

В.М. Шмелев, В.И. Захаров, А.И. Нестеренко

### ЭФФЕКТ ВЗРЫВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА В АТМОСФЕРЕ

Рассмотрен режим взаимодействия широкого пучка интенсивного излучения  $\lambda = 10,6$  мкм с атмосферным CO<sub>2</sub>, приводящий к пороговому спектроскопическому эффекту — взрывному поглощению, суть которого заключается в резком увеличении коэффициента поглощения среды из-за сильного саморазогрева ( $\Delta T \sim 700-1000$ ) атмосферы в канале пучка.

Определены параметры пучка, при которых достигается порог и время развития взрывного поглощения. Проведены расчеты коэффициента поглощения при распространении излучения CO<sub>2</sub>-лазера в атмосфере в надпороговом режиме.

Актуальной проблемой атмосферной оптики является задача переноса в атмосфере интенсивного лазерного излучения на большие расстояния с малыми потерями [1–3]. Для этих целей используются лазерные пучки большого диаметра  $D \geq 10$  см, дифракционная расходимость которых, определяемая величиной  $\lambda/D$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения, мала.

Для CO<sub>2</sub>-лазеров, работающих на длине волны 10,6 мкм, одной из поглощающих компонент атмосферы является CO<sub>2</sub>, где поглощающий уровень (100) не основной, поэтому в случае слабого теплоотвода из канала распространения, что имеет место в широких пучках, возможно возникновение взрывного поглощения, приводящего к резкому «потемнению» среды [4–17, 22].

Механизм взрывного поглощения резонансного излучения в газах, когда поглощающий уровень не является основным, исследовался как теоретически, в работах [4–11], так и экспериментально, в работах [12–17, 22]. Взрывное поглощение характеризуется экспоненциальным ростом заселенности поглощающих уровней со временем и резким увеличением коэффициента поглощения среды из-за разогрева газа в канале лазерного пучка. Взрывное поглощение относится к разветвленным цепным реакциям в поглощении, которые реализуются при наличии положительной обратной связи между поглощением на резонансном переходе и ростом концентрации молекул на нижнем поглощающем уровне. В силу наличия положительной обратной связи явление носит пороговый характер. В лазерных средах оно может проявляться в виде различного рода неустойчивостей, приводящих к флуктуации мощности лазерного излучения, бистабильности, гистерезисным явлениям и др. [18].

Цель настоящей работы — определить пороговые условия, при которых возникает взрывное поглощение излучения CO<sub>2</sub>-лазера в атмосфере, и время развития теплового взрыва, оценить потери мощности (изменение коэффициента поглощения) при распространении лазерного излучения на длине волны 10,6 мкм через атмосферу в надпороговом режиме.

Возможность возникновения режима взрывного поглощения в атмосфере под воздействием CO<sub>2</sub>-лазера определяется двумя факторами. Первый — резонансное поглощение излучения 10,6 мкм атмосферным углекислым газом происходит на переходе (100)→(001), где поглощающий уровень (100) не является основным. Второй — в режиме слабого теплоотвода (широкий пучок) выполняются пороговые условия для теплового взрыва [19]. В этом случае происходит разогрев среды внутри канала и экспоненциальный рост заселенности уровня (100) с температурой. Если длительность импульса излучения  $\tau_n$  превышает время развития взрыва  $\tau_p$ , то происходит резкое увеличение коэффициента поглощения на переходе (100)→(001), приводящее к возрастанию потерь при распространении лазерного излучения 10,6 мкм.

Ослабление излучения при распространении его в среде определяется законом Бугера

$$I(z, t) = I_0 e^{-K_v(t)z}, \quad (1)$$

коэффициент поглощения  $K_v(t)$  для атмосферы ввиду его малости можно считать зависящим от времени  $t$  и не зависящим от координаты  $z$ ;  $I(z, t)$  — интенсивность излучения в точке с координатой  $z$  в момент времени  $t$ ;  $I_0$  — начальное значение интенсивности.

