

КОМПЕНСАЦИЯ ЭФФЕКТОВ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

УДК 621.378.325

И.Ю. Полякова, А.П. Сухоруков

КОМПЕНСАЦИЯ ТЕПЛОЙ ДЕФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДАЛЬНОМ ПОЛЕ

Рассматривается тепловая дефокусировка в случае неподвижной и движущейся нелинейной среды. Характеристики излучения рассчитываются в дальней зоне как в безабберационном приближении, так и с учетом аббераций. Исследована эффективность фазовой компенсации нелинейных искажений излучения для тонкой и распределенной тепловой линзы. Найдены оптимальные значения параметров управления. Теоретические данные сравниваются с известными экспериментальными результатами.

При прохождении высокоинтенсивного лазерного излучения через атмосферу его амплитудно-фазовые характеристики претерпевают различные искажения. Среди нелинейных оптических эффектов, нарушающих исходную пространственную когерентность лазерного пучка, тепловое самовоздействие имеет наиболее низкий энергетический порог для непрерывного и квазинепрерывного излучения [1, 2]. Тепловые эффекты играют существенную роль, в частности, при распространении лазерного излучения в атмосфере [3–5]. Роль других механизмов нелинейности показателя преломления воздуха, например эффекта Керра, электрострикции для оптических импульсов длительностью более 10^{-8} с, пренебрежимо мала [6, 7].

Тепловая дефокусировка искажает амплитудный профиль пучка, уширяет его диаграмму направленности [8–10]. Ухудшение качества пучка препятствует концентрированной передаче световой энергии на большие расстояния. В связи с этим возникает проблема разработки различных методов подавления нелинейных искажений распространяющегося по трассе излучения. Для осуществления компенсации обычно используется оптимальное управление амплитудно-фазовым профилем светового пучка. Реализация поставленной цели осуществляется с помощью алгоритмов амплитудно-фазовой [11, 12] и фазовой [13–15] коррекции. При этом может использоваться как адаптивное [1, 9, 16], так и программное [2, 15] управление параметрами светового пучка.

При теоретическом и экспериментальном изучении возможности компенсации тепловой нелинейности во многих работах рассматривалось распространение пучков на трассах, протяженность которых меньше или порядка дифракционной длины [10, 17, 18]. В то же время во многих практически важных задачах лазерный пучок попадает на приемное устройство, расположенное за слоем нелинейной среды. Если к тому же приемник стоит на достаточно большом расстоянии от нелинейного слоя, то следует говорить об искажении диаграммы направленности лазерного излучения или распределении интенсивности в дальнем поле.

Такого рода задачи могут возникнуть в космической связи и локации. Проблема компенсации нелинейных искажений в дальнем поле, в частности угловой расходимости, начала интенсивно изучаться лишь в последнее время.

Эффекты тепловой дефокусировки лазерного пучка в тонких слоях поглощающей среды исследовались еще в ранних работах [19–21]. Изучены непрерывный и импульсный режимы дефокусировки в подвижной и неподвижной средах, с учетом и без учета нелинейных аббераций. Поэтому мы располагаем достаточной информацией о характере тепловой дефокусировки в ограниченных слоях нелинейной среды, что облегчает выбор методов подавления (полного или частичного) нелинейного уширения диаграммы направленности мощных световых пучков.

По данной актуальной теме опубликовано пока небольшое число теоретических и экспериментальных работ, в которых изучались характеристики излучения в дальнем поле при неоднородной трассе распространения, поведение пучка за слоем нелинейной среды [22–29].

В этом небольшом обзоре рассматриваетсяхождение мощного оптического излучения через неподвижную и движущуюся дефокусирующую среду с тепловой нелинейностью. Исследованы характеристики излучения в дальней зоне как в безабберационном приближении, так и с учетом аббераций. Проанализирована эффективность компенсации нелинейных искажений с помощью управления волновым фронтом на входе в нелинейную среду. Результаты теоретических расчетов сравниваются с известными экспериментальными данными [26, 27].

1. Тепловая дефокусировка. Основные приближения и исходные уравнения

В нелинейной квазиоптике тепловая дефокусировка волнового пучка, имеющего узкую диаграмму направленности и распространяющегося вдоль оси z , в стационарном случае описывается системой двух уравнений: параболическим уравнением для комплексной медленно меняющейся амплитуды пучка

$$2i\kappa \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + \kappa^2 \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} T E \quad (1)$$

и уравнением теплопроводности

$$\rho c_p v \frac{\partial T}{\partial x} - \kappa \Delta_{\perp} T = -\frac{\alpha c n_0}{8\pi} E^2, \quad (2)$$

где T — температура среды; $n = n_0 + dn/dT$ — ее показатель преломления; c_p, ρ — удельная теплоемкость и плотность среды; v — скорость однородного бокового ветра, дующего вдоль оси x ; α — коэффициент поглощения; κ — коэффициент теплопроводности.

