

УДК 621.378.325

## КОМПЕНСАЦИЯ ТЕПЛОЙ ДЕФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д. П. Криндач, В. С. Сидорин, В. Н. Соколов, А. П. Сухоруков

Рассмотрена возможность компенсации дополнительной угловой расходимости лазерного излучения, возникающей при тепловой дефокусировке в стационарном режиме, заданием на входе в среду нужной кривизны волнового фронта пучка. Экспериментально показано, что если длина среды  $l_{cp} \geq 1/\alpha$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения), то результаты могут быть обобщены на случай полубесконечных сред. Выявлены две области действия компенсирующей оптической системы: в первой возможна компенсация всей тепловой линзы в целом и степень компенсации велика; во второй — фазовая компенсация возможна только в передней части протяженной тепловой линзы, а в остальной действует амплитудная компенсация, общая степень компенсации невелика. Показано, что для адаптивных компенсирующих систем эффективное управление возможно лишь в первой области; за ее пределами компенсация расходимости флукутирующего излучения затруднена.

Тепловая дефокусировка — увеличение расходимости светового пучка, обусловленное локальным нагревом среды, — одно из наиболее распространенных явлений нелинейной оптики. Отдельное действие малого слоя среды  $\Delta l_{cp}$  приводит к увеличению дифракционной расходимости пучка  $\theta_0$  до значения [1]

$$\theta = \theta_0 + \gamma \frac{|dn/dT| P_{вх} (1 - \exp(-\alpha \Delta l_{cp}))}{a_{вх} \kappa}, \quad (1)$$

где  $P_{вх}$  — мощность падающего излучения,  $\alpha$ ,  $n$ ,  $\kappa$  — коэффициенты поглощения, преломления и теплопроводности среды,  $T$  — температура. Коэффициент  $\gamma \simeq 0,07$ , если расходимость дефокусированного пучка измерять по внешнему кольцу в его сечении, а  $a_{вх}$  — гауссов радиус падающего пучка по интенсивности. В большинстве случаев приходится иметь дело с протяженными средами, действие отдельных участков в которых неаддитивно.

Ощутимое действие тепловой нелинейности может являться фактором, ограничивающим применение лазерных систем большой энергии [2]. В связи с этим возникает задача компенсации тепловой рефракции, что может делаться путем подбора режимов и параметров излучения [3] либо методами амплитудной [4] и фазовой [5–8] коррекции. Последний вариант наиболее действен и отвечает физическому подходу, когда действие отрицательной тепловой линзы (а для большинства сред  $dn/dT < 0$ ) компенсируется действием положительной, устанавливаемой на входе в среду. Если компенсирующая система адаптивна, то, в принципе, возможна также и компенсация аберраций тепловой линзы. Некоторые особенности дефокусировки света в сходящихся пучках были рассмотрены экспериментально в [9, 10] и теоретически в [7, 11].

Однако следует иметь в виду, что тепловая линза нелинейна и любые изменения характеристик падающего пучка компенсирующей системой вызывают ответное изменение свойств тепловой линзы.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование компенсации расходимости лазерного излучения в свободном пространстве

при дефокусировке в стационарном режиме с обобщением результатов на случай полубесконечных сред. Компенсация тепловой дефокусировки достигалась подбором нужной кривизны волнового фронта пучка на входе в среду с тепловой нелинейностью.

В работе использовался  $\text{Ag}^+$ -лазер с мощностью до 2 Вт ( $\lambda = 488$  нм,  $\text{TEM}_{00}$ -мода). В качестве среды, обладающей сильной тепловой нелинейностью, был выбран спирт:  $|dn/dT| = 4,2 \cdot 10^{-4}$  град $^{-1}$ ,  $\kappa = 1,5 \cdot 10^{-3}$  Вт/см·град,  $\alpha = 0,012$  см $^{-1}$ ; добавка фуксина могла увеличивать величину коэффициента поглощения. Наибольшая длина кюветы со спиртом составляла  $l_{\text{ср}} = 75$  см. При многократном пропускании через нее излучения длина трассы в среде могла достигать  $l_{\text{ср}} \sim 2 \div 3$  м. Вертикальное расположение кюветы позволяло пренебречь конвективной теплопроводностью.

Излучение  $\text{Ag}^+$ -лазера направлялось в кювету через телескоп, изменение характеристик которого позволяло варьировать размеры пучка на входе в кювету обычно в пределах  $0,4 \text{ мм} \leq a_{\text{вх}} \leq 4 \text{ мм}$ .