Искомым в рассматриваемой задаче является зависимость коэффициента поглощения  $K_v(t)$  от времени при различных интенсивностях пучка. Значение  $K_v(t)$  определяется разностью заселенности  $N_{(100)}(t) - N_{(001)}(t)$  состояний (100) и (001) в CO<sub>2</sub>:

$$K_v(t) = \sigma(N_{(100)}(t) - N_{(001)}(t)), \quad (2)$$

$\sigma$  — сечение поглощения на переходе (100)→(001)

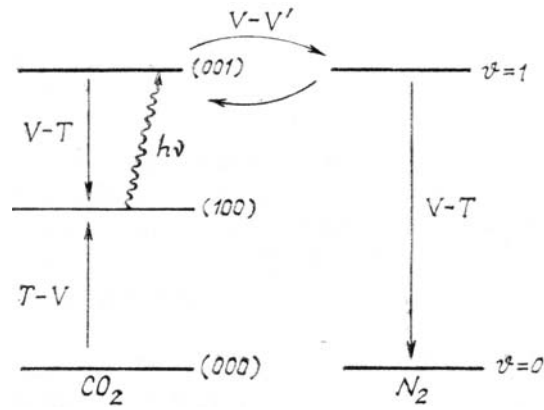
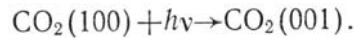


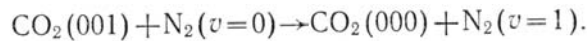
Рис. 1. Упрощенная схема релаксационных процессов в воздухе приводящих к тепловому взрыву в канале лазерного пучка  $\lambda = 10,6$  мкм

Упрощенная кинетическая схема релаксационных процессов в атмосферном воздухе при прохождении интенсивного излучения 10,6 мкм представлена на рис. 1 и включает следующие основные реакции:

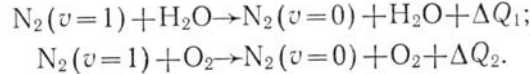
1. Резонансный квант  $h\nu$  переводит молекулы CO<sub>2</sub> с уровня (100) на уровень (001)



2. Быстрый резонансный  $V-V'$ -обмен, в результате которого происходит перекачка колебательной энергии с уровня (001) CO<sub>2</sub> на уровень  $v = 1$  азота N<sub>2</sub> (характерная скорость процесса в воздухе  $\gtrsim 10^7$  с<sup>-1</sup> [21]).



3. Гибель возбужденных молекул азота N<sub>2</sub>( $v = 1$ ) на парах воды и молекулах кислорода



Этот процесс  $V-T$ -релаксации идет с выделением тепла  $\Delta Q_N = \Delta Q_1 + \Delta Q_2$ .

4. Реакция  $T-V$ -обмена, в результате которой поступательная энергия газа перекачивается на уровень (100) CO<sub>2</sub>, повышая тем самым его заселенность и, следовательно, коэффициент поглощения.

5. Аналогично процессу (см. п. 3)  $V-T$ -релаксации уровня (001) CO<sub>2</sub>, главным образом на воде и азоте, приводит к заселению уровня (100) CO<sub>2</sub> и выделению тепла  $\Delta Q_C$ . В интервале температур 300–1000°K величина  $\Delta Q_C \sim \Delta Q_N$ .

Таким образом, приведенный выше цикл реакций указывает на наличие положительной обратной связи между интенсивным поглощением на переходе (100)→(001) и ростом заселенности уровня (100) в результате подогрева среды при  $V-T$ -релаксации азота и CO<sub>2</sub>.

Качественный аналитический анализ взрывного поглощения в рассматриваемой схеме уровней можно провести, перейдя к модели одной моды (см. [20, 21]) с обобщенным временем релаксации

$$\tau_{\Sigma} = \left( \frac{\kappa}{\tau_{\text{CO}_2-\text{N}_2}} + \frac{\kappa}{\tau_{\text{CO}_2-\text{H}_2\text{O}}} + \frac{1}{\tau_{\text{N}_2-\text{H}_2\text{O}}} + \frac{1}{\tau_{\text{N}_2-\text{O}_2}} \right)^{-1},$$