Как известно, нелинейная дефокусировка светового пучка сопровождается aberrациями. Однако при достаточно малых мощностях и градиентах температур тепловую дефокусировку можно считать безaberrационной. В этом приближении комплексная амплитуда гауссовского пучка представляется следующим образом:

$$E = \frac{E_0}{f(\mathbf{z})} \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2 f^2} - \frac{i\kappa r^2}{2f} \frac{df}{dz} + i\varphi(\mathbf{z})\right). \quad (3)$$

Здесь a_0 — начальный радиус гауссовского пучка; f — безразмерная ширина пучка; E_0 — амплитуда на оси.

В случае неподвижной среды примем в уравнении (2) $v = 0$, а затем, используя (1)–(3), получим исходное уравнение для ширины f в безразмерных переменных [23]:

$$\frac{d^2 f}{d\zeta^2} = \frac{\alpha l_d^2}{R_{н.л.}} \cdot \frac{e^{-\alpha l_d^2 \zeta}}{f} + \frac{1}{f^3}, \quad (4)$$

где $\zeta = z/l_d$ — нормированная продольная координата; $l_d = \kappa a_0^2$ — дифракционная длина;

$R_{н.л.} = 2n_0 \kappa \left| \frac{dn}{dT} \right| I_0$ — параметр нелинейности.

Для движущейся среды ограничим рассмотрение такими скоростями однородного бокового ветра, для которых число Пекле велико: $\gamma = a_0 v / 4\chi > 1$ (χ — температуропроводность среды). В этом случае поле температуры в канале пучка определяется вынужденной конвекцией, а влияние теплопроводности, которое связано со вторым членом в левой части уравнения (2), можно не учитывать.

Унос тепла ветром из области пучка изменяет свойства тепловой линзы. Пучок вытягивается поперек ветра, поэтому размер пучка теперь характеризуется двумя величинами: продольной (по отношению к ветру) и поперечной безразмерной шириной f_2 и f_1 . Соответственно в (3) вместо безразмерной ширины f будут фигурировать две переменные: f_1 и f_2 . Из (1)–(3), как и в предыдущем случае, получим уравнения для f_1 и f_2 в безразмерных переменных [23]:

$$\frac{d^2 f_1}{d\zeta^2} = \frac{l_d^2}{2R_{н.л.,v}} \frac{\exp(-\alpha l_d \zeta)}{f_1^2} + \frac{1}{f_1^3}; \quad (5)$$

$$\frac{d^2 f_2}{d\zeta^2} = \frac{1}{f_2^3}, \quad (6)$$

где $R_{н.л.,v}^2 = \kappa \alpha^3 n_0 \sqrt{\pi} v / 2 \left| \frac{dn}{dT} \right| \alpha P_0 \chi (1 - e^{-1})$ — параметр нелинейности, характеризующий силу нелинейной рефракции с учетом aberrаций; P_0 — входная мощность.

Будем рассматривать характеристики излучения в дальнем поле после прохождения им слоя дефокусирующей среды с тепловой нелинейностью. Одной из наиболее важных характеристик является угловая расходимость пучка. Полная угловая расходимость рассчитывается следующим образом:

$$\vartheta^2 = \left(\frac{df}{d\zeta} \right)^2 \Big|_{\zeta = \frac{l_{cp}}{l_d}} + \frac{1}{f^2} \Big|_{\zeta = \frac{l_{cp}}{l_d}}. \quad (7)$$

В (7) $\vartheta = \theta / \theta_d$ — полная угловая расходимость, нормированная на дифракционную расходимость θ_d ; l_{cp} — длина нелинейной среды; f — безразмерная ширина пучка, входящая в уравнения (4)–(6).

Конкретный вид граничных условий для (4)–(6) зависит от выбранного способа компенсации нелинейных искажений. Получив решения этих уравнений с определенными граничными условиями, можно рассчитать по (7) полную угловую расходимость излучения в случае неподвижной среды, а также продольную и поперечную к ветру угловую расходимость для движущейся среды.

2. Тонкие и распределенные нелинейные линзы

Неоднородность тепловой нелинейности заключается в зависимости коэффициента поглощения от продольной координаты z . Она может быть плавной или ступенчатой. В любом случае мы будем иметь дело с ограниченным слоем нелинейной среды толщиной l_{cp} .

Если толщина слоя достаточно мала, так что заметного изменения амплитудного профиля не происходит, то имеют дело с тонкой нелинейной линзой. Пусть на входе в нелинейную среду задан фокусированный гауссовский пучок с радиусом кривизны волнового фронта R :

$$E(r) = E_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{a_0} \right)^2 - \frac{ikr^2}{2R} \right]. \quad (8)$$

Тогда изменение показателя преломления при прохождении пучком нелинейного слоя приводит к появлению в выражении (8) дополнительного фазового множителя:

$$\exp \left[i\varphi \exp \left[-2 \left(\frac{r}{a_0} \right)^2 \right] \right], \quad (9)$$

где $\varphi = \kappa l_{cp} n_2 |E|^2$ — нелинейный набег фазы на оси пучка.

