

Тепловое самовоздействие мощного непрерывного и импульсно-периодического излучения CO₂-лазера в воздухе: I. Численное моделирование распространения на атмосферной трассе

Ю.Э. Гейнц¹, Г.Н. Грачев², А.А. Землянов¹, А.М. Кабанов¹,
А.А. Павлов², А.Г. Пономаренко², В.Н. Тищенко^{2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт лазерной физики СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. Академика М.А. Лаврентьева, 13/3

Поступила в редакцию 19.02.2010 г.

Теоретически рассмотрена проблема транспортировки энергии мощного лазерного излучения на длине волны 10,6 мкм в атмосфере в условиях проявления ее тепловой и ветровой нелинейностей. Исследованы мощностные характеристики непрерывного и импульсно-периодического излучения при распространении на приземной километровой атмосферной трассе при жесткой фокусировке на приемник. Определены основные факторы, оказывающие наибольшее влияние на распространение силового излучения. Установлено, что при использовании цуга маломощных коротких импульсов с достаточно высокой частотой следования за счет эффекта светоиндуцированного «просветления» газовой среды удастся снизить нежелательное влияние тепловой дефокусировки. Обсуждаются вопросы масштабирования оптических трасс с точки зрения их эквивалентности по проявлению эффектов тепловой нелинейности.

Ключевые слова: лазерное излучение, распространение, поглощение, тепловая линза, дефокусировка, моделирование; laser radiation, propagation, absorption, thermal lens, defocusing, modeling.

Введение

Создание импульсно-периодического (ИП) CO₂-лазера и его использование для квазистационарного ввода энергии в сверхзвуковой поток газа [1, 2] послужили отправной точкой развития исследований по взаимодействию ИП-излучения с газами и твердыми телами (далее – мишень). Типичные параметры ИП-излучения, использующегося для этих целей, следующие: частота повторения $f_p \sim 50\div 100$ кГц, длительность импульсов $t_p \sim 0,2\text{--}1$ мкс, что дает пиковую мощность P_p , примерно в 100 раз превышающую среднюю мощность P_0 . ИП-излучение создает оптический пульсирующий разряд (ОПР), который «горит» в фокусе светового пучка, где интенсивность превышает порог оптического пробоя в газе или на поверхности мишени. Указанные параметры ИП-излучения и свойства ОПР обеспечивают преимущество ИП-излучения в задачах, связанных с формированием плазмы, в том числе в дистанционном ее создании.

Важно отметить, что ОПР возникает при сравнительно малой средней мощности. Плазма оптического пробоя существует непрерывно, ее параметры пульсируют с частотой повторения оптических импульсов. При таких условиях, ввиду малого времени между импульсами излучения, проявляется эффект «памяти» среды [3]. При высоких частотах повторения действует механизм объединения ударных волн (МОВ), создаваемых последовательными оптическими пробоями мишени [4, 5], что позволяет преобразовывать цуги ИП-излучения в низкочастотный звук и ультразвук [6], создавать стационарную силу тяги в лазерном двигателе [7]. Развиваются также исследования по использованию ИП-излучения и ОПР в лазерно-плазменных нанотехнологиях [8], а также в аэрокосмических задачах [9, 10].

В настоящее время средняя мощность ИП-лазеров не превышает нескольких кВт [2, 10]. В газодинамическом CO₂-лазере достигнуто более 10 кВт [11], однако превышение пиковой мощности над средней мало. Применение ИП-излучения в настоящее время ограничено лабораторными условиями, где расстояние между фокусатором и ОПР не превышает 10 м. Для создания ОПР и эффективной генерации ударных волн средняя плотность энергии на мишени $Q = P_0/(f_p S_R)$ должна быть

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Геннадий Николаевич Грачев; Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Александр Алексеевич Павлов; Арнольд Григорьевич Пономаренко; Владимир Николаевич Тищенко (tvn25@ngs.ru).

больше 5 Дж/см^2 [12], где S_R — площадь зоны облучения. Очевидно, что при линейном распространении площадь S_R будет минимальной в дифракционном фокусе пучка. Если при этом источник излучения работает с высокой частотой повторения импульсов, то дистанционное создание ОПР (~ сотни метров и более) требует серьезного повышения мощности лазеров и решения задачи транспортировки такого излучения через атмосферу.

В то же время высокая мощность излучения может привести к проявлению оптической нелинейности газовой среды, которая, например, изменит расчетное значение S_R и снизит мощностные параметры излучения на мишени. Таким образом, для дистанционного «зажигания» ОПР становится критически важным минимизировать потери энергии излучения и по возможности избежать серьезных искажений профиля пучка, приводящих к его расфокусировке при прохождении в воздухе.

Проблема транспортировки энергии лазерного излучения в атмосфере связана с преодолением ряда факторов, препятствующих концентрации лазерного луча на приемнике/мишени. К числу этих факторов относятся случайная рефракция на флуктуациях показателя преломления воздуха, обусловленных атмосферной турбулентностью, оптический пробой воздушной среды, рассеяние на атмосферных аэрозолях и молекулах газов, поглощение излучения атмосферными газами и связанный с этим эффект теплового расплывания лазерного пучка, генерация вынужденного комбинационного рассеяния, а также самофокусировка и филаментация пучка [13, 14].

