

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ  
ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

**Оптическая модель земной атмосферы  
для интенсивного лазерного излучения ближнего  
и среднего ИК спектральных диапазонов**

**С.В. Асанов<sup>2</sup>, В.В. Белов<sup>1</sup>, А.Д. Булыгин<sup>1</sup>, Ю.Э. Гейнц<sup>1</sup>,  
В.В. Дудоров<sup>1</sup>, А.А. Землянов<sup>1</sup>, А.Б. Игнатъев<sup>2</sup>, Ф.Ю. Канев<sup>1</sup>, В.В. Колосов<sup>1</sup>,  
П.А. Коняев<sup>1</sup>, В.П. Лукин<sup>1</sup>, Г.Г. Матвиенко<sup>1</sup>, В.В. Морозов<sup>2</sup>, В.В. Носов<sup>1</sup>,  
Ю.Н. Пономарев<sup>1</sup>, И.В. Пташник<sup>1</sup>, М.В. Тарасенков<sup>1\*</sup>**

<sup>1</sup>*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

<sup>2</sup>*ОАО «Головное системное конструкторское бюро Концерна ПВО  
«Алмаз-Антей им. Академика А.А. Расплетина»  
125190, г. Москва, Ленинградский пр., 80, корп. 16*

Поступила в редакцию 3.02.2015 г.

Представлена оптическая модель атмосферы Земли для интегральных характеристик интенсивного лазерного излучения в ближнем и среднем ИК-диапазонах длин волн при его распространении на наклонных высотных трассах. Отличительной особенностью модели является комплексный учет линейных и нелинейно-оптических эффектов в атмосфере.

*Ключевые слова:* лазерное излучение, атмосфера, поглощение газами, аэрозольное ослабление, оптическая рефракция, турбулентные искажения, нелинейно-оптические эффекты, распространение; laser emission, atmosphere, gas absorption, aerosol extinction, optical refraction, turbulent distortions, nonlinear optical effects, propagation.

### Введение

При решении практических задач передачи на дальние расстояния в открытой атмосфере энергии лазерного излучения высокого уровня мощности необходимо учитывать влияние целого ряда линейных и нелинейных процессов, происходящих с излучением в воздухе. Основными действующими физическими механизмами являются дифракция на передающей апертуре, самовоздействие на формирующейся тепловой линзе с учетом ее ветрового сноса, случайная рефракция на флуктуациях плотности воздуха вследствие атмосферной турбулентности, а также энергопотери на линейное поглощение

и рассеяние газовыми и аэрозольными составляющими [1–3]. Кроме перечисленного при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с воздушной средой могут проявиться и различные нелинейные эффекты светорассеяния, такие как вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) на молекулярном азоте и кислороде [4], а также вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) на самоиндуцированных гиперзвуковых волнах. При работе на протяженных трассах (сотни километров) критически важен учет регулярной рефракции излучения в атмосфере.

Распространение лазерного излучения в среде, как правило, моделируется на основе уравнения квазиоптики для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля оптической волны с учетом действия линейных и нелинейных эффектов [3]. Данное уравнение является многомерным (три пространственные и одна временная размерности), стохастическим (случайные возмущения фазы волны) и при численной реализации требует одновременно широких и частых сеток для дискретизации дифференциальных операторов, а также набора статистики из-за стохастичной природы турбулентности.

Вместе с тем для прогноза распространения на атмосферных трассах реалистичных лазерных пучков, характеризующихся большим поперечным

\* Сергей Васильевич Асанов; Владимир Васильевич Белов (belov@iao.ru); Андрей Дмитриевич Булыгин (b.a.d@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Вадим Витальевич Дудоров (dvv@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Александр Борисович Игнатъев; Федор Юрьевич Канев (kanev@iao.ru); Валерий Викторович Колосов (kvv@iao.ru); Петр Алексеевич Коняев (peter@iao.ru); Владимир Петрович Лукин (lukin@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Владимир Варнаньевич Морозов; Виктор Викторович Носов (nosov@iao.ru); Юрий Николаевич Пономарев (yuron@iao.ru); Игорь Васильевич Пташник (priv@iao.ru); Михаил Викторович Тарасенков (tmv@iao.ru).