Можно показать [30], что распределение поля на выходе из тонкого нелинейного слоя представляется в виде совокупности гауссовских пучков с одинаковой кривизной волнового фронта и разными ширинами:

$$E(r) = E_0 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(i\varphi)^m}{m!} \exp \left(- \frac{1+2m}{a_0^2} r^2 - \frac{ikr^2}{2R} \right). \quad (10)$$

Простейшим способом компенсации нелинейных искажений в случае тонкой тепловой линзы является фазовая коррекция. Она осуществляется управляемой линзой или адаптивным зеркалом только в одной точке траектории (при $z = 0$) и поэтому является наиболее эффективной в том случае, когда дифракционный и нелинейный набег фазы пучка можно считать аддитивными.

Рассмотрим результаты такой компенсации более подробно. В [28, 29] проанализирована эффективность различных методов фазовой коррекции для среды с ветровым типом нелинейности. Цель компенсации — получить минимальную угловую расходимость излучения в дальней зоне, за тонким слоем нелинейной среды.

Численные расчеты, проведенные в безабберационном приближении, позволили сравнить два способа коррекции. Первый способ связан с внесением в фазу излучения корректирующего предискажения:

$$\varphi_k(x, y) = - \frac{1}{2} \kappa \varepsilon(x, y, z=0) \int_0^z \exp \left(- \frac{z'}{z_s} \right) dz', \quad (11)$$

где z_s — эффективная толщина нелинейного слоя, нормированная на рефракционную длину. Второй способ основывается на том, что интенсивность в точке приема излучения будет максимальной, если входной фронт пучка является фазово-сопряженным фронту волны, испускаемой приемником в дальней зоне и приходящей к излучателю.

Обычно процесс фазового сопряжения является адаптивным, итерационным, т. к. коррекция фазового фронта отстает от изменения диэлектрической проницаемости в слое среды. При осуществле-

нии фазовой коррекции данным способом распределение фазового фронта в плоскости источника адаптивной схемы вводится в качестве фазового предсказания φ_k .

Результаты расчетов приведены на рис. 1. Видно, что задание предсказания позволяет достичь угловой расходимости, близкой к минимальной, лишь для эффективной толщины $z_s \approx 0,7-0,8$; уже для $z_s \sim 1$ угловая расходимость сфокусированного пучка становится больше угловой расходимости коллимированного пучка. При использовании только адаптивного управления (без предсказания) также удается достичь угловой расходимости, близкой к минимальной лишь в ограниченной области z_s . Второй предложенный в статье способ коррекции позволяет повысить эффективность передачи энергии и для $z_s > 1$ (до $z_s \sim 2$). В этом случае может быть получена угловая расходимость, превышающая минимальную не более чем на 0,5–3% для $z_s \sim 1,5$ и не более чем на 5% для $z_s \sim 2$.

Ясно, что даже для тонкой тепловой линзы удается лишь частично скомпенсировать нелинейные искажения и повысить пиковую интенсивность. Эффективность компенсации зависит от точности обработки управляемым элементом всех искажений, в том числе аберраций высокого порядка. Улучшение условий передачи энергии может быть достигнуто путем управления фазой пучка как непрерывной функцией поперечных координат.

Еще более трудной задачей является изучение возможностей компенсации нелинейных искажений в случае распределенной тепловой линзы. Здесь ограничения, накладываемые на эффективность компенсации, связаны с распространением излучения внутри нелинейного слоя, так как дифракционный и нелинейный набеги фазы в этом случае не являются аддитивными. При решении данной задачи применяется численное абберационного приближения и моделирование с использованием без последовательного учета высших аберрации [1, 15].

В первом приближении расчет для распределенной тепловой линзы можно провести с помощью метода возмущений. Если в пределах тонкого нелинейного слоя безразмерная ширина пучка фактически не меняется: $f \approx 1$, то для толстой нелинейной линзы нужно учесть добавку $\beta (\beta \ll 1)$ к безразмерной ширине $f = 1 + \beta$.

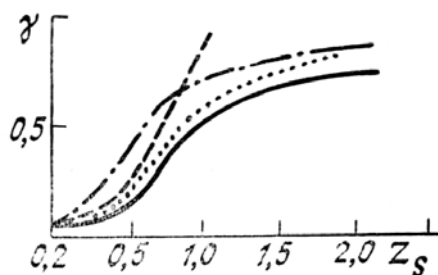


Рис. 1. Зависимость угловой расходимости пучка γ от эффективной толщины нелинейного слоя z_s для оптимально сфокусированного (сплошная кривая) и коллимированного (штрихпунктир) пучков, а также для пучков с предсказанием (штриховая кривая), с фазовой коррекцией и адаптивным управлением (точки)