Для типичного излучения CO_2 -лазера с длиной волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, мощностью порядка десятка кВт и пиковой интенсивностью ниже порога оптического пробоя на частицах атмосферных аэрозолей ($\sim 10^8 \text{ Вт/см}^2$ [13]), распространяющегося на относительно коротких оптических трассах (несколько километров), основным нежелательным и требующим учета эффектом является тепловое самовоздействие пучка.

К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальной информации по самовоздействию на атмосферных трассах мощного излучения CO_2 -лазера, работающего в непрерывном, импульсном и импульсно-периодическом режимах. Построена и апробирована теоретическая модель оптической нелинейности атмосферного воздуха для силового ИК-излучения, в рамках которой выполнено большое число теоретических расчетов и численных оценок (обзор данной проблемы можно найти, например, в [13, 15–17]). Несмотря на это, при решении конкретной задачи распространения лазерного излучения с определенными характеристиками на заданной атмосферной трассе зачастую приходится проводить специальные численные расчеты, ввиду того что проявление нелинейных процессов самовоздействия излучения в атмосфере характеризуется сложной взаимозависимостью и многофакторностью.

Цель данной работы состояла в теоретическом рассмотрении закономерностей транспортировки энергии непрерывного и ИП-излучения с длиной волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ на приземной километровой атмосферной трассе в условиях жесткой геометрической фокусировки применительно к задаче дистанционного создания ОПР. На основе анализа этой проблемы были выделены основные факторы, оказывающие наибольшее влияние на процесс распространения силового излучения, определены характерные времена проявления оптической нелинейности среды, которые ограничивают максимальную длительность цугов ИП-излучения, а значит, и нижнюю границу частот генерируемого звука.

1. Тепловое самовоздействие мощных лазерных импульсов в воздухе

Суть явления теплового самовоздействия лазерного пучка заключается в том, что в результате линейного поглощения излучения газовой средой происходят локальные изменения ее температуры и плотности, приводящие к изменению показателя преломления воздуха, которые, в свою очередь, приводят к рефракции самого распространяющегося излучения. При поглощении энергии лазерного пучка воздух, как правило, нагревается и излучение дефокусируется (расплывается). Более того, наличие ветра и/или естественной конвекции в среде перемешивает нагретые и более холодные области воздуха, что приводит к так называемому адвективному сносу канала лазерного пучка и специфической серповидной форме его поперечного профиля интенсивности [17].

Заметим, что при некоторых условиях атмосфера, наоборот, может охлаждаться в результате поглощения светового излучения [18], что в итоге вызывает его самофокусировку. Этот эффект известен как эффект кинетического охлаждения газа и связан с особенностью процессов обмена энергией между вращательными уровнями молекул смеси атмосферных компонент $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—H}_2\text{O—O}_2$ и наличием достаточно существенной временной задержки (до миллисекунд) их последующей термализации (перехода в трансляционные степени свободы) [19]. В то же время, как показали исследования [20, 21], кинетическое охлаждение при распространении в атмосфере излучения CO_2 -лазера существенно только на больших высотах, где предельно низко содержание паров воды. На уровне моря, даже при искусственном увеличении парциального давления углекислого газа в сотни раз по сравнению с его атмосферным содержанием, тепловая «сила» эффекта не превышает одного градуса. В условиях же реальной атмосферы данная величина на 2 порядка меньше, что, как будет видно ниже, значительно меньше прироста температуры воздуха, достигаемого в результате обычного линейного поглощения лазерного излучения. Поэтому в дальнейшем эффект кинетического охлаждения атмосферы учитываться нами не будет.

1.1. Математическая формулировка задачи

Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере обычно моделируется на основе уравнения квазиоптики для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля оптической волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp, z; t)$. Данное уравнение с учетом эффекта формирования тепловой линзы имеет следующий вид [13]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \nabla_\perp^2 \right\} \mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \left\{ -ik\Delta n(\mathbf{r}_\perp, z; t) + \frac{\alpha_g}{2} \right\} \mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp, z; t) = 0. \quad (1)$$

Здесь α_g – объемный линейный коэффициент поглощения газа; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; ∇_\perp – поперечный лапласиан. Считается, что светоиндуцированное изменение коэффициента преломления газа $\Delta n(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ происходит преимущественно за счет изменения его плотности ρ : $\Delta n = \Delta\rho \partial n / \partial \rho$.

В акустическом приближении и в пренебрежении естественной конвекцией в среде уравнение для возмущения плотности газа ($\rho \equiv \Delta\rho$) вследствие действия лазерного излучения записывается следующим образом (см., например, [17]):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{d^2 \rho}{dt^2} - c_s^2 \nabla_\perp^2 \rho \right) = \alpha_g (\gamma - 1) \nabla_\perp^2 I, \quad (2)$$

где $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v}_0 \nabla_\perp$; $\mathbf{v}_0 = \mathbf{e}_x v_{0x} + \mathbf{e}_y v_{0y}$ – вектор регулярного адвективного переноса с декартовыми компонентами переноса v_{0x} , v_{0y} ; γ – показатель адиабаты (для воздуха $\gamma = 1,4$); $I = c|\mathbf{E}|^2/8\pi$ – интенсивность лазерного излучения; c_s – скорость звука, c – скорость света в среде.