где  $\tau_{\text{N}_2-\text{H}_2\text{O}}$ ;  $\tau_{\text{N}_2-\text{O}_2}$ ;  $\tau_{\text{CO}_2-\text{N}_2}$ ;  $\tau_{\text{CO}_2-\text{H}_2\text{O}}$  — характерные времена процессов п. п. 3, 5;  $\kappa$  — отношение концентраций CO<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>;  $\kappa = 4 \cdot 10^{-4}$  — для атмосферы. Полагая нижний уровень (100) в CO<sub>2</sub> термализованным, в модели объединенной моды получим систему двух уравнений (колебательной кинетики и теплового баланса)

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{1}{\tau_{\Sigma}} (\bar{n} - n) + \frac{1}{\tau_{\Phi}} (\bar{n}_1 - n); \\ \frac{dT}{dt} &= A \frac{(n - \bar{n})}{\tau_{\Sigma}} - \frac{1}{\tau_0} (T - T_0), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\bar{n} = \sum^{-1} \exp(-\Theta_{(001)}/T)$ ;  $\bar{n}_1 = \sum^{-1} \exp(-\Theta_{(100)}/T)$ , с начальными условиями:  $t = 0$ ;  $T = T_0$ ;  $n = \bar{n}/T_{=T_0}$ ;  $T_0$  – температура газа вне пучка излучения;  $n$ ,  $\bar{n}_1$  – относительные населенности уровней (001) и (100) соответственно;  $\sum$  – статистическая сумма;  $\Theta_{(100)}$ ,  $\Theta_{(001)}$  – соответствующие характеристические температуры уровней;  $\tau_0$  – характерное время теплоотвода;  $\tau_\phi = \frac{h\nu}{\chi\sigma I}$  – время накачки объединенной моды, определяемое через сечение взаимодействия  $\sigma$  и плотность потока излучения  $I$ ;  $A$  – константа, равная для атмосферной смеси 1000 К.

Система уравнений (3) приводится к одному уравнению, которое запишем в следующем виде [5]:

$$\frac{dT}{dt} - \frac{A}{\tau_\phi + \tau_\Sigma} (\bar{n}_1 - \bar{n}) + \frac{T - T_0}{\tau_0} = \left( \frac{1}{\tau_\Sigma} + \frac{1}{\tau_\phi} \right)^{-1} \left\{ \frac{d^2T}{dt^2} + \frac{A}{\tau} \frac{d\bar{n}}{dt} + \frac{1}{\tau_0} \frac{dT}{dt} \right\}. \quad (4)$$

Правая часть уравнения (4) может быть существенной в начальный момент времени при изменении распределения молекул по колебательным уровням под действием излучения, однако разогрев при этом незначителен. Временной интервал, на котором происходит перестройка распределения молекул, значительно меньше характерного времени разогрева газа, и поэтому при рассмотрении явления теплового взрыва правую часть уравнения (4) можно положить равной нулю. В предельных случаях сильной накачки  $\tau_\phi \ll \tau_\Sigma$  и слабой накачки  $\tau_\phi \gg \tau_\Sigma$  малость правой части уравнения (4) следует непосредственно из рассмотрения системы (3) с использованием условия квазистационарности первого уравнения.

С учетом неравенства  $\bar{n}_1 \gg \bar{n}$ , раскладывая экспоненциальную функцию  $\bar{n}_1$  по Франк-Каменецкому, приходим к известному уравнению теплового взрыва [19]:

$$\frac{d\eta}{dt} = e \eta / \tau_1 - \eta / \tau_0, \quad (5)$$

где  $\eta = (\Theta_{(100)}/T_0^2)(T - T_0)$  – безразмерная температура;  $\tau_1$  – характерное время тепловыделения (с учетом того, что заселенность основного состояния  $n_0 \sim 1$ ):

$$\tau_1 = \frac{T_0^2 (\tau_\phi + \tau_\Sigma)}{A\Theta_{(100)}} \exp(\Theta_{(100)}/T_0). \quad (6)$$

Тепловой взрыв происходит, когда параметр  $\delta = \tau_0/\tau_1$  превосходит критическое значение  $\delta_* = 1/e$ :

$$\delta = \frac{\tau_0 A \Theta_{(100)} \exp(-\Theta_{(100)}/T_0)}{T_0^2 (\tau_\Sigma + \tau_\phi)}. \quad (7)$$

При этом предвзрывной разогрев газа  $\eta_*$  равен единице и при  $T_0 = 300^\circ\text{K}$ ,  $\Theta_{(100)} = 2000^\circ\text{K}$  прирост температуры  $\Delta T$  в критической точке составляет  $\approx 50^\circ\text{K}$ .

