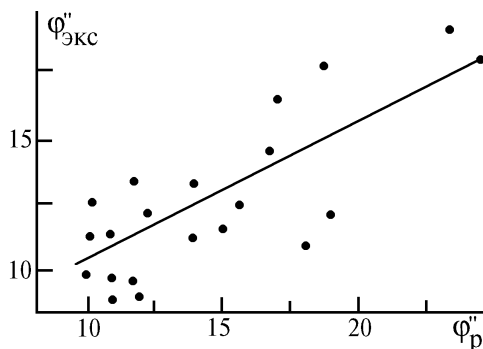


Рис. 4. Результаты измерений и расчета углового размера пучка

5. Экспериментальные результаты по смещению центра тяжести пучка были проанализированы, как и результаты по дефокусировке, в зависимости от направления и скорости ветра. Для всех измерений характерным является большой (до 40'') первоначальный скачок положения центра тяжести пучка, который происходит за время  $0 - 0,4$  с ( $t / \tau \leq 1$ ), что соответствует времени переноса среды поперек пучка. На рис. 5 показано положение центра тяжести пучка в различные моменты времени при боковом ветре ( $V_{\perp} > 1$  м/с) для различных реализаций. Смещения происходят в основном навстречу ветру. Значения смещений достигают радиуса уширенного тепловой нелинейностью пучка МЛИ в фокусе. Наиболее значительные отклоне-

ния наблюдаются при продольном и слабом ветре. По вертикали (вертикальная составляющая ветра не измерялась) смещения происходят в обе стороны и так же наблюдается первоначальный скачок за время 0,4 с. Явной зависимости смещений от атмосферных условий не обнаружено.

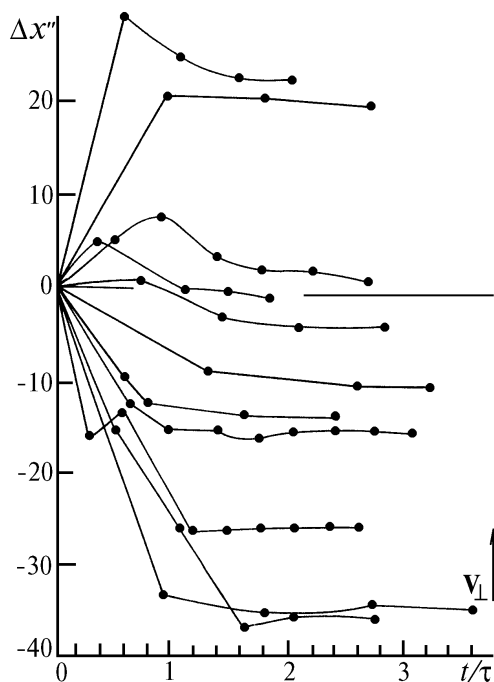


Рис. 5. Смещение энергетического центра пучка ( стрелкой указано направление ветра )

Таким образом, проведенные исследования искажений МЛИ в плоскости фокусировки не позволили однозначно связать условия распространения и параметры пучка. Неоднородность трассы распространения, наличие застойного участка, где на коротком расстоянии параметр нелинейных искажений  $N_c$  достигает значений сравнимых с значениями  $N_c$  на атмосферной трассе при устойчивом ветре, корреляция расходимости с значениями  $N_c^H$  привели к необходимости исследовать начальный участок с целью определения показателя преломления на этом участке и его вклада в общее искажение МЛИ.

6. Методика исследования изменения показателя преломления на застойном участке трассы заключалась в просвечивании области воздействия МЛИ расходящимся зондирующим лазерным пучком ( $\lambda = 0,63$  мкм), распространяющимся под углом к воздействию излучению, и измерении смещения центра тяжести изображения источника зондирующего пучка [8]. Такая методика позволяет иметь информацию об интегральном изменении показателя преломления в области пересечения пучков без нарушения структуры основного излучения.