Дальнейший анализ будем проводить в предположении *изобарного* нагрева среды в канале излучения, что справедливо при выполнении неравенства $t_p \gg t_{ac}$, где t_p – характерная длительность лазерного импульса; $t_{ac} = R_0/c_s$ – время пробега звука через канал пучка; R_0 – характерный пространственный масштаб задачи, например радиус пучка. При этом происходит достаточно быстрое (в масштабе импульса) выравнивание давления в холодных и нагретых областях среды, и изменение плотности газа линейно связано с изменением его температуры T : $\rho/\partial\rho = -T/\partial T$. Тогда изменения показателя преломления воздушной среды выражаются через изменение ее температуры ΔT : $\Delta n = \Delta T (\partial n / \partial T)$, где $\partial n / \partial T$ – термооптический коэффициент. Следовательно, вместо формулы (2) можно использовать более простое уравнение связи для нестационарной температуры среды:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \nabla_\perp T = \frac{\lambda_T}{\rho C_p} \nabla_\perp^2 T + \frac{\alpha_g}{\rho C_p} I. \quad (3)$$

Здесь ρ , C_p , λ_T – плотность, удельная изобарная теплоемкость и коэффициент теплопроводности

среды соответственно. В частности, для атмосферного воздуха при нормальных условиях $C_p = 10^3$ Дж/(кг·К), $\rho = 1,3$ кг/м³, $\lambda_T = 0,026$ Вт/(м·К), $\partial n / \partial T = -10^{-6}$ К/с. Здесь и в дальнейшем под температурой T понимается ее изменение ΔT от начального уровня. Совместное решение уравнений (1) и (2) или (3) позволяет рассчитать параметры излучения и атмосферного канала в условиях теплового самовоздействия.

1.2. Оценка среднеквадратичных параметров лазерного излучения на атмосферных трассах

Для оценки влияния нелинейности среды на распространение лазерного излучения перед численным решением полной системы уравнений исследуемого процесса зачастую бывает полезным предварительно провести качественное исследование задачи, проанализировав поведение некоторых интегральных (эффективных) характеристик излучения. Такими характерными параметрами являются, например, среднеквадратичный (эффективный) радиус пучка R_e , вычисляемый как центрированный интегральный момент второго порядка от профиля интенсивности излучения, и средняя интенсивность $I_e = P/\pi R_e^2$, определяемая через мощность излучения P [13]. Удобство использования эффективных параметров в задачах распространения объясняется тем, что они являются универсальным критерием сравнения эффективности применения пучков с различными геометрическими и энергетическими характеристиками.

Квадрат эффективного (энергетического) радиуса пучка определяется следующей формулой:

$$R_e^2(z) = \frac{1}{E(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int \int d^2 \mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t) \left| \mathbf{r}_\perp - \mathbf{R}_g \right|^2,$$

где $E(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int \int d^2 \mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ – полная энергия светового импульса. Для радиуса-вектора центра тяжести пучка используется следующее выражение:

$$\mathbf{R}_g(z) = 1/E(z) \int_{-\infty}^{\infty} dt \int \int d^2 \mathbf{r}_\perp [\mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t)].$$

Из структуры (3) видно, что тепловое самовоздействие излучения в поглощающей среде носит характер кубической нелинейности: $\Delta n = n_{2T} I$, где коэффициент n_{2T} изменяется в пространстве-времени и зависит от теплофизических и оптических свойств среды распространения, а также от параметров лазерного пучка. Для такого типа нелинейности, заменяя распределенную в среде тепловую линзу на бесконечно тонкий мгновенно формирующийся нелинейный слой, для квадрата эффективного радиуса пучка из (1) и (3) следует эволюционный закон по продольной координате z [13]:

$$R_e^2(z) = R_{e0}^2 \left[z^2 (1/L_D^2 + 1/L_B^2) + (1 - z/f)^2 \right], \quad (4)$$

где учтена возможная внешняя фокусировка пучка параболической оптической системой с фокусным расстоянием f . Характерные масштабы задачи вводятся длинами дифракции $L_D = kR_{e0}^2$ и теплового расплывания L_B , где R_{e0} — начальное значение эффективного радиуса пучка.

Тепловые искажения пучка характеризуются длиной самовоздействия L_B :

$$L_B = \left(\frac{\pi C_p \rho R_{e0}^4}{2 |\partial n / \partial T| \alpha_g P_0 t^*} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

которая вычисляется исходя из средней мощности излучения P_0 в начале трассы и для конкретного физического механизма замыкания канала пучка, учитываемого характерным временем t^* . Так, при преимущественно ветровом замыкании канала $t^* = t_v \equiv R_{e0}/v_{\perp}$, где v_{\perp} — скорость поперечного ветра. В условиях слабого или отсутствующего ветра перераспределение нагретого воздуха в канале лазерного пучка происходит главным образом по механизму теплопроводности, который характеризуется временем $t^* = t_{\chi} \equiv R_{e0}^2/4\chi_T$, где $\chi_T = \lambda_T/\rho C_p$ — коэффициент теплопроводности среды. И наконец, если в среде отсутствует ветер, но присутствует развитая конвекция, идущая со скоростью v_k , то можно использовать характерное время процесса $t^* = R_{e0}/v_k$.