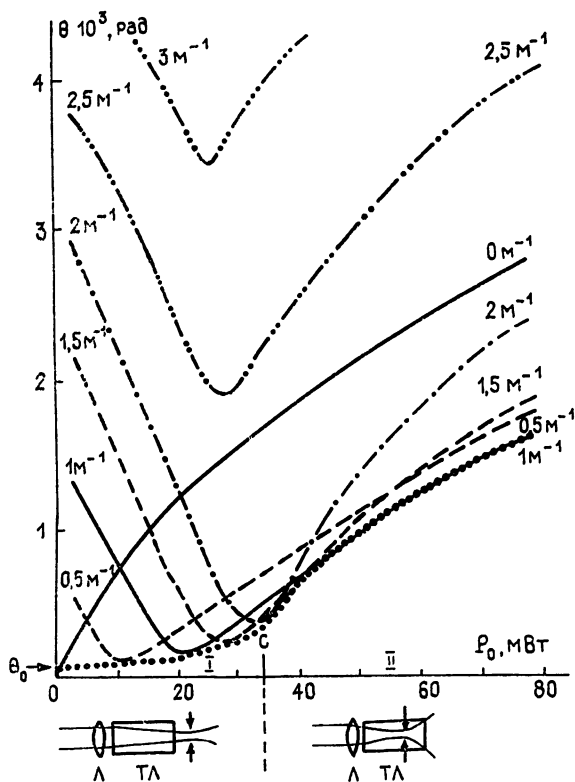


Рис. 1. Зависимость угла расходимости излучения  $\theta$ , прошедшего через кювету с тепловой нелинейностью ( $a_{\text{вх}} = 1,1$  мм,  $\alpha = 0,012$  см $^{-1}$ ,  $l_{\text{ср}} = 75$  см), от величины мощности на входе  $P_{\text{вх}}$ . Параметром кривых является величина оптической силы компенсирующей линзы  $D^+$ .  $0 \text{ м}^{-1}$  соответствует собственной дефокусировке пучка без компенсирующей линзы.

Экспериментальные точки на графике не указаны.

Рисунки под графиком иллюстрируют поведение пучка в среде и за ее пределами для областей I и II. Л — компенсирующая линза, ТЛ — среда с тепловой нелинейностью, отрицательная тепловая линза.

Непосредственно перед входным окном кюветы устанавливались компенсирующие линзы различной оптической силы  $D \equiv 1/F$ , где  $F$  — фокусное расстояние. При большой дифракционной длине пучка, нап-

рвляемого из телескопа на линзу,  $l_0 = ka_0^2$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ,  $a_0$  — радиус пучка в перетяжке,  $a_{\text{вх}} \approx a_0$ ) радиус кривизны волнового фронта пучка после линзы оказывался  $R_{\text{вх}} \approx F$ .

Расходимость излучения, прошедшего через кювету, измерялась в дальней зоне как  $\theta = \Delta\omega_\infty/\Delta z$ , где  $\omega_\infty$  — либо радиус внешнего кольца дефокусировки, либо, при эффективной компенсации, когда кольцевая структура становилась незаметной, — гауссов радиус по полю, тогда  $\omega_\infty = a_\infty \sqrt{2}$ . Погрешность в измерении  $\theta$  не превышала 0,1.

Рассмотрим действие положительных компенсирующих линз  $D^+$ , создающих сходящийся пучок на входе в кювету. Типичный вид зависимости  $\theta$  от падающей мощности  $P_{\text{вх}}$  при фиксированном значении радиуса пучка  $a_{\text{вх}}$  и параметров среды  $|dn/dT|$ ;  $\kappa$ ,  $\alpha$ ,  $l_{\text{ср}}$  для  $D^+ \neq 0$  имеют четкий экстремум (минимум) — рис. 1. Каждому минимуму соответствует образование телескопической системы, состоящей из положительной компенсирующей и отрицательной тепловой линз, — аналог системы Галилея в геометрической оптике [12].

Наилучшей компенсации собственной дефокусировки пучка (кривая  $0 \text{ м}^{-1}$  на рис. 1) отвечает огибающая нижней части семейства зависимостей  $\theta(P_{\text{вх}})$ :  $-\theta_{\text{min}}(P_{\text{вх}})$ , обозначенная на рис. 1 точечным пунктиром. Поскольку вдоль зависимости  $\theta_{\text{min}}(P_{\text{вх}})$  оптическая сила компенсирующей линзы меняется, можно адекватно ввести понятие ее оптимального значения  $D_{\text{опт}}^+$ . В общем случае значения  $\theta_{\text{min}}$  и  $D_{\text{опт}}^+$  зависят от выбора радиуса пучка  $a_{\text{вх}}$  и параметров среды.