В нашем эксперименте канал МЛИ на начальном участке в поперечном сечении представлял собой прямоугольник с размером по вертикали, вдвое превышающим размер по горизонтали и практически равномерным распределением плотности мощности. В отсутствие ветра вынос тепла из канала происходит за счет молекулярной теплопроводности и естественной конвекции, развивающейся из-за разности температур в канале и вне его. Характерное время возникновения конвекции [3]  $\tau = a / V_k$ . Для реализовавшихся в эксперименте коэффициентов поглощения  $\alpha_n = (1 \div 3) \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$  и параметров воздействующего пучка значения  $\tau_k$  лежат в пределах  $\sim 1$  с, а время теплопроводности  $\tau_\chi = a^2/4 \chi \gg \tau_k$  ( $\chi$  – температуропроводность воздуха). Следовательно, влиянием термодиффузии на процесс установления температуры в канале можно пренебречь, и канал можно рассматривать как плоскую пластину с изменяющимся во времени показателем преломления.

По закону геометрической оптики луч, падающий на плоскопараллельную пластину, смещается на величину  $\Delta$ , зависящую от  $\Delta n$  [9]

$$\Delta = d \sin \theta \left[ 1 - \left( \frac{1 - \sin^2 \theta}{n_1^2 - \sin^2 \theta} \right)^{1/2} \right], \quad (7)$$

где  $d$  – поперечный размер канала;  $n_1 = n - \Delta n$ ;  $\Delta n$  – изменение показателя преломления среды в канале;  $\theta$  – угол падения зондирующего пучка. При этом изображение источника зондирующего пучка сместится на величину  $\rho = \Delta \cdot (l/R)$ , где  $l$  – расстояние от приемной линзы до плоскости изображения источника;  $R$  – радиус кривизны волнового фронта зондирующего пучка на приемной линзе. В проведенном эксперименте положение центра тяжести изображения устанавливалось в центр фотокатода диссектора (нулевой отсчет). С началом воздействия изображение пучка смещалось, а через некоторое время после окончания воздействия возвращалось в исходное положение. В реализации определялись: время начала и конца воздействия, время и величина максимального отклонения, время установления стационарного состояния. Эти измерения проводились одновременно с измерениями распределения энергии в конце трассы. На рис. 6 сопоставлены результаты по нескольким реализациям с близкими значениями мощности излучателя относительного интегрального изменения показателя преломления  $\Delta n / \Delta n_{\max}$  с изменениями относительного углового размера  $\varphi / \varphi_0$  пучка МЛИ в области фокусировки при перпендикулярной составляющей скорости ветра на атмосферном участке трассы  $V_{\perp} > 2$  м/с ( $\varphi_0$  – угловой размер пучка при  $t = 0$ ). Из рис. 6 видна хорошая корреляция между изменениями  $\Delta n$  и размерами МЛИ при устойчивом ветре на трассе, что подтверждает высказанное ранее предположение о влиянии зоны застоя на искажения МЛИ. При слабом ветре такой корреляции не наблюдается.

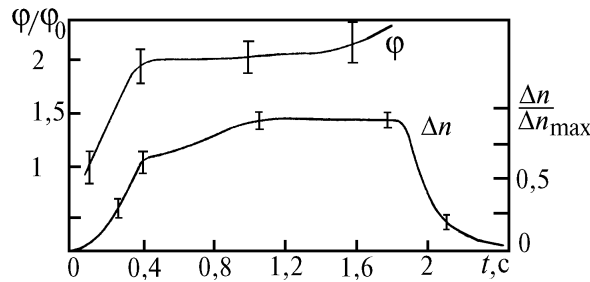


Рис. 6. Сравнение углового размера пучка МЛИ на конце трассы и изменения  $\Delta n$  в канале воздействия МЛИ на начальном участке

На рис. 7 приведены результаты сравнения значения параметра нелинейности  $N_{c_{\text{эк}}} = \Delta n L^2 / a^2$ , определенного для максимального значения изменения  $\Delta n$  в канале воздействия, и  $N_{c_{\text{расч}}}$ , определенного по метеоданным. При этом за перпендикулярную лучу составляющую скорости ветра взята скорость конвекции, определенная по формуле (3). Как видно из рисунка, измеренные и рассчитанные значения параметра нелинейности с учетом ошибок измерений согласуются между собой.