Для учета того, что самовоздействие светового пучка происходит в каждой точке оптической трассы, т.е. нелинейность среды не является локальной, а распределена по дистанции распространения, выражение для длины тепловой дефокусировки (5) необходимо скорректировать. Это возможно провести путем формального усреднения по трассе комбинации величин $(\alpha_g P_0 t^*)$, записав аналогично [15]: $L_B = L_B^0 F(R_e) K(\alpha_g P)$, где длина L_B^0 определена соотношением (5), а коэффициенты $F(R_e)$ и $K(\alpha_g P)$ имеют вид

$$F(R_e) = \left[1 + 1/3 L^2 (1/L_D^2 + 1/f^2) - L/f \right]^{-1/4}, \quad (6)$$

$$K(\alpha_g P) = \left[\alpha_g L (1 - \exp\{-\alpha_g L\}) \right]^{1/2} \quad (7)$$

и учитывают изменение эффективного радиуса пучка при фокусированном распространении, а также невозможные потери энергии излучения на газовое поглощение соответственно.

В таблице приведены вычисленные по (4), (5) параметры тепловой нелинейности воздушной трассы и эффективные характеристики непрерывного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм и различными R_{e0} и P_0 .

Считалось, что слой воздушной среды характеризуется поглощением (водяной пар + CO₂) на уровне $\alpha_g = 10^{-6}$ см⁻¹, ветер имеет среднюю скорость $v_{\perp} = 5$ м/с, длина горизонтальной трассы $L = 1$ км, излучение сфокусировано в конец трассы, $f = L$. Для того чтобы характеризовать силу тепловой линзы, эффективный радиус пучка в конце трассы нормировался на соответствующий радиус перетяжки в линейной среде $R_{ef0} = R_{e0} f/L_D$ и вычислялось отношение $\delta = R_e(z=f)/R_{ef0}$. Кроме того, для удобства в таблице приведен критерий качества фокусировки пучка (число Штреля): $\Phi = I_e(z=f)/I_{of}$, где $I_{of} = I_0(z=f)$.

Из приведенных оценок следует, что для выбранных параметров атмосферной трассы и излучения искажающее действие тепловой нелинейности является существенным, особенно в том случае, если перераспределение температуры в канале пучка происходит преимущественно вследствие теплопроводности. Вместе с тем наличие в среде даже небольшого ветра способствует адвективному выносу нагретого воздуха из канала излучения, в результате чего тепловая дефокусировка пучка при его распространении резко снижается.

Было проведено численное моделирование исследуемой задачи путем решения системы уравнений (1)–(3) при тех же параметрах излучения и трассы. Результаты этого моделирования представлены последним столбцом в таблице, а также на рис. 1 в виде трассовой эволюции эффективного радиуса лазерного пучка гауссовского профиля интенсивности ($R_{e0} = R_0$) и максимального приращения температуры воздуха в канале излучения. Из сравнения соответствующих столбцов таблицы видно, что приближенная оценка действия тепловой нелинейности, проведенная по формулам (4), (5), достаточно хорошо коррелирует с численным счетом.

Параметры тепловой нелинейности воздушной трассы

| R_{e0} , см | P_0 , кВт | $L_D/L_{B_v}/L_{B_T}$, км | δ_v/δ_T | Φ_v/Φ_T | δ_v/δ_T , по (1)–(3) |
|---------------|-------------|----------------------------|---------------------|-----------------|----------------------------------|
| 50 | 1 | 148/1324/94 | 1,0/1,9 | 1,0/3e-1 | 1,0/2,2 |
| | 10 | 148/418/30 | 1,06/5 | 0,9/4e-2 | 1,1/8,4 |
| | 100 | 148/132/9,4 | 1,5/15 | 0,4/4e-3 | 1,8/21 |
| 25 | 1 | 37/234/12 | 1,0/3,3 | 1,0/1e-1 | 1,0/4,1 |
| | 10 | 37/74/3,7 | 1,1/10 | 0,8/1e-2 | 1,2/13 |
| | 100 | 37/23/1,2 | 1,9/31 | 0,3/1e-3 | 2,2/36 |

Примечание. Индекс «v» или «T» у каждой из величин отмечает тип преобладающей нелинейности: ветровая или тепловая.

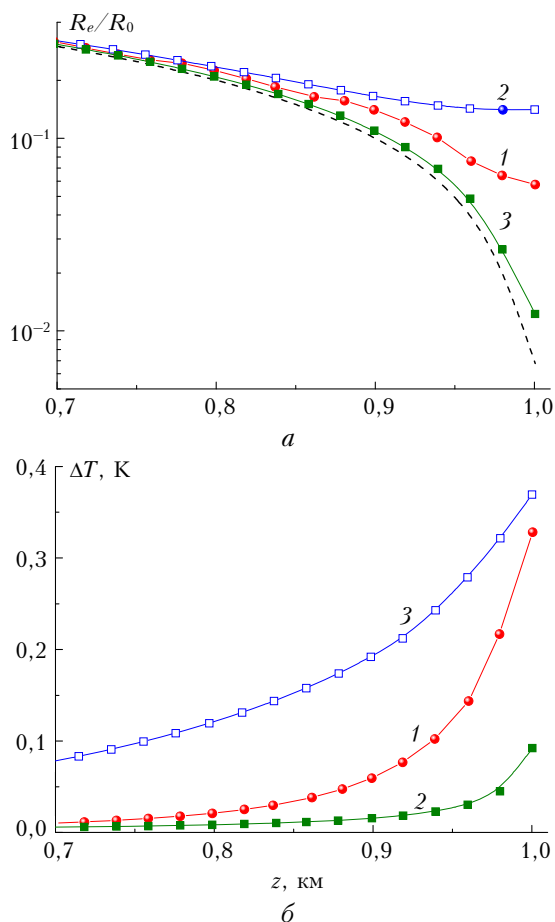


Рис. 1. Изменение вдоль трассы распространения нормированного эффективного радиуса лазерного пучка R_e/R_0 (а) и максимального приращения температуры среды на оси (б) (непрерывное излучение, $\lambda = 10,6$ мкм, $R_0 = 50$ см) в условиях теплового самовоздействия в воздухе при $P_0 = 10$ (1), 100 кВт (2, 3) и поперечном ветре $v_{\perp} = 5$ м/с (3). Штриховая кривая – линейный режим