Степень компенсации дефокусировки определим как

$$\eta = \frac{\theta^2 - \theta_{\text{min}}^2}{\theta^2 - \theta_0^2}, \quad (2)$$

где  $\theta$  — расходимость пучка после кюветы без компенсирующей линзы, а  $\theta_0$  — собственная (дифракционная) расходимость пучка, направляемого на компенсирующую линзу. При полной компенсации  $\eta = 1$  ( $\theta_{\text{min}} \equiv \theta_0$ ), при ее отсутствии  $\eta = 0$  ( $\theta_{\text{min}} \equiv \theta$ ). Квадратичная зависимость  $\eta(\theta)$  связана с тем, что угол дефокусировки — телесный угол.

В изменении  $\theta_{\text{min}}(P_{\text{вх}})$ , показанном на рис. 1, прослеживаются две области I и II, разделенные точкой C. Левее точки C, в области I, огибающая  $\theta_{\text{min}}$  проходит исключительно по экстремумам зависимостей  $\theta(P_{\text{вх}})$ , отвечающих различным значениям  $D_{\text{опт}}^+$ ; степень компенсации здесь высока:  $\eta \leq 1$ . Правее точки C, в области II, оптимальная компенсация достигается при  $D_{\text{опт}}^+ = \text{const}$ , хотя величина  $\eta < 1$  и падает с ростом  $P_{\text{вх}}$ . Эксперимент показывает, что в области I перетяжка пучка всегда оказывается за пределами кюветы ( $z_{\text{п}} > l_{\text{ср}}$ ), в точке C — на ее верхней границе ( $z_{\text{п}} = l_{\text{ср}}$ ), а в области II — внутри среды ( $z_{\text{п}} < l_{\text{ср}}$ ) (см. иллюстрации под графиком на рис. 1,  $z_{\text{п}}$  — координата перетяжки,  $z = 0$  — входное окно кюветы,  $l_{\text{ср}}$  — длина среды).

Это означает, что в области II принципиально невозможно подобрать такую оптическую систему на входе в среду с тепловой нелинейностью, которая обеспечила бы компенсацию действия всей тепловой линзы фазовым методом. Фазовая компенсация происходит в передней части тепловой линзы до перетяжки, а дальше — только амплитудная\*. Таким образом, в общем случае под термином «область» понимается такая совокупность параметров пучка и среды, которая допускает фазовую компенсацию действия либо всей тепловой линзы в целом (область I), либо только ее передней части (область II). Поскольку разделение этих областей связывается с длиной среды, уточним связь между  $D_{\text{опт}}^+$  и величинами, характеризующими протяженность среды, —  $l_{\text{ср}}$  и  $1/\alpha$ .

Типичный вид зависимости  $D_{\text{опт}}^+(l_{\text{ср}})$  представлен на рис. 2; в опы-

\* Под амплитудной компенсацией понимается уменьшение тепловой расходимости вызванное увеличением радиуса пучка по мере прохождения среды.

те менялась длина трассы в среде и адекватно подбиралась оптимальная оптическая сила компенсирующей линзы. Вид зависимости сохраняется при изменениях параметров пучка и среды как в области I, так и в области II.

То обстоятельство, что  $D_{\text{опт}}^+$  перестает изменяться, когда  $l_{\text{ср}} \geq \geq 1/\alpha = l_{\text{эфф}}^*$ , позволяет, работая со средами конечной длины, интерпретировать результаты как полученные в полубесконечных средах. Графики рис. 3—6 соответствуют именно такому случаю.

Рассмотрим особенности компенсации тепловой дефокусировки в областях I и II.

1. В области I перетяжка пучка находится за пределами среды —  $z_{\text{п}} > 1/\alpha$  или  $z_{\text{п}} > l_{\text{ср}}$ , если  $l_{\text{ср}} < < 1/\alpha$  и безразмерная ширина пучка в среде  $f(z) \equiv a(z)/a_{\text{вх}} \leq 1$ . Такую тепловую линзу можно считать тонкой, и расходимость, обусловленная дефокусировкой,

$$\theta_{\text{расх}} = \gamma \frac{|dn/dT| P_{\text{вх}} (1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}}))}{\kappa a_{\text{вх}}} \quad (3)$$

Сходимость же пучка, создаваемая компенсирующей линзой,

$$\theta_{\text{сход}} = \omega_{\text{вх}}/F = \sqrt{2} a_{\text{вх}}/F \quad (4)$$