При сильной накачке  $\tau_\phi \ll \tau_\Sigma$  происходит просветление газа. Параметр  $\delta$  в этом случае определяется релаксационным временем  $\tau_\Sigma$  и не зависит от  $\tau_\phi$ :

$$\delta = \frac{\tau_0 A \Theta_{(100)} \exp(-\Theta_{(100)}/T_0)}{\tau_\Sigma T_0^2}. \quad (8)$$

В условиях слабой накачки при  $\tau_\phi \gg \tau_\Sigma$  критерий теплового взрыва определяется  $\tau_\phi$  и не зависит от времени релаксационных процессов

$$\delta = \frac{\tau_0 A \Theta_{(100)} \exp(-\Theta_{(100)}/T_0)}{\tau_\phi T_0^2}. \quad (9)$$

В общем случае условие теплового взрыва определяется соотношением (7).

В рассматриваемой модели ( $A = 1000^\circ\text{K}$ ,  $\Theta_{(100)} = 2000^\circ\text{K}$ ,  $T_0 = 300^\circ\text{K}$ ) пороговое условие принимает вид  $\frac{\tau_0}{\tau_\phi + \tau_\Sigma} \geq 13$ . В случае, когда теплоотводом можно пренебречь (при  $D > 10 \text{ см}$   $\frac{1}{\tau_0} \approx 0$ ), в атмосфере развивается адиабатический взрыв. Время адиабатического разогрева  $\tau_{ад}$  можно найти из

решения уравнения (4) при  $\frac{1}{\tau_0} = 0$ , которое в безразмерном виде с учетом малости члена  $A \frac{d\bar{n}}{dt}$  по сравнению с  $\frac{dT}{dt}$  имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} + \frac{d\eta}{d\xi} - \beta e^\eta = 0. \quad (10)$$

Граничные условия:  $\eta = \frac{d\eta}{d\xi} = 0$  при  $\xi = 0$ ;  $\xi = t \left( \frac{1}{\tau_\Sigma} + \frac{1}{\tau_\Phi} \right)$  – безразмерное время;

$$\beta = \left\{ A \Theta_{(100)} n_0 \exp(-\Theta_{(100)} / T_0) / T_0^2 \tau_\Sigma \tau_\Phi \left( \frac{1}{\tau_\Sigma} + \frac{1}{\tau_\Phi} \right)^2 \right\}; \text{ заселенность основного состояния } n_0 \sim 1.$$

Решение уравнения (10) есть  $\eta = \eta(\xi, \beta)$ . Величина периода индукции  $\xi_*$  определяется единственным параметром задачи  $\beta$ , причем  $\xi_*$  тем больше, чем меньше  $\beta$ . Уравнение (10) подробно анализировалось в работе [5], приближенное решение которого имеет вид

$$\eta = -\ln(1 - \beta(\xi - 1)). \quad (11)$$

Период индукций адиабатического взрыва равен  $\xi_* = 1/\beta + 1$ . В размерном виде выражение для времени развития адиабатического взрыва в атмосфере  $\tau_{ад}$  выглядит следующим образом:

$$\tau_{ад} = \tau_\Phi \tau_\Sigma \left\{ \frac{T_0^2}{A \Theta_{(100)}} \exp(\Theta_{(100)} / T_0) \left( \frac{1}{\tau_\Sigma} + \frac{1}{\tau_\Phi} \right) + \frac{1}{\tau_\Sigma + \tau_\Phi} \right\}, \quad (12)$$

$$\text{При } T_0 = 300^\circ\text{K}; \quad \tau_{ад} = 35(\tau_\Phi + \tau_\Sigma) + \frac{\tau_\Phi \tau_\Sigma}{\tau_\Sigma + \tau_\Phi}.$$