диаметром (десятки сантиметров) и сложным пространственным профилем интенсивности (трубчатый, супергауссовский), в большинстве случаев достаточно знать трассовую эволюцию усредненных характеристик излучения, представляющих собой некоторые характерные параметры исследуемой задачи, полученные из качественного анализа полной системы уравнений процесса. При распространении пучка излучения важнейшими из них являются энергия (для импульсов) или мощность (непрерывный режим), среднеквадратичный радиус и эффективная интенсивность.

Ниже представлены теоретические основы развитой авторами модели эволюции усредненных характеристик излучения лазерных источников среднего уровня мощности при атмосферном распространении на наклонных трассах для решения задачи доставки энергии на приемник. Новизна и оригинальность предлагаемой модели заключаются в комплексном учете линейных и нелинейно-оптических эффектов, проявляющихся при распространении интенсивного лазерного излучения в атмосфере.

## Методика оценок параметров излучения

В дальнейшем будет использоваться среднеквадратичный (эффективный) радиус лазерного пучка  $R_e$ . Квадрат эффективного радиуса пучка, исходя из реального профиля распределения интенсивности излучения  $I(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ , определяется следующей формулой:

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

где  $\mathbf{r}_\perp, z$  — поперечная и продольная координаты соответственно,  $t$  — время;

$$E(z) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int \int d^2 \mathbf{r}_\perp I(\mathbf{r}_\perp, z; t)$$

— полная энергия светового импульса;  $\mathbf{R}_c$  — радиус-вектор центра тяжести пучка. В наиболее часто рассматриваемом приближении аддитивности действия линейных и нелинейных эффектов при распространении излучения [5] для квадрата эффективного радиуса пучка выполняется эволюционный закон вдоль дистанции  $z$ :

$$R_e^2(z) = R_{e0}^2 [r_D^2(z) + r_T^2(z) + r_B^2(z)]. \quad (1)$$

Здесь  $R_{e0} \equiv R_e(z=0)$  и введены три безразмерные функции, соответствующие трем основным физическим факторам, определяющим изменение эффективного размера светового пучка в воздухе, а именно: масштабирование добавки за счет свободной дифракции  $r_D$ , за счет турбулентного  $r_T$  и теплового  $r_B$  расплывания.

Полная энергия (мощность) излучения  $E$ , отнесенная к своему начальному значению  $E_0$ , опи-

сывает энергетическое пропускание выбранного участка трассы  $T_e(z) = E(z)/E_0$ :

$$T_e(z) = T_{gas}(z)T_{aer}(z) = \exp \left\{ - \int_0^L (\alpha_{eg}(z) + \alpha_{ea}(z)) dz \right\}$$

( $L$  — длина трассы). Пропускание изменяется вследствие поглощения и рассеяния молекулами газов  $T_{gas}$  и аэрозольными образованиями  $T_{aer}$ , что учитывается коэффициентами ослабления  $\alpha_{eg}$  и  $\alpha_{ea}$  соответственно.

Еще один важный эффективный параметр — средняя интенсивность излучения  $I_e(z)$  — определяется как

$$I_e(z) = \frac{E(z)}{\pi R_e^2(z)} = I_0 \frac{T_e(z)}{r_e^2(z)},$$

где  $I_0$  — начальная средняя интенсивность излучения, а  $r_e = R_e/R_{e0}$ .