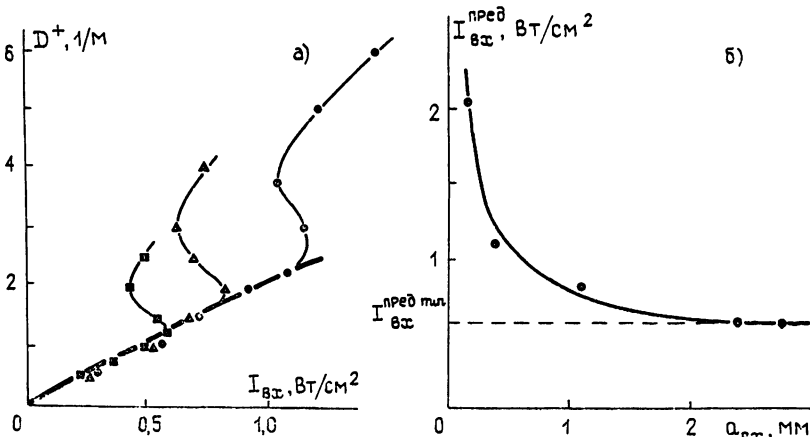


Рис. 3. Компенсация действия тепловой линзы, возникающей в полубесконечной среде ( $\alpha l_{\text{ср}} \geq 1$ ) при степени нелинейности  $(1/\kappa)|dn/dT| = 0,28$  см/Вт.

а) Зависимость оптической силы компенсирующей линзы  $D^+$  от интенсивности на входе в кювету  $I_{\text{вх}}$  при различных значениях радиуса пучка  $a_{\text{вх}}$ :  $\blacksquare$  —  $a_{\text{вх}} = 2,8$  мм,  $\blacktriangle$  —  $a_{\text{вх}} = 1,1$  мм,  $\odot$  —  $a_{\text{вх}} = 0,4$  мм; толстая линия — оптимальная компенсация ( $D^+ \equiv D_{\text{опт}}^+$ ), тонкие линии — неоптимальная компенсация.

б) Предельная интенсивность на входе в кювету  $I_{\text{вх}}^{\text{пред}}$ , еще допускающая компенсацию действия всей тепловой линзы, в зависимости от радиуса пучка  $a_{\text{вх}}$ .

Предельным случаем соотношения оптических сил положительной и отрицательной линз в телескопе Галилея является их равенство:  $D^+ \leq D^-$ . Приравнявая (3) и (4), имеем

\* При значительном удалении в область II от границы ее раздела с областью I может оказаться  $l_{\text{эфф}} < 1/\alpha$ .

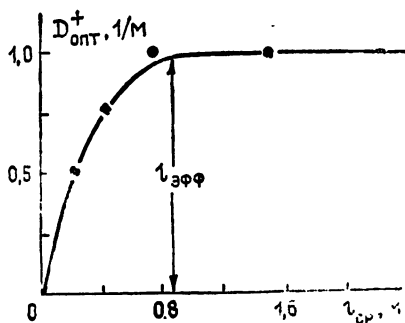


Рис. 2. Изменение оптимальной оптической силы компенсирующей линзы  $D_{\text{опт}}^+$  при различной длине трассы  $l_{\text{ср}}$  в среде с тепловой нелинейностью ( $\alpha = 0,012$  см<sup>-1</sup>,  $a_{\text{вх}} = 0,4$  мм,  $P_{\text{вх}} = 0,3$  Вт).

$$D_{\text{опт}}^+ \equiv \frac{1}{F_{\text{опт}}} = \gamma \frac{\pi |dn/dT| (1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}}))}{\sqrt{2} x} I_{\text{вх}}, \quad (5)$$

где  $I_{\text{вх}} \equiv P_{\text{вх}}/\pi a_{\text{вх}}^2$  — интенсивность падающего излучения.

Линейность зависимости  $D_{\text{опт}}^+$  ( $I_{\text{вх}}$ ), количественно соответствующая (5), иллюстрируется толстой линией на графике а) рис. 3. Экспериментальные точки, отвечающие различным значениям входного радиуса пучка  $a_{\text{вх}}$ , до какого-то момента укладываются на эту линию, являющуюся единой. По мере увеличения  $I_{\text{вх}}$  перетяжка приближается к извне к  $z_{\text{п}} \sim 1/\alpha$  (или к выходному окну кюветы, если  $l_{\text{ср}} < 1/\alpha$ ) и в момент отхода S-образных зависимостей (тонкие линии) от линейной оказывается в этой точке (или, соответственно, на выходном окне кюветы). Попытки увеличить оптическую силу входной линзы делают компенсацию неоптимальной (S-образные зависимости), и формулой (5) пользоваться нельзя.

График б) рис. 3 показывает предельную интенсивность падающего излучения, при которой система еще остается в пределах области I —  $I_{\text{вх}}^{\text{пред}}(a_{\text{вх}})$ . При увеличении радиуса пучка  $a_{\text{вх}}$  величина  $I_{\text{вх}}^{\text{пред}}$  стремится к такому минимальному уровню  $I_{\text{вх}}^{\text{пред, min}}$ , при котором в (5)  $F_{\text{опт}} = 1/\alpha$  (или  $F_{\text{опт}} = l_{\text{ср}}$ , если  $l_{\text{ср}} < 1/\alpha$ ).