Рассмотрим неподвижную среду с тепловой нелинейностью. Будем решать в данном приближении уравнение (4) со следующими граничными условиями:

$$f|_{\zeta=0} = 1, \quad \left. \frac{df}{d\zeta} \right|_{\zeta=0} = -\vartheta_0, \quad (12)$$

где $\vartheta_0 = \theta_0 / \theta_d$ — нормированная начальная расходимость излучения, т. е. на входе мы имеем фокусированный пучок. Решение имеет вид [26]

$$f(\zeta) = 1 + \vartheta_0 \zeta + \frac{\zeta^2}{2} + \frac{l_d}{R_{нл}} \left(\zeta + \frac{1 - e^{-\alpha l_d \zeta}}{\alpha l_d} \right). \quad (13)$$

Используя (7), получим выражение для нелинейной угловой расходимости в дальней зоне за слоем нелинейной среды:

$$\vartheta^2 = 1 + \vartheta_0^2 + \frac{2l_d}{R_{нл}} \left(\frac{1 - e^{-\alpha l_d \zeta}}{\alpha l_d} - \zeta e^{-\alpha l_d \zeta} \right) + \frac{2l_d}{R_{нл}} \vartheta_0 (1 - e^{-\alpha l_d \zeta}) + \frac{l_d^2}{R_{нл}^2} (1 - e^{-\alpha l_d \zeta})^2. \quad (14)$$

Находя минимум данной величины, вычислим минимальную угловую расходимость при оптимальной фокусировке

$$\theta_{\min} = \left\{ \left(\frac{\lambda}{2\pi a_0} \right)^2 + \frac{P_0 \left| \frac{dn}{dT} \right| \lambda^2 l_{\text{ср}}}{4\pi^3 a_0^4 \chi} \left[\frac{1 - e^{-\alpha l_{\text{ср}}}}{\alpha l_{\text{ср}}} - e^{-\alpha l_{\text{ср}}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

где λ — длина волны излучения.

Числовые оценки, проведенные по (15), дают хорошее согласие с экспериментом [26].

3. Численные и лабораторные эксперименты по компенсации тепловой дефокусировки

а) Безаберрационное приближение. Следующим этапом в рассмотрении влияния распределенной тепловой линзы на распространение излучения и эффективность компенсации искажений является численное моделирование. Значения основных параметров пучка и среды в численных экспериментах соответствовали лабораторным экспериментам [26, 27], с результатами которых потом проводилось сравнение. Компенсация в экспериментах осуществлялась путем управления волновым фронтом пучка на входе в нелинейную среду. Изменение радиуса кривизны волнового фронта осуществлялось с помощью фокусирующих сферических линз различной оптической силы.

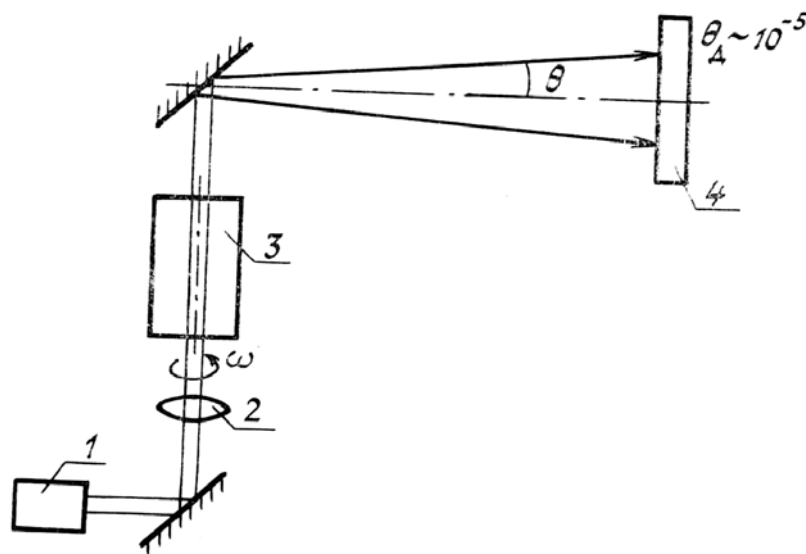


Рис. 2. Общая схема экспериментов: 1—Ag+-лазер; 2—фокусирующая сферическая линза; 3—кювета; 4—экран

Общая схема экспериментов представлена на рис. 2. Излучение Ag+-лазера ($\lambda = 488$ нм, ТЕМ₀₀ мода) с мощностью до 2 Вт направлялось в вертикально расположенную кювету со спиртом ($n_0 = 1,36$; $|dn/dT| = 4,2 \cdot 10^{-4}$ град⁻¹, $\alpha = 0,012$ см⁻¹, $\chi = 1,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см · град, $\zeta = 7,94 \cdot 10^{-4}$ см²/с) через телескоп. Это позволяло варьировать начальные размеры пучка обычно в пределах от 0,4 до 2,8 мм. Моделирование однородного бокового ветра осуществлялось путем вращения кюветы с постоянной угловой скоростью. Скорость ветра изменялась в диапазоне от $3,8 \cdot 10^{-2}$ до $3,8 \cdot 10^{-1}$ см/с при изменении расстояния от оси пучка до оси вращения кюветы. Наибольшая длина кюветы $l_{\text{ср}}$ составляла 75 см. Расходимость излучения, прошедшего нелинейную среду, измерялась в дальней зоне.

