ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.378.325

КОМПЕНСАЦИЯ РАСХОДИМОСТИ СВЕТОВОГО ПУЧКА ПРИ ТЕПЛОВОЙ ДЕФОКУСИРОВКЕ В СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

А. Г. Глотов, Д. П. Криндач, В. С. Сидорин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Экспериментально исследована компенсация тепловой рефракции с помощью положительных линз, устанавливаемых на входе в среду с тепловой нелинейностью. Результаты обобщаются на случай полубесконечных сред.

Тепловая дефокусировка — увеличение расходимости светового пучка, обусловленное локальным нагревом среды — одно из наиболее распространенных явлений нелинейной оптики. Отдельное действие малого слоя среды dz приводит к увеличению дифракционной расходимости пучка θ_0 до значения [1]

$$\theta = \theta_0 + \gamma \frac{\frac{dn}{dT} P_0 (1 - e^{-\alpha dz})}{a_0 \varkappa}, \tag{1}$$

где коэффициент $\gamma \simeq 0{,}07$, P_0 — мощность пучка, a_0 — его радиус, α — коэффициент поглощения, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности, n — коэффициент преломления, T — температура. Действие отдельных участков среды не аддитивно и в большинстве случаев приходится иметь дело с толстыми тепловыми линзами, переход к которым от тонких согласно [2] происходит при начальной интенсивности пучка

$$I \simeq \frac{n\varkappa\alpha}{(1 - e^{-\alpha l_{\text{ср}}})^2 \frac{dn}{dT}}, \tag{2}$$

где $l_{\text{ср}}$ — длина среды.

Ощутимое действие тепловой нелинейности может являться фактором, ограничивающим применение лазерных систем большой энергии [3]. В связи с этим возникает задача компенсации тепловой рефракции путем оптимизации того или иного критерия, соответствующего конкретным требованиям, например повышению концентрации поля на освещаемом объекте [4—6], уменьшению отклонения лучей от прямолинейного распространения [7], уменьшению расходимости излучения и т. д.

Компенсировать эффект теплового самовоздействия возможно путем рационального подбора режимов и параметров излучения [8] либо методами амплитудной [9] и фазовой [4—7] коррекции. Последний вариант наиболее эффективен и отвечает физическому подходу, когда действие тепловой отрицательной линзы (а для большинства сред $dn/dT<0$) можно компенсировать действием положительной, установленной на входе. Если входная оптическая система адаптивна, то возможна также и компенсация аберраций тепловой линзы. Некоторые особенности дефокусировки света в сходящихся пучках рассмотрены экспериментально в [10] и теоретически в [6, 11].

Однако следует иметь в виду, что тепловая линза нелинейна и любое изменение характеристик пучка с помощью входной оптической

системы вызывает ответное изменение свойств тепловой линзы. Цель настоящей работы — экспериментальное исследование компенсации тепловой рефракции созданием положительной кривизны волнового фронта излучения на входе в среду. Реально это достигалось установкой линз различной оптической силы $D^+=(1/F)$ (F — фокусное расстояние линзы на входе в среду с тепловой нелинейностью *). Компенсация аберраций тепловой линзы не проводилась.

Непрерывное излучение Ar^+-лазера ($\lambda=488$ нм), работающего на основной поперечной моде с мощностью до 1,5 Вт, направлялось через телескоп в вертикально расположенную кювету со спиртом ($n=1{,}36$, $dn/dT=4{,}2\cdot10^{-4}$ град$^{-1}$, $\varkappa=1{,}5\cdot10^{-3}$ Вт/(см·град)). Собственный коэффициент поглощения спирта, за вычетом доли рассеянного света, составил $\alpha=0{,}012$ см$^{-1}$. Добавка фуксина могла увеличивать поглощение. Изменение характеристик телескопа позволяло варьировать радиус пучка на входе в кювету a_0 от 0,4 до 2,8 мм. Компенсирующая линза устанавливалась непосредственно перед кюветой. Контроль мощности проводился с помощью измерителя мощности. Расходимость пучка измерялась в дальней зоне (до 10÷20 м) с погрешностью не более 10%.