Кроме того, анализ рис. 1 показывает, что в условиях теплового самовоздействия при жесткой геометрической фокусировке пучка тепловая нелинейность «работает» преимущественно вблизи фокуса оптической системы, а весь предыдущий участок оптической трассы излучение проходит квазилинейно. Поэтому при вычислении характерного временного масштаба задачи t^* , входящего в выражение для длины теплового самовоздействия L_B пучка, сфокусированного в конец трассы, нами был использован не фактор (6), а значение радиуса пучка в линейной фокальной перетяжке R_{ef0} . Только в этом случае оценка параметров излучения по формуле (4) верно отражает реальную ситуацию.

Максимальное приращение температуры в канале пучка, как видно из рис. 1, б, в фокальной плоскости составляет менее половины градуса при наивысшей моделируемой мощности излучения и наихудших для распространения излучения условиях на трассе. Однако даже такого небольшого изменения температуры оказывается вполне достаточно для 400-кратного падения интенсивности

в фокусе пучка и, следовательно, для возможного нарушения необходимых условий формирования ОПР на мишени.

1.3. Режим импульсно-периодического излучения

Известным способом снижения влияния тепловой нелинейности на трассе является использование импульсного излучения [22]. При этом самонаведенная дефокусировка отдельного импульса при прочих равных условиях будет уменьшаться с укорочением его длительности. Увеличивая период следования импульсов, можно реализовать для каждого импульса независимый от других импульсов режим распространения. И наоборот, уменьшение периода следования импульсов приведет к усилению тепловых эффектов.

Процесс распространения ИП-излучения характеризуется длительностью отдельного импульса t_p и их числом N_p в цуге, периодом следования $t_s = 1/f_p$, энергией отдельного импульса E_p и характерными временами теплопередачи в среде (t_{χ}, t_v). В этих условиях поведение пучка зависит от величины безразмерного параметра следования импульсов $\beta = t_s/t_{TD}$, где t_{TD} – минимальное из времен t_{χ} и t_v .

В режиме низкой частоты повторения импульсов ($\beta \gg 1$) поглощенная энергия будет полностью выноситься из канала пучка за время между импульсами и процесс распространения такого излучения будет близок к случаю одиночных импульсов. В другом крайнем случае, $\beta \ll 1$, тепловое действие ИП-излучения на среду будет равносильно распространению в ней непрерывного излучения со средней мощностью $P_0 = E_p/t_s$. В промежуточном режиме ($\beta \approx 1$) каждый последующий импульс распространяется через область, плотность которой уже возмущена предыдущими импульсами, что приведет к накоплению тепловой нелинейности и усилит абберации излучения.

Очевидно, что оптимальным (с точки зрения уменьшения теплового самовоздействия на оптической трассе) может считаться такой режим ИП-излучения, при котором энергия в отдельном импульсе E_p будет достаточно мала, чтобы за время импульса практически не происходило тепловой дефокусировки излучения. Тогда группу последовательных N_p импульсов с любой частотой повторения можно объединить в один цуг при условии, что $N_p E_p < \delta T \rho C_p t_p / \alpha_g$, где δT – некоторое заданное максимально допустимое приращение температуры, а интервал между отдельными цугами выбрать порядка характерного времени «очистки» канала пучка: $t_s > t_{TD}$.

Более высокая пиковая интенсивность короткого лазерного импульса по сравнению с интенсивностью непрерывного излучения той же средней мощности может привести к проявлению спектроскопического эффекта насыщения поглощения (НП) резонансного молекулярного перехода. Исследования

[20, 23] показали, что на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм при интенсивностях излучения выше некоторого порога $I_s \approx 0,2 \dots 0,5$ МВт/см² реализуется своеобразное «просветление» поглощающего газа. С точки зрения кинетики молекулярных уровней эффект НП соответствует тому, что при высокой интенсивности падающей оптической волны населенность верхнего уровня перехода P -ветви полосы поглощения $10^0 0 - 00^0 1$ атмосферного CO₂ становится настолько высокой, что резко возрастает вероятность вынужденного излучения с верхнего уровня рабочего перехода. Это излучение находится в фазе с внешним полем и, таким образом, уменьшает эффективное поглощение.

Для теоретического описания релаксации поглощенной энергии в воздухе и расчета эффекта НП обычно используют систему балансных уравнений молекулярных уровней углекислого газа и атмосферных компонент N₂-H₂O-O₂ [24]. Согласно расчетам [13] для ситуации прохождения импульса излучения с интенсивностью $I_0 = 1$ МВт/см² в чистом CO₂ его резонансный коэффициент поглощения экспоненциально снижается в 2 раза за время порядка 1 мкс. После окончания импульса излучения поглощение газа восстанавливается до невозмущенного значения за время колебательно-поступательной релаксации возбужденного уровня ($\tau_{V-T} \sim 10$ мкс). Такое падение поглощательной способности газа в течение импульса может существенно снизить тепловые эффекты в канале излучения и, в принципе, обеспечить его квазилинейное распространение до приемника.