Вернемся к соотношению (1) и дадим конкретные выражения для коррекционных параметров в правой части. Для пучка с радиусом кривизны волнового фронта (фокусным расстоянием)  $f$ , полным углом начальной расходимости (за счет «негауссовости» начального поперечного профиля интенсивности и частичной когерентности излучения)  $\phi_0$  вклад геометрической и дифракционной расходимостей вычисляется по формуле

$$r_D^2(z) = (1 - z/f)^2 + (zM^2/L_D)^2.$$

Здесь  $L_D = kR_{e0}^2$  — дифракционная длина пучка гауссовского профиля с радиусом  $R_{e0}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $M^2 = kR_{e0}\phi_0$  — коэффициент качества пучка, учитывающий отличие реального поперечного профиля интенсивности от гауссовского ( $M^2 \geq 1$ ).

Влияние атмосферной турбулентности на распространение лазерного пучка характеризуется слагаемым  $r_T = z/L_T(z)$ , где характерная длина оптической турбулентности  $L_T$  записывается согласно обобщенной формуле Кирхгофа для амплитуды световой волны в оптически неоднородной среде как

$$L_T(z) = L_D r_0(z) / R_{e0}$$

( $r_0(z) = [1,46k^2 M_{tb}(z)]^{-3/5}$  — радиус когерентности плоской волны в турбулентной среде). Турбулентный момент (эквивалентная длина трассы)  $M_{tb}$  дается интегралом [6]:

$$M_{tb}(z) = \int_0^z dz' C_n^2(z') (1 - z'/z)^{5/3},$$

где  $C_n^2$  — структурная постоянная флуктуаций показателя преломления за счет атмосферной турбулентности.

Тепловое самовоздействие излучения в поглощающей среде носит характер кубичной нелинейности, и масштаб его проявления 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 слагаемого  $r_B$  можно записать следующее выражение:  $r_B = z/L_B$ , где тепловые искажения пучка характеризуются соответствующей длиной нелинейности  $L_B$ . Формула для расчета данного параметра записывается следующим образом [7]:

$$L_B = \left( \frac{C_p \rho_g R_{e0}^2}{2|\partial n/\partial T| \alpha_{ab} I_e t_m} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $t_m = R_{e0}/v$  — характерное время «обновления» канала пучка;  $v = v_w + v_{tr} + v_\chi$  — результирующая скорость «обновления» среды в канале пучка за счет поперечной составляющей скорости ветра  $v_w$ , поперечного смещения оптической трассы при движении источника и приемника  $v_{tr}$  и теплопроводности совместно с естественной конвекцией среды  $v_\chi$ ;  $C_p$ ,  $\rho_g$  — удельная изобарная теплоемкость и плотность среды;  $\partial n/\partial T$  — термооптический коэффициент;  $\alpha_{ab}$  — суммарный коэффициент поглощения среды (газ + аэрозоль).

Эффект резонансного комбинационного рассеяния обусловлен раскачкой затравочных тепловых колебаний молекул газовой среды при распространении в ней оптической волны, что может привести (после превышения некоторого порога по интенсивности) к появлению вынужденного комбинационного рассеяния. Роль эффекта ВКР при работе лазерного источника на протяженных трассах заключается в потерях мощности основного излучения за счет преобразования излучения в другие частотные диапазоны (стоксовы, антистоксовы компоненты), а также в изменении пространственного и углового спектра силового пучка.

Оценку эффекта ВКР на энергетiku силового лазерного пучка будем рассматривать на основе редуцированной модели процесса (1) без учета дифракционных эффектов и каскадного возбуждения комбинационных компонент [8]. Также не будут учитываться эффекты частотной дисперсии ВКР-усиления, связанные с конечной шириной спектра излучения накачки. Процесс комбинационного рассеяния считается стационарным, что справедливо, когда характерное время изменения интенсивности связанных волн меньше характерного времени релаксации молекулярных колебаний (для азота  $\sim 0,1$  нс).