Зависимости расходимости излучения θ от мощности на входе в кювету для $D^+\neq0$ имеют четкий минимум (рис. 1). Каждому минимуму соответствует образование телескопической системы, состоящей из положительной входной и отрицательной тепловой линз в «софокусном» положении — так называемая система Галилея [12].

Наилучшей компенсации собственной дефокусировки пучка (жирная кривая на рис. 1) отвечает нижняя часть семейства значений $\theta(P_0)$, которую обозначим как θ_{min} — точечная линия на рис. 1. Поскольку вдоль зависимости $\theta_{min}(P_0)$ оптическая сила входной (компенсирующей) линзы меняется, можно также ввести понятие ее оптимальной оптической силы $D^+_{опт}$. В данном конкретном случае $D^+_{опт}$ меняется с изменением мощности P_0 на входе в кювету.

Прослеживаются две области с различным характером поведения θ_{min} — области I и II на рис. 1, разделенные точкой C (минимум зависимости $\theta(P_0)$ для $D^+=2$ дптр). Внешнее различие этих областей в том, что в области I возникшая перетяжка пучка находится за пределами кюветы, в точке C — на ее верхней транице, а в области II — внутри среды с тепловой нелинейностью. Подобные закономерности в зависимостях $\theta(P_0)$ наблюдались и для других значений радиуса пучка a_0 на входе в кювету, коэффициента поглощения α и длины трассы в среде $l_{ср}$.

Рассмотрим особенности оптимальной компенсации тепловой дефокусировки в этих областях.

В области I каждому значению θ_{min} соответствует своя оптимальная оптическая сила входной линзы $D^+_{опт}$, определяемая интенсивностью излучения на входе $I_0=P_0/(\pi a_0^2)$ (рис. 2). Связь между $D^+_{опт}$ и I_0 близка к линейной (толстая линия на рис. 2), что может быть понято из следующих оценок.

Сходимость пучка, создаваемая линзой с фокусным расстоянием F в линейной среде в безаберрационном приближении, есть

$$\theta_{сход}=\frac{\omega_0}{F}=\frac{\sqrt{2}\,a_0}{F}. \qquad (3)$$

* Линзы с отрицательной оптической силой D^- также могут частично компенсировать тепловую рефракцию, но здесь не рассматриваются.

Предельным случаем соотношения оптических сил положительной и отрицательной линз в телескопической системе Галилея ($D^- \geqslant D^+$) является их равенство. При этом в точках экстремума зависимостей $\theta(P_0)$ на рис. 1 должно выполняться условие $|\theta_{сход}| = |\theta|$, где θ опре-

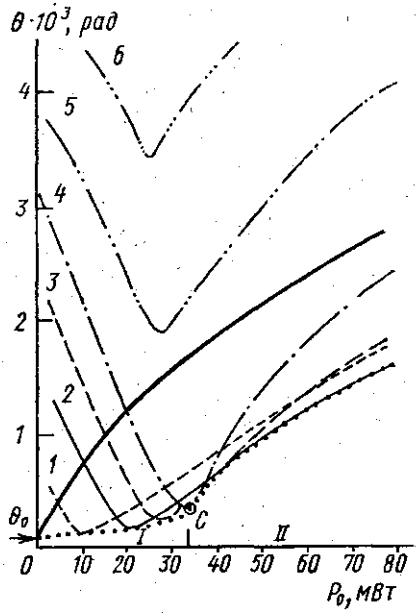

Рис. 1. Зависимость угла расходимости излучения θ, прошедшего через кювету с тепловой нелинейностью ($l_{ср}=75$ см, $a_0=1{,}1$ мм, $\alpha=0{,}012$ см$^{-1}$) от величины мощности на входе P_0. Параметром кривых является величина оптической силы входной линзы: $D^+=0{,}5$ (*1*); 1 (*2*); 1,5 (*3*); 2 (*4*); 2,5 (*5*) и 3 дптр (*6*), жирная линия соответствует собственной дефокусировке пучка без входной линзы. Экспериментальные точки на графике не указаны