В соответствующих численных экспериментах угловая расходимость рассчитывалась по формуле (7) после численного решения уравнений (4)–(6) для безразмерной ширины пучка с граничными условиями (12). В процессе вычислений были получены зависимости полной угловой расходимости от входной мощности излучения, оптической силы линзы, скорости ветра. Данные зависимости позволили определить области значений параметров пучка, в которых возможна фазовая компенсация действия не только тонкой, но и распределенной тепловой линзы.

Рассмотрим полученные результаты. На рис. 3, а представлены зависимости угловой расходимости излучения θ от мощности P_0 при различной диоптрийности линзы D^+ и фиксированном значении начального радиуса пучка для неподвижной среды $a_0 = 0,11$ см. На рис. 3, б представлены аналогичные зависимости поперечной к ветру угловой расходимости от начальной мощности излучения при фиксированных значениях радиуса пучка и скорости ветра для движущейся среды ($a_0 = 0,084$ см, $v = 3,8 \cdot 10^{-1}$ см/с).

Эти зависимости (рис. 3, а, б) имеют одинаковый характер: при определенных значениях начальной фокусировки и мощности достигается минимальная угловая расходимость. Наилучшей компенсации собственной дефокусировки пучка (штрихи) соответствует огибающая семейства кривых

(штрихпунктир). Точка С (точка минимума кривой с $D^+ = 1,5 \text{ м}^{-1}$, $P_0 = 12 \text{ мВт}$ для рис. 3, а; $D^+ = 1 \text{ м}^{-1}$, $P_0 = 50 \text{ мВт}$ для рис. 3, б) разделяет огибающую на две различные области. В первой области, расположенной слева от точки С, величина оптимальной оптической силы зависит от входной мощности. Эксперимент и расчеты показывают, что здесь перетяжка пучка всегда находится за пределами кюветы, а безразмерная ширина пучка $f(z) \approx 1$. Такую тепловую линзу можно считать тонкой. Ясно, что в этой области фазовая компенсация угловой расходимости является эффективной, а степень компенсации $\eta = (\theta^2 - \theta_{\min}^2) / (\theta^2 - \theta_d^2)$ близка к единице.

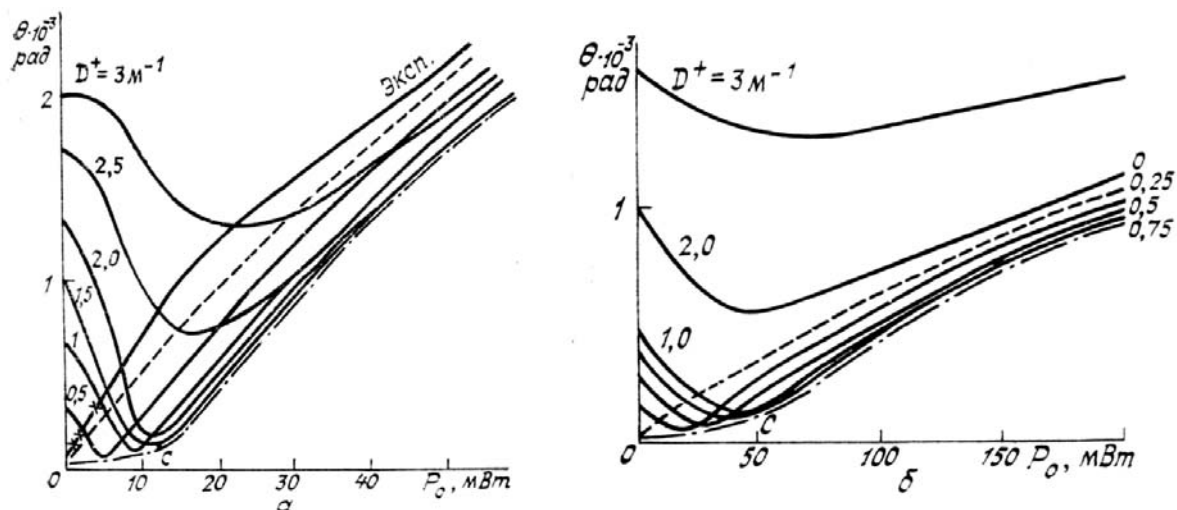


Рис. 3

Во второй области минимальная расходимость (или оптимальная компенсация) достигается при одном и том же значении начальной фокусировки независимо от мощности. В этом случае перетяжка пучка расположена внутри среды. Тепловая линза в данной области является распределенной, поэтому фазовым методом не удается осуществить компенсацию действия всей линзы. Возможна лишь фазовая компенсация в передней части тепловой линзы, до перетяжки.