Ход зависимости  $I_{\text{вх}}^{\text{пред}}(a_{\text{вх}})$  можно получить следующим образом. Из [13] следует, что при фокусировке гауссова пучка, когда его дифракционная длина  $l_0 \equiv 2\pi a_0^2/\lambda \sim F$ , положение перетяжки сфокусированного пучка может смещаться на величину  $\lambda F^2/2\pi a_0^2$  в зависимости от выбора положения линзы относительно перетяжки исходного пучка.

В данном случае рассматривается действие отрицательной тепловой линзы. При незначительном ее действии ( $I_{\text{вх}} \sim 0$ ) компенсирующая линза создает перетяжку на расстоянии  $1/D^+$  от входного окна кюветы. При увеличении интенсивности до  $I_{\text{вх}}^{\text{пред}}$  перетяжка оказывается на выходном окне, т. е. на расстоянии  $l_{\text{ср}}$  от входного (или  $\sim 1/\alpha$ , если среда полубесконечна), а так как  $a_{\text{вх}} \approx a_0$ , то

$$l_{\text{ср}} - 1/D^+ \approx \lambda/2\pi a_{\text{вх}}^2 (D_{\text{гл}}^-)^2, \quad (6)$$

где  $D_{\text{гл}}^-$  — оптическая сила тепловой линзы. Учитывая, что в этом случае  $D_{\text{гл}}^- = D^+ = D_{\text{опт}}^+$ , и используя (5), получим

$$a_{\text{вх}} \approx \frac{x}{\pi} \left\{ \lambda \left[ I_{\text{вх}}^{\text{пред}} \gamma \left| \frac{dn}{dT} \right| (1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}})) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[ \pi \gamma I_{\text{вх}}^{\text{пред}} l_{\text{ср}} \left| \frac{dn}{dT} \right| (1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}})) - \sqrt{2} x \right] \right]^{-1} \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

Оценки, сделанные согласно (7), по порядку величины согласуются с экспериментальными данными.

Зависимость  $D_{\text{опт}}^+(\alpha)$  в области I аналогична зависимости  $D_{\text{опт}}^+(l_{\text{ср}})$  (см. (5)), вид которой проводился на рис. 2. В случае  $l_{\text{ср}} \gg 1/\alpha$  значение  $D_{\text{опт}}^+$  практически не зависит от  $\alpha$ : на графиках рис. 3 увеличение коэффициента поглощения проявится только в повышении уровня  $I_{\text{вх}}^{\text{пред, min}}$ .

Минимальная расходимость излучения  $\theta_{\text{min}}$ , достигаемая в области I при компенсации тепловой нелинейности среды конечной длины  $l_{\text{ср}}$ , может быть рассчитана следующим образом. Уравнение для безразмерной ширины пучка  $f(\xi_{\text{ср}})$  имеет вид

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi_{\text{ср}}^2} = B \frac{\exp(-\alpha \xi_{\text{ср}})}{f} + \frac{1}{f^3}, \quad (8)$$

где

$$B = \frac{\tilde{\alpha} |dn/dT| P_{\text{вх}}}{\lambda x},$$

$\xi_{\text{ср}} \equiv l_{\text{ср}}/l_0$ ,  $\tilde{\alpha} \equiv \alpha l_0$  — безразмерные длина среды и коэффициент поглощения.

Его решение в приближении  $f \approx 1$  для среды конечной длины есть

$$f = 1 + \vartheta_{\text{сход}} \xi_{\text{ср}} + \frac{\xi_{\text{ср}}^2}{2} + \frac{B}{\tilde{\alpha}} \left[ \xi_{\text{ср}} + \frac{1 - \exp(-\tilde{\alpha} \xi_{\text{ср}})}{\tilde{\alpha}} \right], \quad (9)$$

где  $\vartheta_{\text{сход}} \equiv \theta_{\text{сход}}/\theta_0$  — безразмерный угол сходимости падающего излучения. Тогда

$$\vartheta^2 \approx \left( \frac{\partial f}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{f^2} = 1 + \vartheta_{\text{сход}}^2 + 2B \vartheta_{\text{сход}} \frac{1 - \exp(-\tilde{\alpha} \xi_{\text{ср}})}{\tilde{\alpha}} + \quad (10)$$

$$+ \frac{2B}{\tilde{\alpha}} \left[ \frac{1 - \exp(-\tilde{\alpha} \xi_{\text{ср}})}{\tilde{\alpha}} - \xi_{\text{ср}} \exp(-\tilde{\alpha} \xi_{\text{ср}}) \right] + \frac{B^2}{\tilde{\alpha}^2} (1 - \exp(-\tilde{\alpha} \xi_{\text{ср}}))^2,$$