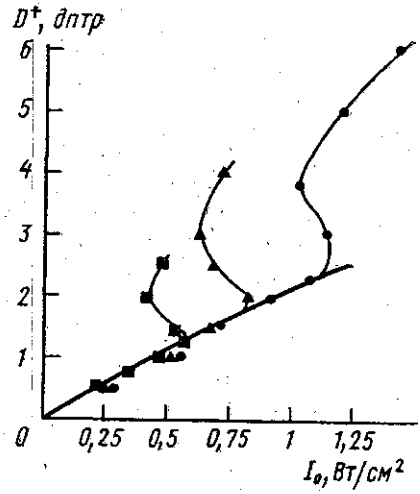

Рис. 2. Зависимость оптической силы входной линзы D^+ от входной интенсивности излучения I_0 для различных значений радиуса пучка a_0 при образовании телескопической системы Галилея ($\alpha l_{ср}=0{,}9$): $a_0=2{,}8$ (квадраты); 1,1 (треугольники) и 0,4 мм (кружки). Жирная линия — оптимальная компенсация тепловой дефокусировки ($D^+=D^+_{опт}$), тонкие линии — неоптимальная компенсация

делено согласно (1). Тогда из равенства выражений (1) и (3) при $\theta \gg \theta_0$ следует

$$D^+_{опт} = \frac{1}{F_{опт}} = \gamma \frac{\pi \left| \frac{dn}{dT} \right| (1 - e^{-\alpha l_{ср}})}{\sqrt{2}\, \varkappa} I_0. \qquad (4)$$

Количественные оценки, проведенные по формуле (4), дают хорошее согласие с экспериментальными данными (см. рис. 2). Наблюдаемое отклонение от линейности может быть обусловлено аберрациями тепловой линзы.

Увеличение мощности при фиксированном значении радиуса пучка a_0 приводит к перемещению перетяжки пучка в пределы нелинейной среды. Компенсация тепловой рефракции с помощью системы Галилея становится тогда неоптимальной (см. положение экстремумов в зави-

симостях $\theta(P_0)$ для $D^+=2{,}5$ и 3 дптр на рис. 1), и на рис. 2 этому случаю отвечают S-образные зависимости (тонкие линии).

В области II наилучшая компенсация тепловой дефокусировки происходит при оптической силе входной линзы $D^+_{опт}$, величина кото-

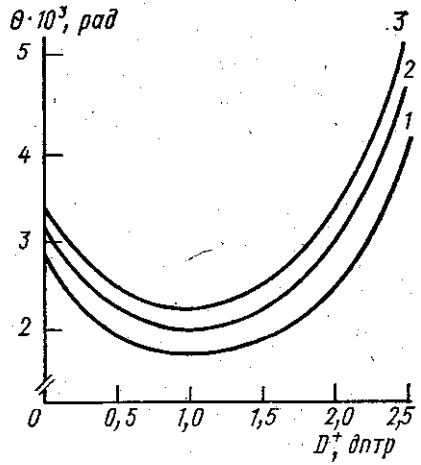

Рис. 3. Изменение расходимости дефокусированного излучения от оптической силы входной линзы D^+ в области II, для $l_{ср}=75$ см, $a_0=1{,}1$ мм, $\alpha=0{,}012$ см$^{-1}$; $P_0=80$ (*1*), 100 (*2*) и 120 мВт (*3*). Экспериментальные точки на графике не показаны

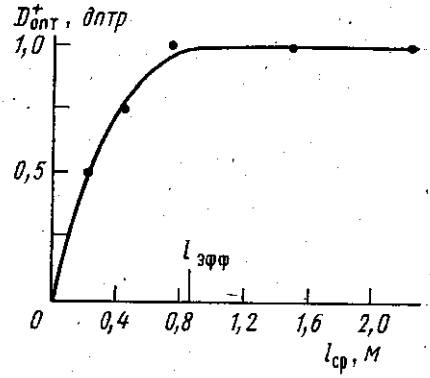

Рис. 4. Изменение оптимальной оптической силы входной линзы $D^+_{опт}$ при различной длине среды $l_{ср}$ с тепловой нелинейностью в области II, для $\alpha=0{,}012$ см$^{-1}$, $a_0=0{,}4$ мм, $P_0=0{,}3$ Вт