Первый член суммы есть собственно время разогрева системы, а второй член характеризует время достижения квазиравновесия в распределении молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  по колебательным уровням. В предельных случаях сильной и слабой накачки формула (12) имеет четкий физический смысл. В случае сильной накачки  $\tau_\Phi / \tau_\Sigma \ll 1$  время развития адиабатического взрыва не зависит от мощности источника накачки и критерием возникновения взрыва является превышение длительности импульса над  $\tau_{ад}$ . При слабой накачке ( $\tau_\Phi / \tau_\Sigma \gg 1$ ) критерием возникновения взрыва является превышение плотности энергии накачки  $It$  критической величины порядка  $\frac{h\nu}{k\sigma} \left\{ \frac{T_0^2}{A \Theta_{(100)}} \exp(\Theta_{(100)} / T_0) \right\}$ .

При  $\tau_\Phi \sim \tau_\Sigma \sim 10^{-3}$  с время развития адиабатического взрыва в атмосфере составляет  $\tau_{ад} \sim 10^{-1}$  с. Значение  $\tau_\Sigma \sim 10^{-3}$  с достигается, когда концентрация паров воды в атмосфере составляет несколько процентов, что является обычным, а  $\tau_\Phi \sim 10^{-3}$  с соответствует умеренным интенсивностям возбуждающего поля  $I \sim 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>.

В случае, когда теплопроводом пренебречь нельзя, время развития теплового взрыва  $\tau_T$  можно найти, интегрируя уравнение (10)

$$\tau_T = \int_0^\infty (e^\eta / \tau_{ад} - \eta / \tau_0)^{-1} d\eta. \quad (13)$$

В надкритическом режиме вблизи предела развития тепловой неустойчивости имеем [19]

$$\tau_T = \frac{\sqrt{2\pi\delta}}{(\delta/\delta_* - 1)^{1/2}} \tau_{ад}. \quad (14)$$

Разогрев атмосферного канала, по которому распространяется излучение 10,6 мкм, и коэффициент поглощения в условиях тепловой неустойчивости атмосферного  $\text{CO}_2$  можно определить из численного решения системы (3), результаты которого приведены на рис. 2а, 2б и рис. 3а, 3б. Температурная зависимость релаксационных констант бралась из [21].

Результаты расчетов для атмосферного воздуха при концентрации паров воды 9,92 г/м<sup>3</sup> (рис. 2, 3) показывают, что с течением времени в надкритическом режиме взаимодействия коэффициент поглоще-

ния среды  $\bar{K} = K_v(T) / K_v(0)$ , поступательная температура газа  $\bar{T} = \frac{kT}{h\nu}$  (сплошные кривые) и колебательная температура уровня 001 молекулы  $\bar{T}_V = \frac{k\Theta_{(001)}}{h\nu \ln(1/n)}$  (штриховая кривая) резко увеличивается, причем, чем выше плотность потока излучения и хуже условия теплоотвода (больше диаметр пучка), тем выше скорость «почернения среды». Например, при плотности потока  $I = 5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, скорости теплоотвода  $1/\tau_0 = 10$  с<sup>-1</sup> относительное увеличение  $K = 16$  за время взаимодействия излучения  $\tau = t/\tau_{V-T} = 10^4$  (рис. 2а), а при  $I = 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>  $K = 150$ . Абсолютный разогрев колебательных и поступательных степеней свободы при  $I \sim 10^3 \div 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> достигает 700÷1000°К, причем на начальном этапе поглощения возникает колебательная неравновесность газа (колебательная температура уровня 001 молекулы  $\text{CO}_2$  и уровня  $V = 1$  молекулы  $\text{N}_2$  выше поступательной температуры газа), а при  $\bar{\tau} \rightarrow \infty$  газ термализуется.