Подобные зависимости были получены для различных значений начального радиуса пучка, скорости ветра. Качественное поведение кривых во всех случаях совпадает. Выполненные расчеты угловой расходимости вдоль ветра для движущейся среды показывают, что при некоторой скорости ветра для каждого конкретного радиуса пучка оптимизация с помощью начальной фокусировки становится нецелесообразной, предпочтительнее использовать коллимированный пучок. Отметим также, что эффект отклонения пучка навстречу ветру можно скомпенсировать заданием дополнительного наклона пучка.

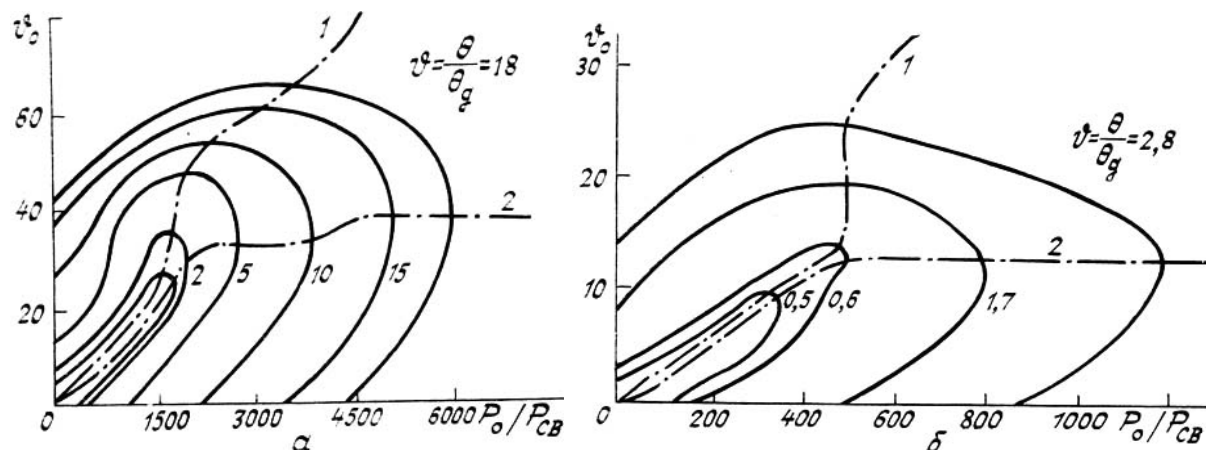


Рис. 4. Линии уровней: а) полной угловой расходимости для неподвижной среды ($a_0 = 0,11 \text{ см}$; $\theta_d = 7,36 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$; $P_{\text{св}} = 2n_0 \kappa \pi a_0^2 / \alpha l_d^2 \left| \frac{dn}{dT} \right|$); б) поперечной к ветру угловой расходимости для движущейся среды ($a_0 = 0,084 \text{ см}$;

$$v = 3 \cdot 10^{-1} \text{ см/с}; P_{\text{св}} = \kappa a_0^3 n_0 \sqrt{\pi v} / 2l_d^2 \left| \frac{dn}{dT} \right| \alpha \chi (1 - e^{-1})$$

Проведенные численные эксперименты позволили построить линии уровней полной угловой расходимости ϑ в координатах $(P_0/P_{св}, \vartheta_0)$ для неподвижной (рис. 4, а) и движущейся (рис. 4, б) среды. Эти изолинии служат границами областей, в каждой из которых полная угловая расходимость не превышает определенного уровня по отношению к дифракционной. При оптимальном выборе параметров пучка (начальной фокусировки и мощности) в каждой области достигается минимальная угловая расходимость. Такому оптимальному выбору соответствуют кривые 1 и 2. Первая кривая используется для подбора оптимальной мощности при заданной начальной фокусировке, вторая — в противоположном случае. Приближению тонкой линзы соответствует та область, где кривые 1 и 2 близки друг к другу. Распределенной нелинейной линзе соответствует та область, где кривые расходятся. Видно, что здесь компенсация тепловой расходимости становится неоптимальной.

Все полученные теоретические данные сравнивались с результатами лабораторных экспериментов [26, 27]. Сравнение показывает их хорошее соответствие. Это позволяет сделать вывод об адекватности выбранной теоретической модели рассматриваемым реальным физическим процессам.