где  $\vartheta \equiv \theta/\theta_0$ . Переходя в (10) от безразмерных величин к реальным, имеем

$$\begin{aligned} \vartheta^2 \approx \vartheta_0^2 + \vartheta_{\text{сход}}^2 + C_1 \frac{2 |dn/dT| P_{\text{вх}} \theta_{\text{сход}} \theta_0}{\lambda x} [1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}})] + \\ + C_2 \frac{2 |dn/dT| P_{\text{вх}} \theta_0^2 l_{\text{ср}}}{i x l_0} \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}})}{\alpha l_{\text{ср}}} - \exp(-\alpha l_{\text{ср}}) \right] + \\ + C_3 \frac{|dn/dT|^2 P_{\text{вх}}^2 \theta_0^2}{(i x)^2} [1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}})]^2, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $C_1, C_2, C_3$  — константы порядка единицы. Из условия экстремума по  $\theta_{\text{сход}}$  можно найти  $\theta_{\text{мин}}$ :

$$\begin{aligned} \theta_{\text{мин}} \approx \left\{ \vartheta_0^2 + \frac{2 P_{\text{вх}} |dn/dT| \theta_0^2 l_{\text{ср}}}{\lambda x l_0} \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}})}{\alpha l_{\text{ср}}} - \exp(-\alpha l_{\text{ср}}) \right] \right\}^{1/2} = \\ = \left\{ \left( \frac{\lambda}{2\pi a_{\text{вх}}} \right)^2 + \frac{P_{\text{вх}} |dn/dT| \lambda^2 l_{\text{ср}}}{4\pi^3 a_{\text{вх}}^4 x} \left[ \frac{1 - \exp(-\alpha l_{\text{ср}})}{\alpha l_{\text{ср}}} - \exp(-\alpha l_{\text{ср}}) \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Использование приближения  $f(z) \approx 1$  отвечает ситуации, складывающейся в области I. Воспользовавшись обобщением на случай полубесконечных сред, полученным в эксперименте, можно применить (12) для этого случая, положив в ней  $l_{\text{ср}} = 1/\alpha$ . Числовые оценки, проведенные по формуле (12), дают хорошее согласие с экспериментом.

2. В области II, когда перетяжка оказывается внутри поглощающей среды ( $z_{\text{II}} < 1/\alpha$  или  $z_{\text{II}} < l_{\text{ср}}$ ), компенсация тепловой рефракции в системе Галилея становится неоптимальной. Общего закона компенсации в области II, по-видимому, нет, но можно выделить некоторые закономерности.

Наилучшая компенсация достигается при оптической силе входной линзы  $D_{\text{онт}}^+$ , величина которой не зависит от мощности падающего из-

лучения  $P_{вх}$  (рис. 4),  $P_{вх} > 30$  мВт. В переходной зоне между областями I и II, а также при значительном удалении в область II, в зависимости  $\theta(D)$  появляется несколько экстремумов (рис. 4),  $6,3 \text{ мВт} \leq P_{вх} \leq 7,4 \text{ мВт}$ ,  $P_{вх} \geq 125 \text{ мВт}$ . Это может затруднить работу адаптивных систем, поскольку выйти из побочного минимума система сможет лишь при достаточно большой амплитуде флуктуаций мощности. По мере увеличения падающей мощности лучшие результаты получаются при амплитудном методе компенсации; действие отрицательных компенсирующих линз  $D^-$  становится более эффективным, чем положительных, — зависимости  $\theta(D)$  для  $P_{вх} > 175 \text{ мВт}$ .

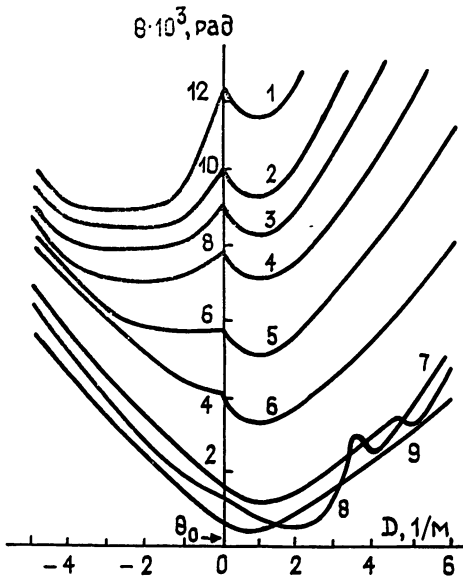


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость расходимости излучения  $\theta$ , прошедшего через среду с тепловой нелинейностью  $(1/n) |dn/dT| = 0,28 \text{ см/Вт}$ ,  $l_{ср} = 75 \text{ см}$ ,  $\alpha = 0,012 \text{ см}^{-1}$ ,  $a_{вх} = 0,4 \text{ мм}$ , от оптической силы компенсирующей линзы  $D$  при частичной компенсации действия тепловой линзы (область II). Экспериментальные точки на графике не указаны.