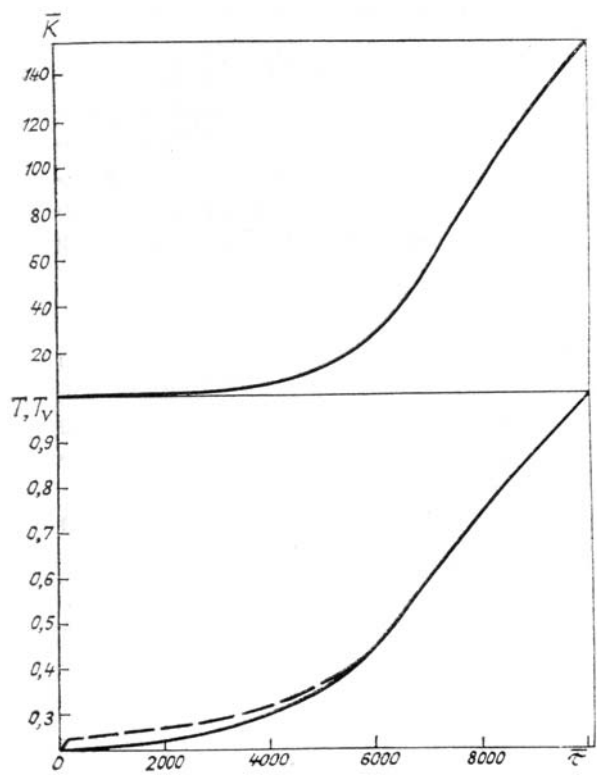


Рис. 2а. Зависимость  $\bar{K}, \bar{T}$  и  $\bar{T}_V$  от  $\bar{\tau}$  при  $I_0 = 5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{V-T} = 5 \cdot 10^{-8}$  с,  $1/\tau_0 = 10$  с<sup>-1</sup>

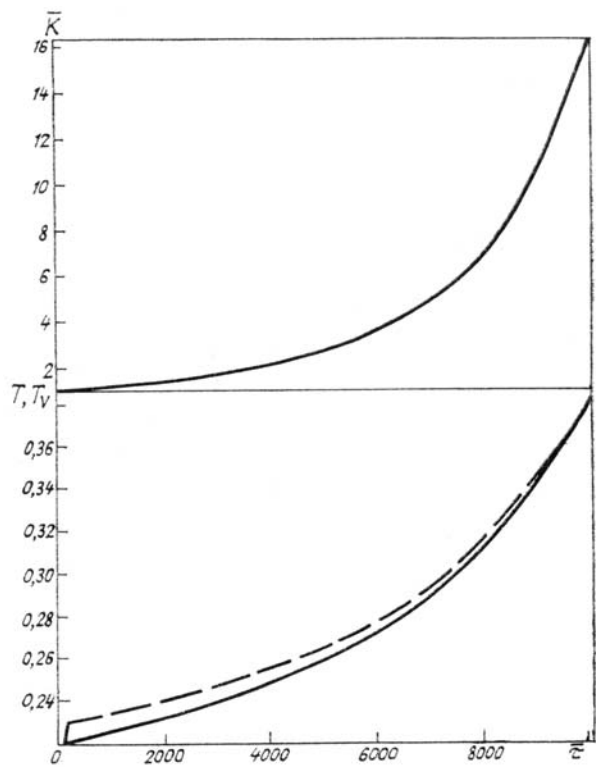


Рис. 2б. Зависимость  $\bar{K}, \bar{T}$  и  $\bar{T}_V$  от  $\bar{\tau}$  при  $I_0 = 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{V-T} = 5 \cdot 10^{-6}$  с,  $1/\tau_0 = 10$  с<sup>-1</sup>

Увеличение диаметра пучка и связанное с этим уменьшение теплоотвода приводит к увеличению коэффициента поглощения среды и росту поступательной и колебательной температур.

Отметим, что эффект взрывного поглощения, проявляющийся через тепловую неустойчивость молекулярного газа [5], возможен только при воздействии излучения на колебательный уровень, отличный от нулевого. В противном случае будет иметь место «просветление среды», т.е. уменьшение коэффициента поглощения со временем.

Проведенные расчеты находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов по поглощению излучения  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) углекислым газом, приведенными в работе [22].

Таким образом, рассмотренная тепловая неустойчивость атмосферного углекислого газа в поле резонансного излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм приводит к существенному (на порядки величины) уменьшению прозрачности атмосферы и должна проявляться при прохождении лазерного пучка большого диаметра  $D > 10$  см через атмосферу.