7. Смещения изображения зондирующего источника позволили определить изменения показателя преломления и эффективную длину тепловой линзы. Однако в атмосфере под действием МЛИ может происходить изменение пространственного спектра флуктуаций показателя преломления, вызванное дополнительной стохастизацией среды вследствие образования тепловых ореолов вблизи аэрозольных частиц и влиянием акустических волн плотности. С целью исследования таких изменений показателя преломления под действием МЛИ были проведены измерения флуктуаций интенсивности зондирующего излучения видимого диапазона, пересекающего канал МЛИ на атмосферной трассе. Источник зондирующего излучения располагался вблизи области фокусировки мощного пучка, приемник – у выходной апертуры. Область пересечения составляла половину атмосферного участка трассы. Флуктуации интенсивности записывались на магнитную ленту и обрабатывались на корреляторе Х6-4. Частотный диапазон регистрации составлял  $0 \div 10$  кГц. Одновременно регистрировалась информация о начале и конце воздействия МЛИ. Определялась временная автокорреляционная функция сигнала до и во время воздействия

$$B(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) I(t-\tau) dt, \quad (8)$$

где  $\tau$  – временной сдвиг;  $I(t)$  – интенсивность принимаемого сигнала.

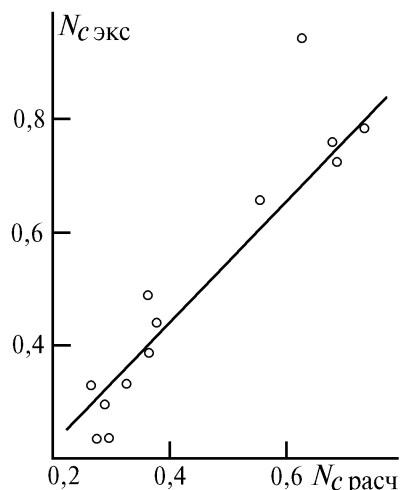


Рис. 7. Сравнение рассчитанных и измеренных параметров нелинейности

На рис. 8 приведены временные автокорреляционные функции в свободной атмосфере до воздействия (кривая 2) и во время воздействия МЛИ (4 – 7). По горизонтальной оси отложены номера точек (временной сдвиг) в условном масштабе времени. Из анализа формы сигнала и корреляционных функций следует, что в канале МЛИ существенно возрастает вклад во флуктуации интенсивности зондирующего пучка мелкомасштабных или быстро пересекающих пучок неоднородностей показателя преломления. На всех корреляционных функциях при воздействии появляется второй высокочастотный масштаб корреляции и максимум, сдвиг которого по шкале времени соответствует частоте следования импульсов генерации МЛИ. С увеличением  $N_c$  мощность высокочастотных флуктуаций возрастает.

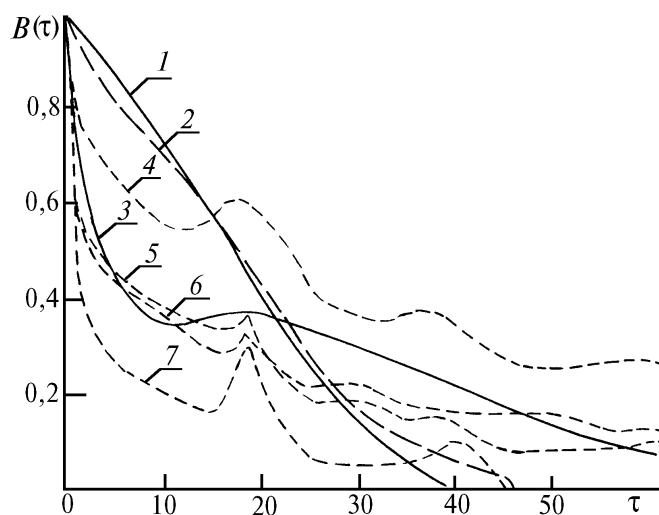


Рис. 8. Коэффициент временной корреляции интенсивности зондирующего пучка: штриховые линии – данные эксперимента при  $N_c = 0$  (2),  $N_c^{at} = 0,61$  (4),  $N_c^{at} = 0,22$  (5),  $N_c^{at} = 0,18$  (6),  $N_c^{at} = 0,16$  (7), сплошные линии – теоретический расчет для свободной атмосферы (1) и в условиях самовоздействия (3)