Кривая 1 — 405 мВт, 2 — 215 мВт, 3 — 175 мВт, 4 — 125 мВт, 5 — 70 мВт, 6 — 36 мВт, 7 — 6,3 мВт, 8 — 7,4 мВт, 9 — 2,5 мВт.

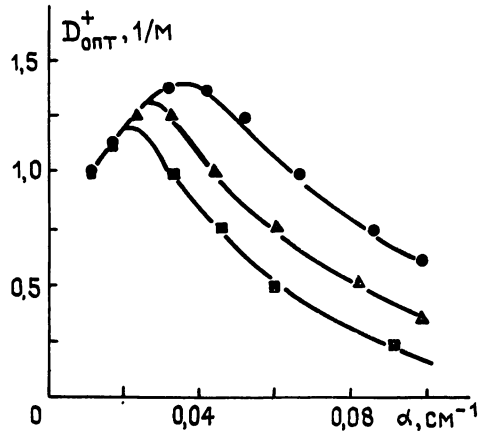


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость оптимальной оптической силы собирающей линзы  $D_{опт}^+$  от величины коэффициента поглощения  $\alpha$  при работе в области II ( $l_{ср} \geq 1/\alpha$ ,  $I_{вх} = 10 \text{ Вт/см}^2$ ).

●●● —  $a_{вх} = 0,4 \text{ мм}$ , ▲▲▲ —  $a_{вх} = 1,1 \text{ мм}$ , ■■■ —  $a_{вх} = 1,5 \text{ мм}$ .

Зависимость  $D_{опт}^+(\alpha)$  в области II немонотонна (рис. 5), что связано с проявлением двух конкурирующих процессов. Увеличение поглощения приводит, с одной стороны, к увеличению оптической силы тепловой линзы, а с другой — к уменьшению длины компенсируемого участка. Увеличение радиуса пучка  $a_{вх}$  приводит к уменьшению оптической силы компенсирующей линзы  $D_{опт}^+$ .

3. Суммируя полученные результаты, можно отметить следующее. На рис. 6 представлена зависимость достигнутой степени компенсации в эксперименте от интенсивности излучения, направляемого в среду с тепловой нелинейностью, при различных параметрах пучка  $a_{вх}$  и среды  $\alpha$ . Границы областей I и II обозначены на рис. 6 приблизительно, с указанием знака оптической силы компенсирующих линз в области II:  $D^+$  соответствует сходящему пучку падающего излучения,  $D^-$  — расходящемуся.

Степень компенсации, близкая к полной ( $\eta \approx 1$ ), достигается лишь в области I, которая тем шире, чем меньше радиус пучка. Небольшие значения интенсивности  $I_{вх}$  в этой области обусловлены выбором боль-

шой нелинейности среды ( $(1/\kappa) |dn/dT| = 0,28 \text{ см/Вт}$ ) и в естественных средах могут оказаться на несколько порядков больше.