Аналогичный режим тепловой неустойчивости должен иметь место и в случае воздействия на атмосферу излучения с  $\lambda = 9,4$  мкм, т.к. уровень (020) в  $\text{CO}_2$  хорошо перемешивается с состоянием (100). Практическое значение имеет детальное изучение взрывного поглощения излучения в области 10,6 и 9,4 мкм водой в связи с тем, что пары воды всегда присутствуют в качестве примеси в воздухе, а характерные концентрации их существенно превышают концентрацию  $\text{CO}_2$ .

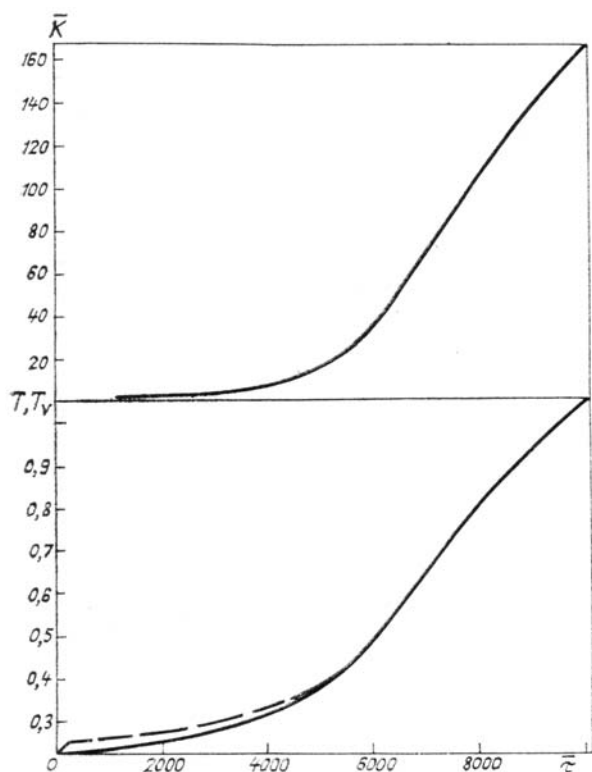


Рис. 3а. Зависимость  $\bar{K}$ ,  $\bar{T}$  и  $\bar{T}_V$  от  $\bar{\tau}$  при  $I_0 = 5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{V-T} = 5 \cdot 10^{-6}$  с,  $1/\tau_0 = 1$  с<sup>-1</sup>

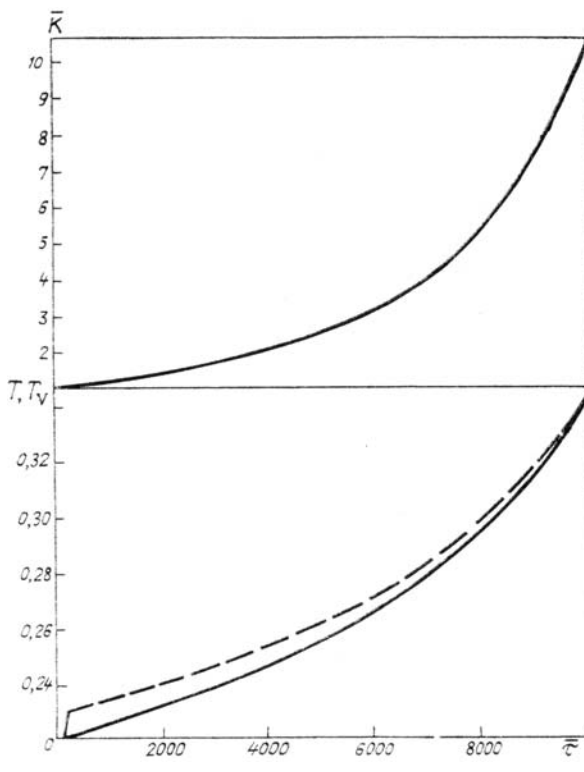


Рис. 3б. Зависимость  $\bar{K}$ ,  $\bar{T}$  и  $\bar{T}_V$  от  $\bar{\tau}$  при  $I_0 = 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{V-T} = 5 \cdot 10^{-6}$  с,  $1/\tau_0 = 1$  с<sup>-1</sup>

Следует отметить также, что исследование динамики изменения температуры и связанные с этим флуктуации показателя преломления среды в условиях тепловой неустойчивости, приводящие к рефракционным эффектам, представляют большой практический интерес и являются серьезной самостоятельной проблемой.