б). Учет нелинейных aberrаций. Для получения более полной картины тепловой дефокусировки и повышения эффективности компенсации возникающих нелинейных искажений необходимо производить расчеты с учетом aberrаций. Учет сферических aberrаций может быть произведен следующим образом [31]. При рассмотрении сферических aberrаций в выражение для эйконала S аксиальносимметричного пучка вводится дополнительное слагаемое. Эта добавка к эйконалу плоской волны записывается в виде разложения по четным степеням радиальной координаты r :

$$S = S_0(z) + \frac{r^2}{2g(z)} \frac{dg}{dz} + \frac{r^4}{8a_0^2 g^2(z)} \frac{d\beta}{dz}, \quad (16)$$

где $g(z)$ и $\beta(z)$ — aberrационные функции. Изменение профиля интенсивности первоначально гауссовского пучка определяется следующим выражением:

$$I = \frac{I_0}{g^2} \exp\left(-\alpha z - \frac{r^2}{a_0^2 g^2 \left(1 + \frac{r^2}{a_0^2 g^2} \beta\right)}\right) \left(1 + \frac{r^2}{a_0^2 g^2} \beta\right)^{-2}, \quad (17)$$

где I_0 — начальная интенсивность на оси пучка. Система для определения aberrационных функций $g(z)$ и $\beta(z)$ имеет вид:

$$\frac{d^2 g}{d\zeta^2} = \frac{\alpha l_d^2}{R_{нл}} \frac{e^{-\alpha l_d \zeta}}{g} + \frac{1}{g^3} [1 + 12\beta(1 + \beta)]; \quad (18)$$

$$\frac{d}{d\zeta} \left(g^2 \frac{d\beta}{d\zeta} \right) = -\frac{\alpha l_d^2}{R_{нл}} e^{-\alpha l_d \zeta} (1 + \beta) - \frac{4}{g^2} \{2\beta [2 + 5\beta(3 + 2\beta)]\}. \quad (19)$$

Численное решение уравнений (18), (19) с последующим расчетом интенсивности по (17) позволило описать кольцевую aberrационную структуру пучка, которая наблюдалась в эксперименте, но не могла быть рассчитана в безaberrационном приближении.

Подобная методика позволяет рассматривать и aberrации более высокого порядка, однако для полного их учета необходимо решать параболическое уравнение для комплексной амплитуды пучка (1) совместно с уравнением теплопроводности (2).

В безразмерных переменных, для случая неподвижной среды, уравнения (1), (2) примут вид

$$2i \frac{\partial \bar{E}}{\partial \zeta} = \Delta_{\perp} \bar{E} + (R \bar{T} - i\bar{\alpha}) \bar{E}; \quad (20)$$

$$-\Delta_{\perp} \bar{T} = \bar{E} \bar{E}^*, \quad (21)$$

где $\bar{x} = x/a_0$; $\bar{y} = y/a_0$; $\zeta = z/l_d$; $\bar{T} = T/T_0$; $\bar{E} = E/E_0$; $\bar{\alpha} = \alpha \cdot l_d$; $T_0 = \frac{\alpha P_0}{\chi \pi}$ — масштаб температур;

$R = 8\pi n_0 a_0^2 \frac{dn}{dT} \alpha P_0 / \chi \lambda^2$ — параметр нелинейности.

На входе в нелинейную среду задан фокусированный пучок с гауссовским профилем:

$$\bar{E}(\bar{x}_0, \bar{y}_0, \zeta = 0) = \exp\left(-\frac{(\bar{x}_0^2 + \bar{y}_0^2)}{2}\right) \exp\left(-i\frac{(\bar{x}_0^2 + \bar{y}_0^2)}{2\bar{R}_f}\right), \quad (22)$$

где $\bar{R}_f = R_f / l_x$ — радиус начальной фокусировки, задаваемый сферической линзой. Задача решается в дальней зоне и амплитуда \bar{E} является быстроосциллирующей функцией переменных \bar{x}_0 и \bar{y}_0 , поэтому требуется задание нереально подробной сетки для численных расчетов. Чтобы избежать этого, применяются различные преобразования координат.

В данном случае использовалось дифракционное преобразование [5]. Оно учитывает дифракционную расходимость пучка и позволяет получить решение как при $z = R_f$, так и при $z > R_f$. Кроме того, бесконечный промежуток распространения в результате дифракционного преобразования становится конечным. При вычислении с постоянным шагом происходит автоматическое сгущение узлов сетки вблизи точки фокуса, где существенно нарастает изменение размеров и формы пучка вследствие самовоздействия.

После дифракционных преобразований уравнения (20), (21) и граничные условия (22) приобретают вид

$$2i \frac{\partial \bar{E}}{\partial \bar{z}} = \Delta_{\perp} \bar{E} + \bar{E}(2 - \tilde{x}^2 - \tilde{y}^2) + \frac{\bar{R}_f^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \bar{z})}{1 + \bar{R}_f^2} (R\bar{T} - i\bar{\alpha}) \bar{E}; \quad (23)$$

$$-\tilde{\Delta}_{\perp} \bar{T} = \bar{E}\bar{E}^*; \quad (24)$$

$$\bar{E}\left(\tilde{x}_0, \tilde{y}_0, \bar{z} = \arctg\left(-\frac{1}{\bar{R}_f}\right)\right) = \exp\left(-\frac{(\tilde{x}_0^2 + \tilde{y}_0^2)}{2}\right), \quad (25)$$

где

$$\tilde{x} = \bar{x}/\sqrt{D}, \quad \tilde{y} = \bar{y}/\sqrt{D}, \quad D = \zeta^2 + \left(1 - \frac{\zeta}{\bar{R}_f}\right)^2, \quad \tilde{\Delta}_{\perp} = D\Delta_{\perp}, \quad d\bar{z}/d\zeta = 1/D.$$

Теперь задача сводится к случаю коллимированного пучка, так как в отсутствие самовоздействия решение (23)–(24) соответствует пучку, сохраняющему начальную форму и размеры [5].