Более того, наличием насыщения поглощения характеризуется и другая атмосферная компонента – водяной пар, дающий как минимум сравнимый с CO₂ вклад в суммарный коэффициент поглощения на $\lambda = 10,6$ мкм. Эффект «просветления» далеких крыльев H₂O реализуется при пороговой интенсивности облучения порядка $I_s \sim 3$ МВт/см² [25].

На рис. 2 показаны результаты численных расчетов прохождения непрерывного и ИП-излучения на модельной атмосферной трассе в наихудших для распространения условиях штиля при накоплении импульсов за время 100 мс. ИП-излучение задавалось в виде последовательности гауссовских импульсов с длительностью (по уровню e^{-1}) $t_p = 0,2$ мкс и различной частотой повторения f_p , в зависимости от которой, при условии заданной средней мощности P_0 , изменялась пиковая интенсивность в импульсе: $I_p = P_0 / (\pi R_0^2 t_p f_p)$. Так, для рассмотренных на рис. 2 режимов излучения при фокусировке в линейной среде расчетное значение I_p в фокальной плоскости должно составлять 0,3, 1,5 и 15 МВт/см² соответственно.

При моделировании эффекта насыщения поглощения мы использовали упрощенную формулу в виде экспоненциальной зависимости [26]:

$$\alpha_g(I) = \alpha_{gC}^0 \exp(-I/I_{sC}) + \alpha_{gH}^0 \exp(-I/I_{sH}),$$

где $\alpha_{gC}^0 = 8 \cdot 10^{-7}$ см⁻¹, $\alpha_{gH}^0 = 1,7 \cdot 10^{-6}$ см⁻¹ – линейный (невозмущенный) коэффициент поглощения углекислого газа и водяного пара с характерными интенсивностями насыщения $I_{sC} = 0,2$ МВт/см² и $I_{sH} = 3$ МВт/см² соответственно.

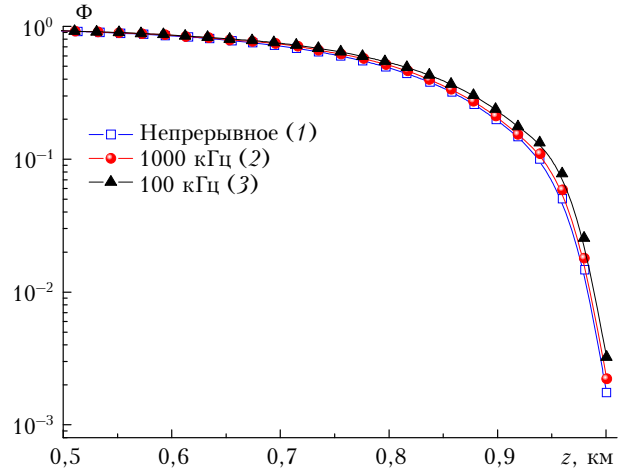


Рис. 2. Критерий качества фокусировки непрерывного (1) и ИП-излучения (2, 3) на атмосферной трассе (ветра нет) при $P_0 = 100$ кВт и $f_p = 1000$ (2) и 100 кГц (3)

Как следует из рис. 2, эффект «просветления» воздуха для сфокусированного ИП-излучения оказался не настолько заметен, как можно было ожидать, исходя из предварительных оценок. Хотя реализуемое число Штреля для ИП-режима примерно в 2 раза больше, чем при работе с непрерывным источником, оно остается все еще много меньше единицы. Причиной здесь является то, что при выбранной достаточно жесткой фокусировке излучения ($f/L_D \ll 1$) в конец трассы заметное повышение интенсивности излучения, а значит, и падение поглощательной способности воздуха происходят только в непосредственной близости дифракционного фокуса пучка. При этом тепловая линза формируется на более ранней дистанции, где пиковая интенсивность импульсов еще ниже порога «просветления», и к фокальной перетяжке уже успевает существенно дефокусировать пучок, тем самым снижая его пиковую интенсивность и увеличивая поглощение.

Дальнейшее снижение частоты следования импульсов в цуге при условиях постоянной средней мощности, очевидно, повысит пиковую интенсивность, что снизит газовое поглощение и улучшит условия распространения ИП-излучения. Однако при этом возникает риск достижения порога оптического пробоя воздуха до мишени, что будет сопровождаться экранировкой излучения развивающейся плазменной областью и общим снижением коэффициента передачи энергии трассы [27].

Таким образом, в выбранной конфигурации оптической трассы и лазерного источника ИП-режим излучения, несомненно, имеет преимущества по доставке световой энергии до приемника перед непрерывным режимом. Однако эти преимущества

не приводят к радикальному улучшению условий фокусировки излучения.

2. Эквивалентное преобразование оптических трасс

В силу понятных причин экспериментальную верификацию рассмотренных выше теоретических результатов удобнее проводить не в открытой атмосфере, а в лабораторных условиях для существенно более узких излучающих апертур и на существенно более короткой трассе. При этом возникает проблема соответствия степени проявления прогнозируемых теорией линейных и нелинейных эффектов на реальной трассе и в лаборатории, или, другими словами, проблема эквивалентности оптических трасс.