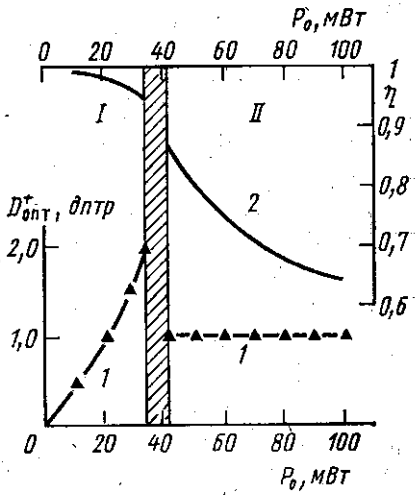

Рис. 5. Оптимальная оптическая сила входной линзы $D^+_{опт}$ (*1*), степень компенсации тепловой рефракции η (*2*) в зависимости от мощности излучения P_0 для $l_{ср}=75$ см, $\alpha=0{,}012$ см$^{-1}$ и $a_0=1{,}1$ мм. Заштрихована переходная зона между областями I и II

рой, как оказалось, не зависит в широком диапазоне от мощности P_0 (рис. 3). В области II величина $D^+_{опт}$ определяется исключительно длиной среды $l_{ср}$ и эффективной длиной тепловой линзы $l_{эфф}\equiv 1/\alpha$ (рис. 4). Однако если $l_{ср}>l_{эфф}$, то величина $D^+_{опт}$ зависит только от значения $l_{эфф}$, что существенно для полубесконечных сред.

Зависимость $D^+_{опт}$ от $l_{эфф}$ оказалась немонотонной.

Наконец, на рис. 5 на примере случая с $a_0=1{,}1$ мм показана результирующая зависимость оптимальной оптической силы входной линзы $D^{+}_{\text{опт}}$ и степени компенсации тепловой рефракции

$$\eta=\frac{\theta^2-\theta^2_{\min}}{\theta^2-\theta^2_0} \tag{5}$$

от мощности P_0, позволяющая сделать определенные выводы. Из (5) следует, что при полной компенсации тепловой рефракции $\theta_{\min}=\theta_0$ и $\eta=1$, а при отсутствии таковой $\theta_{\min}=\theta$ и $\eta=0$.

Отсутствие зависимости $D^{+}_{\text{опт}}(P_0)$ в области II исключает возможность компенсации флуктуаций мощности адаптивными системами — возможна лишь компенсация аберраций тепловой линзы.

Наилучшая компенсация тепловой дефокусировки достигается в пределах области I; при этом положительная входная линза образует «софокусную» телескопическую систему с отрицательной тепловой. Ухудшение степени компенсации с ростом мощности в пределах области I связано скорее всего с проявлением аберраций тепловой линзы. При больших значениях мощности можно оставаться в пределах этой области, если увеличивать диаметр пучка с таким расчетом, чтобы его перетяжка находилась не ближе дальней границы среды. В случае полубесконечных сред с малым поглощением перетяжка должна располагаться дальше эффективной длины тепловой линзы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ахманов С. А., Криндач Д. П., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.// //Письма в ЖЭТФ. 1967. 6. С. 509—513. [2] Алешкевич В. А., Мигулин А. В., Сухоруков А. П., Шумилов Э. Н.//ЖЭТФ. 1972. 62. С. 551—561. [3] Gebhardt F. G.//Appl. Opt. 1976. 15. P. 1479—1493. [4] Ахманов С. А. и др.//Изв. вузов. Радиофизика. 1980. 23. С. 1—37. [5] Егоров К. Д., Кандидов В. П., Чесноков С. С.//Изв. вузов. Физика. 1983. 26. С. 66—78. [6] Коняев П. А., Лукин В. П.//Там же. С. 79—89. [7] Выслоух В. А., Егоров К. Д., Кандидов В. П.//Изв. вузов. Радиофизика. 1979. 22. С. 434—440. [8] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Чернега П. И. Препринт ИПМ АН СССР № 52. М., 1979. [9] Смит Д. К.//ТИИЭР. 1977. 65, № 12. С. 59—103. [10] Аскарьян Г. А., Мухамаджанов М. А.//Письма в ЖЭТФ. 1981. 33. С. 48—51. [11] Данилейко Ю. К., Дегтярев Л. М., Копа-Овдиенко А. П., Лебедева Т. П.// //ЖЭТФ. 1984. 87. С. 730—740. [12] Гвоздева Н. П., Коркина К. И. Теория оптических систем и оптические измерения. М., 1981.

Поступила в редакцию
20.04.87