Полученные уравнения решались численно методом расщепления по физическим факторам [32]. Использовалась вычислительная сетка 64×64 . Полная угловая расходимость в дальней зоне рассчитывалась через ширину углового спектра излучения. Результаты расчетов для коллимированного пучка представлены на рис. 3, а. Видно, что полученные точки хорошо соответствуют экспериментальной кривой.

1. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П., Чесноков С.С. // Известия вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 1. С. 1–37.
2. Смит Д.К. // ТИИЭР: 1977. Т. 65. № 12. С. 59–103.
3. Проблемы оптики атмосферы // Под ред. Зуева В.Е. Новосибирск: Наука, 1983. 146 с.
4. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 286 с.
5. Распространение лазерного пучка в атмосфере // Под ред. Дж. Стробена. М.: Мир, 1981. 414 с.
6. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
7. Коняев В.А., Лукин В.П. // Известия вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 2. С. 79–84.
8. Егоров К.Д., Кандидов В.П., Чесноков С.С. // Известия вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 2. С. 66–72.
9. Белоусова И.М., Высотина Н.В., Григорьев В.А. и др. // Известия АН СССР. Сер. Физич. 1984. Т. 48. № 12. С. 2299–2307.
10. Smith D.C. // IEEE. QE-5. 1969. P. 600–607.
11. Выслоух В.А., Егоров К.Д., Кандидов В.П. // Вестник МГУ. Сер. Физика. Астрономия. 1980. № 2. С. 16–22.
12. Трофимов В.А. // Вестник МГУ. Сер. Физика. Астрономия. 1987. № 5. С. 36–41.
13. Канев Ф.Ю., Чесноков С.С. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 10. С. 2125–2130.
14. Bradley L.C., Hermann J. // Appl. Opt. 1974. V. 13. № 2. P. 331–334.
15. Выслоух В.А., Егоров К.Д., Кандидов В.П. // Известия вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 4. С. 434–439.
16. Pearson J.E. // Opt. Lett. 1978. V. 2. № 1. P. 7.
17. Сухоруков А.П., Трофимов В.А. // Известия АН СССР. Сер. Физич. 1982. Т. 46. № 10. С. 1933–1938.
18. Карамзин Ю.П., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. // Известия вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 10. С. 1292–1298.

19. Whinnery J.R., Miller D.T., Dabby F. //IEEE. 1967. QE-3. P. 382–387.
20. Ахманов С.А., Криндач Д.П., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. //Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. № 2. С. 509–513.
21. Leite R.C.C. et al. //Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. P. 100–107.
22. Ukega O. //Appl. Opt. 1988. V. 27. № 20. P. 4221–4225.
23. Алешкевич В.А., Мигулин А.В., Сухоруков А.П., Шумилов Э.Н. //ЖЭТФ. 1972. Т. 62. В. 2. С. 551–561.
24. Wallace J. //J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. № 3. P. 373–378.
25. Полякова И.Ю., Сухоруков А.П. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 7. С. 93–97.
26. Криндач Д.П., Сидорин В.В., Соколов В.Н., Сухоруков А.П. //Известия вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 5. С. 584–593.
27. Криндач Д.П., Петрухин А.В., Попов В.В. //X Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск, 1989. С. 148.
28. Колосов В.В., Сысоев С.И. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 4. С. 363–368.
29. Колосов В.В., Сысоев С.И. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 1. С. 83–89.
30. Иночкин М.В., Сухоруков А.П. //Известия вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 11. С. 1380–1386.
31. Иванов С.В., Сухоруков А.П., Шумилов Э.Н. //II Собрание по атмосферной оптике (Тезисы докл.). Томск, 1980. Ч. III. С. 214–216.
32. Fleck J.A. et al. //Appl. Phys. 1976. V. 10. № 2. P. 129–139.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет

Поступила в редакцию
18 сентября 1990 г.

I.Yu. Polyakova, A.P. Sukhorukov. Compensation of the Effect of Laser Radiation Defocusing in Far Field.

Thermal defocusing of laser radiation in the stationary and nonstationary nonlinear media is considered. Radiation characteristics are computed in the far field using the aberrationless approximation and taking into account the aberrations as well. Efficiency of nonlinear distortions phase compensation for thin and thick thermal lenses has been studied. Optimal values of the controlled parameters have been estimated. Theoretical results are compared to the experimental ones.