Будем исходить из выражения (4) для эффективного радиуса пучка, пренебрегая эффектом насыщения поглощения. Перепишем (4) в безразмерных величинах:

$$\bar{R}_e^2(\bar{L}) = \bar{L}^2(1 + \eta_T^2) + (1 - \bar{L}/\bar{f})^2,$$

где $\eta_T = L_D/L_B$ – параметр тепловой нелинейности канала. Поперечный масштаб (радиус пучка) $\bar{R}_e = R_e/R_{e0}$ нормирован на свое начальное значение, а переменные длины в направлении распространения – на длину дифракции L_D . Из данного выражения следует, что если для двух различных оптических трасс значения параметров \bar{L} , \bar{f} и η_T одинаковы, то с точки зрения эволюции интегрального радиуса пучка эти две трассы будут эквивалентными. С подбором размерных характеристик \bar{L} и \bar{f} проблем, как правило, не возникает, в то время как для обеспечения инвариантности параметра нелинейности η_T могут потребоваться дополнительные действия.

Распишем подробнее квадрат данного параметра, воспользовавшись выражением (5):

$$\eta_T^2 = (k^2 t^* P_0) \frac{2|\partial n/\partial T| \alpha_g}{\pi C_p \rho_g}.$$

Здесь в скобки заключены характеристики, относящиеся только к излучению, а параметры среды распространения представлены в виде дроби. Тогда, например, для случая ветрового замыкания канала пучка получим

$$\eta_T^2 \propto (k^2 R_0 P_0) \frac{\alpha_g}{v_\perp}. \quad (8)$$

Очевидно, что при переходе из атмосферы в лабораторию и масштабировании оптической трассы новый используемый источник излучения будет иметь более скромные мощностные параметры, т.е. произведение $(R_0 P_0)$ может быть на несколько порядков меньше. Для того чтобы скомпенсировать это снижение при прочих неизменных условиях, необходимо в это же количество раз увеличить поглощение в среде. Например, в случае с распространением в воздухе излучения лазера на $\lambda = 10,6$ мкм этот эффект может быть достигнут пропорциональным (искусственным) увеличением доли CO_2 в воздухе. Дополнительно к этому повы-

сить значение η_T возможно снижением скорости v_\perp ветрового переноса в среде.

Проведем простую оценку. Возьмем параметры излучения, характеризующегося максимальной энергией на атмосферной трассе, из таблицы и пересчитаем эту трассу на эквивалентную ей, но более короткую лабораторную. Будем считать, что в лабораторном эксперименте лазерное излучение имеет среднюю мощность $P_0 = 1$ кВт, радиус пучка $R_0 = 1$ см. Скорость ветрового сноса уменьшим на два порядка. Тогда для установления эквивалентности трасс, согласно (8), необходимо повысить коэффициент газового поглощения α_g в пятьдесят раз.

В случае отсутствия адвективного переноса в среде, когда тепловая линза формируется процессами термодиффузии, параметр тепловой нелинейности становится линейно пропорциональным радиусу пучка: $\eta_T \propto k R_0 \sqrt{\alpha_g P_0}$. Теперь, чтобы построить эквивалентную лабораторную трассу при тех же параметрах атмосферы и лазерного источника, коэффициент α_g должен быть как минимум на 6 порядков выше.

Отметим, что более эффективным способом обеспечения эквивалентности трасс может стать изменение частотного диапазона излучения, поскольку, следуя (8), уменьшение длины волны пропорционально сказывается на величине параметра нелинейности.

Заключение

Повышение мощности лазерного излучения дальнего ИК-диапазона для целей более эффективной транспортировки его энергии в атмосфере наталкивается на естественное препятствие в виде проявляющейся при нагреве поглощающей газовой среды тепловой нелинейности, которая вносит абберации в фазу оптической волны и приводит к дефокусировке и распыливанию самого лазерного пучка. В условиях, когда применима жесткая геометрическая фокусировка излучения на мишень, область активного проявления нелинейности среды смещается к фокальной плоскости оптической системы. Здесь за счет действия тепловой линзы происходит размытие фокального пятна пучка и теряется необходимая степень концентрации световой энергии.

Снизить нежелательное влияние тепловой нелинейности возможно, переходя от использования непрерывного режима силового излучения к цугу коротких импульсов с определенной частотой следования. При этом возрастает вероятность проявления эффекта светоиндуцированного «просветления» газовой среды. Численное моделирование сфокусированного распространения излучения CO_2 -лазера на километровой атмосферной трассе показало, что в ряде случаев при учете данного эффекта выигрыш в величине пиковой фокальной интенсивности от использования ИП-излучения достигает 100%.

Исследования поддержаны СО РАН (проект № 113) и РФФИ (проект № 12-08-00587-а).

1. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // Докл. РАН. 1994. Т. 336, № 4. С. 466–467.
2. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Shulyat'ev V.V. Multifunctional 3 kW CO₂ laser with controllable spectral and temporal characteristics for industrial and scientific applications // Proc. SPIE. 2000. V. 4165. P. 185.
3. Тищенко В.Н., Аполлонов В.В., Грачев Г.Н., Гулидов А.И., Запругаев В.И., Меньшиков Я.Г., Смирнов А.Л., Соболев А.В. Взаимодействие оптического пульсирующего разряда с газом: условия стабильной генерации и объединения ударных волн // Квант. электрон. 2004. Т. 34, № 10. С. 941–947.
4. Тищенко В.Н. Генерация низкочастотной волны оптическим разрядом, движущимся в газе с дозвуковой скоростью // Квант. электрон. 2003. Т. 33, № 9. С. 823–830.
5. Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Смирнов А.Л., Трапезников С.И., Стаценко П.А., Зимин М.И., Мякушина А.А., Запругаев В.И., Гулидов А.И., Бойко В.М., Павлов А.А., Соболев А.В. Объединение ударных волн, создаваемых движущимся оптическим пульсирующим разрядом // Квант. электрон. 2006. Т. 36, № 5. С. 470–472.
6. Тищенко В.Н., Грачев Г.Н., Запругаев В.И., Смирнов А.Л., Соболев А.В. Спектр ударных волн, создаваемых оптическим разрядом при высокой частоте повторения импульсов лазерного излучения // Квант. электрон. 2002. Т. 32, № 4. С. 329–334.
7. Аполлонов В.В., Тищенко В.Н. Лазерный двигатель на основе эффекта резонансного объединения ударных волн // Квант. электрон. 2006. Т. 36, № 7. С. 673–683.
8. Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Пономаренко А.Г., Смирнов А.Л., Демин В.Н., Окопруг А.В., Бакланов А.М., Онищук А.А. Лазерный плазмохимический синтез наноматериалов в скоростных потоках газов, первые результаты и перспективы развития метода // Наука и нанотехнологии. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2007. С. 123–135.
9. Малов А.Н., Оришич А.М., Фомин В.М., Внучков Д.А., Наливайченко Д.Г., Чиркашенко В.Ф. Исследование структуры сверхзвуковых течений воздуха с подводом энергии от квазистационарного оптического разряда // Изв. Том. политехн. ун-та. 2010. Т. 317, № 4. С. 155–160.
10. Малов А.Н., Оришич А.М. Формирование оптического пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке воздуха излучением импульсно-периодического СО₂-лазера // Квант. электрон. 2012. Т. 42, № 9. С. 843–847.
11. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. Высокочастотный импульсно-периодический режим излучения в мощных широкоапертурных лазерах // Квант. электрон. 2003. V. 33. № 9. С. 753–757.
12. Тищенко В.Н., Посух В.Г., Бояринцев Э.Л., Мелехов А.В., Голобокова Л.С., Мирошниченко И.Б. Эффективность формирования ударных волн, создаваемых оптическими пробоями на поверхности твердых тел // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 448–450.
13. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
14. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. проф. А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
15. Gebhardt F.G. High power laser propagation // Appl. Opt. 1974. V. 15, N 6. P. 1479–1493.
16. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под общей ред. Д.В. Стробена. М.: Мир, 1981. 415 с.
17. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере, М.: Наука, 1987. 200 с.
18. Wood A.D., Camas M., Gerry E.T. Effects of 10.6- μm laser induced air chemistry on the atmospheric refractive index // Appl. Opt. 1971. V. 10, N 8. P. 1877–1884.
19. Лосев С.А. Кинетика колебательного энергообмена в углекислом газе и его смесях с другими газами // Физика горения и взрыва. 1976. № 2. С. 163–179.
20. Breig E.L. Limitations on the atmospheric thermal effects for high-power CO₂ laser beams // J. Opt. Soc. Amer. 1972. V. 62, N 4. P. 518–528.
21. Gordienko V.M., Gorshkov V.A., Panchenko V.Ya., Sukhorukov A.P. Kinetic cooling of a CO₂-N₂ gas mixture by CO₂-laser radiation // Sov. Phys. JETP. 1977. V. 46, N 3. P. 459–464.
22. Wallace J., Pasciak J. Compensating for thermal blooming of repetitively pulsed lasers // J. Opt. Soc. Amer. 1974. V. 65, N 11. P. 1257–1260.
23. Агеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Чистякова Л.К. Исследование поглощения импульсного СО₂-лазера воздухом и углекислым газом // Изв. вузов. Физ. 1982. № 10. С. 49–51.
24. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Хохлов Р.В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения СО₂-лазера через атмосферу // Ж. техн. физ. 1974. Т. 44, вып. 5. С. 1063–1069.
25. Мицель А.А., Пономарев Ю.Н., Фирсов К.М. Влияние нелинейных спектроскопических эффектов на распространение в атмосфере интенсивного лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1987. Т. 23, № 2. С. 165–170.
26. Агеев Б.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А. Нелинейная оптико-акустическая спектроскопия молекулярных газов. Новосибирск: Наука, 1987. 128 с.
27. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.

Yu.E. Geints, G.N. Grachev, A.A. Zemlyanov, A.M. Kabanov, A.A. Pavlov, A.G. Ponomarenko, V.N. Tishchenko. **Thermal self-action of high-power continuous pulse-periodic CO₂ laser radiation in air. I. Numerical modeling of transfer along the atmospheric path.**

A problem of transportation of high-power laser radiation energy at a wavelength of 10.6 μm in the atmosphere is theoretically considered under the conditions of development of its thermal and wind nonlinearities. The power characteristics of continuous and pulse-periodic radiations during propagation along a surface kilometer-long atmospheric path at sharp focusing onto receiver are studied. The main factors having the largest effect on distribution of the influencing radiation are determined. It is established that one succeeds in reducing of undesirable effect of thermal defocusing using a train of low-power short pulses with rather high repetition rate at the expense of the effect of light-induced "blooming" of the gas medium. The questions of scaling of the optical paths from the viewpoint of their equivalence in appearing of thermal nonlinearity are discussed.