Мелкомасштабными неоднородностями показателя преломления могут являться горящие аэрозольные частицы. Длительность отдельного импульса генерации, создающего канал МЛИ, удовлетворяет условию

$$\tau_n < \frac{a_1 + a_f}{2 V_{зв}}, \quad (N^{1/3} V_{зв})^{-1} \leq \tau_n \leq (3 N^{2/3} \chi)^{-1}, \quad (9)$$

где  $N = 10^3 \text{ см}^{-3}$  – концентрация частиц аэрозоля;  $V_{зв} = 330 \text{ м/с}$  – скорость звука.

Согласно [11] при выполнении указанных условий происходит стохастизация среды в канале за счет перекрывания преломляющих ореолов от случайно расположенных в пространстве центров поглощения. Размеры этих индуцированных возмущений малы по сравнению с размерами турбулентных неоднородностей, что приведет к появлению второго масштаба с меньшим временем корреляции.

Другой причиной появления высокочастотных флуктуаций показателя преломления могут быть акустические волны плотности, возникающие при распространении импульсного и частотно-импульсного излучения и распространяющиеся через канал МЛИ со скоростью звука. Изменение показателя преломления связано с изменением плотности среды соотношением [12]

$$\Delta n \approx 3 \cdot 10^{-4} \Delta \rho / \rho_0, \quad (10)$$

где  $\rho_0$  – равновесное значение плотности.

В работе [13] показано, что максимальное изменение плотности в канале наблюдается за время  $t = a / V_{зв}$ , что на порядок больше длительности импульса, после чего возмущения плотности уменьшаются и в результате газодинамической релаксации плотность среды приходит к своему равновесному значению, определяемому на оси пучка величиной

$$\rho_0 \approx \alpha_n (\gamma - 1) V_{зв}^{-2} E_0,$$

где  $\gamma$  – показатель адиабаты;  $E_0$  – плотность энергии импульса. Далее происходит вынос тепла из канала теплопроводностью и ветром. Оценки, проведенные на основе [13], для равновесных значений изменения плотности при средних значениях коэффициента поглощения  $\alpha_n \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ , полученных в эксперименте, дают величину  $\Delta \rho / \rho \approx 0,7 \cdot 10^{-5} E_0$ , что соответствует  $\Delta n \sim 2 \cdot 10^{-6} E_0$ , и при достаточной плотности энергии импульса изменения показателя преломления могут достигать величин, сравнимых с неоднородностями атмосферы.

Таким образом, при частотно-импульсном воздействии в канале периодически с частотой следования импульсов генерации будет изменяться показатель преломления.

Расчеты, проведенные в работе [14], в приближении короткого импульса  $\tau_n \ll \tau_{зв} = a / V_{зв}$ , когда его самовоздействие отсутствует, показали, что наличие канала существенно изменяет статистическую картину временных флуктуаций интенсивности зондирующего пучка по сравнению с распространением без воздействия. В канале коэффициент временной корреляции становится двухмасштабным.

Первый масштаб корреляции (низкочастотный) связан с временем переноса неоднородностей среды через поперечное сечение зондирующего пучка со средней скоростью ветра.

Второй масштаб, определяемый по спаданию  $B_c(\tau)$  до уровня 0,5, связан с временем пробега звуковой волны через поперечное сечение канала  $\tau_{зв}$ . Чем больше оптическая сила канала, тем существеннее акустические изменения плотности, и, следовательно, заметнее изменение уровня корреляции зондирующего излучения. На рис. 8 приведены кривые (1) и (3), рассчитанные по формулам работы [14] для флуктуаций интенсивности в свободной атмосфере (1) и в канале (3) с параметрами, близкими к условиям проведения эксперимента. Как видно из рис. 8, расчетные и экспериментальные данные неплохо согласуются, что говорит о существенном влиянии возмущений плотности на параметры зондирующих пучков, распространяющихся в канале.