Кроме того, рассмотренный механизм сильного разогрева атмосферы в канале широкого лазерного пучка может быть затравочным для низкопорогового оптического пробоя атмосферы.

В заключение авторы хотели бы поблагодарить В.М. Климкина, В.В. Колосова, В.М. Митченкова, В.Е. Прокопьева, А.С. Шелехова и особенно В.Г. Соковикова за неоднократные плодотворные дискуссии по рассматриваемой проблеме и полезные замечания и С.А. Ташкуна за консультации при проведении численных расчетов на ЭВМ.

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
2. Матвеев И. Н., Протопопов В. В., Троицкий И. Н., Устинов Н. Д. Лазерная локация. М.: Машиностроение, 1984. 271 с.
3. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. // ЖТФ. 1974. Т. XI. С. 1063.
4. Ораевский А. Н. // Химия высоких энергий. 1981. Т. 15. С. 462.
5. Марголин А. Д., Шмелев В. М. // Хим. физика. 1982. Т. 5. С. 679.
6. Марголин А. Д., Шмелев В. М. // Хим. физика. 1983. Т. 2. С. 1480.
7. Марголин А. Д., Шмелев В. М. // Хим. физика. 1985. Т. 4. С. 873.
8. Ораевский А. Н., Проценко Е. И. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 2290.
9. Васильев Г. К., Макаров Е. Ф., Чернышев Ю. А., Якушес В. Г. // Хим. физика. 1985. Т. 4. С. 1434.
10. Ораевский А. Н., Проценко И. Е. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 715.
11. Ораевский А. Н., Проценко И. Е. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 1467.
12. Васильев Г. К., Макаров Е. Ф., Чернышев Ю. А., Якушес В. Г. // Хим. физика. 1985. Т. 4. С. 924.
13. Кузьменко В. А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 2523.
14. Кузьменко В. А. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 2545.
15. Батрак А. В., Березовский В. В., Ораевский А. Н., Проценко И. Е. V-V'-обмен и резонансное поглощение в CO<sub>2</sub> газе: Докл. на XXXII Научн. конф. МИФИ, 1987.
16. Ананьев В. Ю., Баев Н. К., Данилычев В. А., Ионин А. А. // Квантовая электроника, 1987. Т. 14. С. 386.

17. Батрак А.В., Березовский В.В., Ораевский А.Н., Проценко И.Е. //Квантовая электроника. 1988. Т. 15. С. 681.
18. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. //Труды ФИ АН СССР. 1988. Т. 187. С. 144.
19. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967. 492 с.
20. Андерсен Дж. Газодинамические лазеры. М.: Мир, 1979. 202 с.
21. Лосев С.А. Газодинамические лазеры. М., 1977. 300 с.
22. Kaye A.S., Naylor O.L. //Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. № 8. С. 641.

Институт химической физики АН СССР, Москва  
Институт оптики атмосферы СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию  
2 марта 1989 г.

**V.M. Shmelev, V.I. Zakharov, A.I. Nesterenko. Explosive Absorption Effect of the CO<sub>2</sub> Laser Beam in Atmosphere.**

Heating nonstable regime of resonanse absorption of intense radiation wide laser beam  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  with atmospheric CO<sub>2</sub> gase has been considered. It is shown that it lead to threshold spectroscopic explosive absorption effect. The later consist of a rapid increasing of absorption coefficient  $K_v$  up to  $K_v + \Delta K_v$ , where  $\Delta K_v \gg K_v$ , because there is a strong selfheating of the beam channel during the time of interection.

Explosive absorption developing time and the threshold beam parameters have been obtained. Absorption coefficient for the case of atmospheric propogation of CO<sub>2</sub> laser beam over the threshold regime of interaction have been calculated.