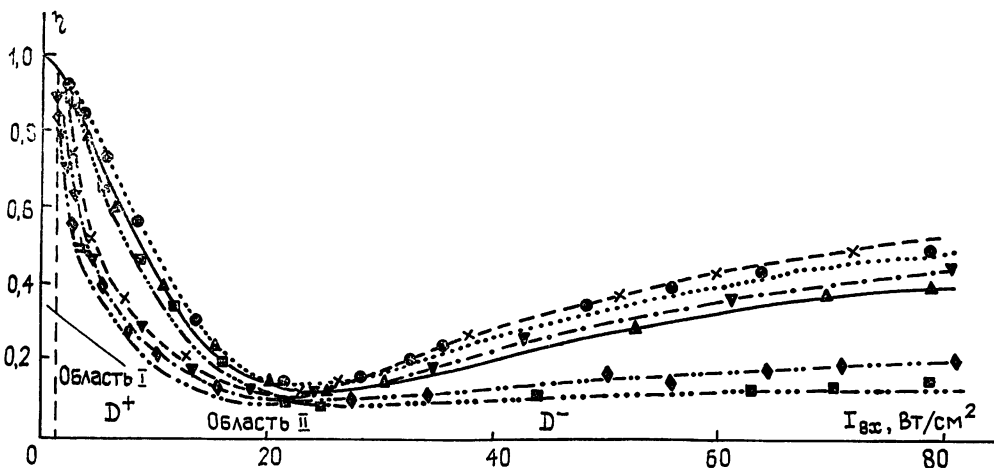


Рис. 6. Степень компенсации тепловой рефракции  $\eta$  в зависимости от интенсивности падающего излучения  $I_{вх}$ , соответствующая случаю полубесконечной протяженности среды с  $(1/\kappa) |dn/dT| = 0,28 \text{ см/Вт}$  при различных значениях радиуса пучка на входе в среду  $a_{вх}$  и коэффициента поглощения  $\alpha$ .

$a_{вх}$	$\alpha$	
	0,012 $\text{см}^{-1}$	0,065 $\text{см}^{-1}$
1,1 мм	× — — —	● ..... —
0,4 мм	▼ — · —	▲ — — —
0,2 мм	◆ — · —	■ — · —

В области II степень компенсации существенно меньше —  $\eta < 1$ . В той части этой области, где компенсация осуществляется фазовым методом, с помощью положительных линз  $D^+$ , значение  $\eta$  падает с ростом  $I_{вх}$ . Степень компенсации здесь заметно возрастает с увеличением поглощения среды; увеличение радиуса пучка  $a_{вх}$  незначительно увеличивает  $\eta$ .

В той части области II, где компенсация достигается амплитудным методом, с помощью отрицательных линз  $D^-$ , степень компенсации, наоборот, растет с увеличением  $I_{вх}$ . При увеличении радиуса пучка  $a_{вх}$  заметно увеличивается  $\eta$ , а коэффициент поглощения  $\alpha$  — незначительно. Полная же расходимость излучения  $\theta_{\text{мин}}$  при амплитудном методе компенсации в области II, однако, оказывается большей, чем при фазовом методе в той же области, как это видно, например, из рис. 4.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Ахманов С. А., Криндач Д. П., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. С. 509.
- Gebhardt F. G. // Appl. Opt. 1976. V. 15. P. 1479.
- Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Чернега П. И. Препринт ИПМ АН СССР. № 52. 1979.
- Смит Д. К. // ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 12. С. 59.
- Ахманов С. А., Воронцов М. А., Кандидов В. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 1. С. 1.
- Егоров К. Д., Кандидов В. П., Чесноков С. С. // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 2. С. 66.
- Коняев П. А., Лукин В. П. // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 2. С. 79.
- Выслоух В. А., Егоров К. Д., Кандидов В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 4. С. 434.
- Аскарьян Г. А., Мухамаджанов М. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 48.



10. Данилейко Ю. К., Миляев В. А., Минаев Ю. П и др // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 166.
11. Данилейко Ю. К., Дегтярев Л. М., Копа-Овдиенко А П., Лебедева Т. П. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 730.
12. Гвоздева Н. П., Коркина К. И. Теория оптических систем и оптические измерения. — М.: Машиностроение, 1981.
13. Когельник, Ли. // Зарубежная радиоэлектроника 1967. № 3. С. 102.

Московский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
22 июня 1987 г.

## COMPENSATION OF LASER BEAM THERMAL DEFOCUSING

*D. P. Krindach, V. S. Sidorin, V. N. Sokolov, A P. Sukhorukov*

Experimental investigation on possibilities of CW-laser beam angular divergence compensation in nonlinear medium is reported. To attain compensation the initial beam wave front profile is varied. In the case the medium passway length  $l_m \geq 1/\alpha$  ( $\alpha$  — the absorption coefficient), experimental results are shown to be correct for semi-infinite medium. Operation of COAT systems is proved to be effective only for the values of laser beam and medium parameters that is provided with the compensation of thermal lens as a whole.

---

### Аннотации депонированных статей

УДК 533.9.082.74

#### ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ДВУМЕРНО-НЕОДНОРОДНОГО АНИЗОТРОПНОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ

*В. К. Бергер*

Рассматривается отражение плоской электромагнитной волны от двумерно-неоднородного анизотропного плазменного слоя. Падение волны на слой — нормальное. Анизотропия создается постоянным магнитным полем, ориентированным произвольно. Получены формулы для отраженной волны в приближении слабого отражения от слоя. Исследуются различные варианты ориентации постоянного магнитного поля. Обсуждаются возможности решения обратной задачи, т. е. восстановления структуры неоднородной среды по результатам радиозондирования. Показано, что рассмотренное решение может быть использовано для слабоионизованных сред, характеризующихся большим значением эффективного числа соударений электронов с другими частицами.

*Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 2698-В 89. Деп. от 25 апреля 1989 г.*