8. Таким образом, проведенный комплексный анализ экспериментальных исследований распространения МЛИ на атмосферной трассе позволил установить следующие закономерности влияния атмосферных условий на параметры МЛИ:

– атмосферный коэффициент передачи энергии пучка МЛИ на приземных трассах можно прогнозировать по линейному коэффициенту пропускания, рассчитанному по измеренным значениям метеопараметров при слабом замутнении атмосферы аэрозолями;

– плотность энергии в максимуме интенсивности в плоскости фокусировки зависит от обобщенного параметра нелинейных искажений, определяемого условиями распространения на трассе и параметрами МЛИ, и уменьшается в 2 – 2,5 раза при увеличении этого параметра от 0,3 до 2; установлена эмпирическая зависимость плотности энергии в максимуме от параметра  $N_c$ ;

– при скоростях  $V_{\perp} > 1$  м/с радиус пучка в плоскости фокусировки определяется направлением и скоростью ветра. При этом за время порядка времени переноса среды через поперечное сечение пучка радиус пучка увеличивается в 1,5 раза; при продольном и слабом поперечном ветре  $V_{\perp} < 0,5$  м/с – в 2 – 2,5 раза за 0,4 с; в стационарном режиме уширение пучка зависит от величины параметра нелинейности на начальном участке и флуктуаций перпендикулярной составляющей скорости ветра;

– на параметры пучка МЛИ существенное влияние оказывает участок застоя, расположенный между излучателем и оптической системой формирования пучка; для неоднородных трасс параметр нелинейных искажений необходимо определять с учетом вклада отдельных участков;

– при распространении частотно-импульсного излучения в канале МЛИ могут возникать акустические волны плотности, приводящие к высокочастотной модуляции амплитуды зондирующего излучения.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 255 с.
2. Воробьев В.В., Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 200 с.
3. Смитт Д.К. // ТИИЭР. 1987. Т. 65. № 12. С. 59–103.
4. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 246 с.
5. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере. М.: Сов. радио, 1977. 358 с.
6. Арёфьев В.Н., Дианов-Клоков В.И. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 4. С. 923–924.
7. Банах В.А., Смелихо И.Н., Тайлаков А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 11. С. 1409–1412.
8. Карасев В.В., Коняев Ю.А., Сазанович В.М. и др. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 386–391.
9. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1971. 940 с.
10. Барышников В.Ф., Шапиро И.Я., Черепанов А.П. // X Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ТНЦ СО АН СССР, 1989. С. 224–226.
11. Колосов В.В. Распространение оптического излучения в каналах просветления, образованных при взрыве аэрозолей в лазерных пучках. Диссертация. Институт оптики атмосферы СО РАН СССР. Томск 1982.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
13. Колосов В.В., Кузиковский А.В. // II Совещание по атмосферной оптике (Тез. докл. Ч. 3. Томск. ИОА СО АН СССР, 1982. с. 67–69.
14. Банах В.А., Миронов В.Л., Смелихо И.Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 5. С. 585–591.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
21 сентября 1994 г.

**V. A. Banakh, V. M. Sazanovich, R. Sh. Tsvyk. Experimental Study of High Power Radiation Propagated along Atmospheric Path.**

The results of integrated experimental investigation of thermal nonlinearity influence on distortions of laser radiation propagated along an atmospheric path are presented in the paper. Such parameters of the high power radiation as attenuation, defocusing, and beam wandering are analyzed as dependent on the propagation conditions. The results are given of determining the variations of the refractive index in the area of the high power radiation localization by means of sounding beams of the Visible. A nonlinear thermal lens formed in the initial portion of the path in the case of stable transverse wind is shown to determine the distortion of the high power laser radiation at the end of atmospheric path.