Основными комбинационно активными газами атмосферы Земли являются молекулярный азот ( $N_2$ ) и кислород ( $O_2$ ). Наиболее интенсивные молекулярные переходы  $N_2$  соответствуют чисто вращательным линиям  $S_0(6) - S_0(12)$  с комбинационными сдвигами  $\Omega_R = 60 \div 108 \text{ см}^{-1}$  и колебательным переходам  $Q$ -ветви с  $\Omega_R = 2231 \text{ см}^{-1}$  [4]. Кислород проявляет комбинационную активность преимущественно на колебательном переходе со стоксовым сдвигом  $\Omega_R = 1556 \text{ см}^{-1}$ . Относительно малые сдвиги частоты на вращательных переходах (ВВКР) азота могут повысить эффективность про-

цесса параметрического четырехфотонного взаимодействия волн, особенно в условиях разреженной атмосферы и генерации гребенки стоксовых-антистоксовых компонент [9]. Однако это, в свою очередь, приведет к подавлению экспоненциального усиления первой стоксовой волны и смене закона ее роста на более медленный степенной [10], вплоть до почти полного прекращения истощения накачки за счет ВВКР [11, 12].

Важен вопрос о влиянии ВКР на угловой спектр результирующего излучения. В режиме развитого ВКР, когда перекачка в стоксову волну превышает 10% энергии исходного пучка, в среде формируется комбинационное излучение с поперечным размером порядка радиуса исходного пучка, но с большей угловой расходимостью. Это способно привести к дефициту суммарной энергии излучения (по всем частотам), приходящей на апертуру приемника. Учет данного эффекта может оказаться важным в случае ВВКР, поскольку частотные сдвиги вращательных переходов молекул атмосферных газов малы и развивающиеся комбинационные компоненты имеют частоты, близкие к частоте основного излучения. Следовательно, для большинства практических приложений можно не учитывать преобразование частоты в результате ВВКР, а считать результирующее многочастотное излучение по-прежнему монохроматическим, но с иной, увеличенной расходимостью. Для ВКР на колебательных переходах, наоборот, на первый план выходит частотная конверсия энергии основного пучка в комбинационные составляющие, а изменение угловой расходимости не так существенно.

Коэффициент преобразования  $\eta_R$  мощности основного излучения  $P_0$  в мощность комбинационной составляющей  $P_R$  определяется следующим образом:

$$\eta_R = P_R(z)/(P_0(0) + P_R(0)) \approx P_R(z)/P_0(0), \quad (3)$$

где  $P_R(z) = P_0(0) \frac{\beta^2 \exp\{G(z)\}}{1 + \beta^2 \gamma_{-1} \exp\{G(z)\}}$ ,  $G$  — фактор

ВКР-усиления,  $\beta \approx 10^{-8}$  — относительный уровень стоксовой «затравки» [8],  $\gamma_{-1} = \lambda_{-1}/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  — основная длина волны,  $\lambda_{-1}$  — длина волны первой стоксовой составляющей рассеянного сигнала. Данное выражение получено без учета дифракционных эффектов при распространении пучков и обратной конверсии мощности стоксовой волны в основную за счет каскадного возбуждения гармоник и параметрических процессов. Предельно достижимый уровень ВКР-преобразования  $\eta_R^{\max}$  определяется из соотношений Мэнли—Роу [13]:  $\eta_R^{\max} = (\gamma_{-1})^{-1}$ . Так, например, для  $\lambda_0 = 1,315 \text{ мкм}$  имеем  $\eta_R^{\max} \approx 71\%$ , а в ИК-диапазоне длин волн источника  $\lambda_0 = 5 \text{ мкм}$  ВКР-преобразование проходит с более низкой эффективностью:  $\eta_R^{\max} \approx 22\%$ . При достижении предельного уровня ВКР-преобразования часть энергии

основного излучения  $(1 - \eta_R^{\max})$  тратится на возбуждение колебательно-вращательных переходов активных молекул и, таким образом, безвозвратно изымается из пучка.

Экспресс-оценка величины потерь мощности силового излучения на ВКР по оптической трассе сводится к вычислению интегрального фактора  $G$  с учетом усредненного по трассе изменения дифракционного радиуса пучка

$$G(z) = \frac{1}{z} \int_0^z \left[ \frac{P_0 T_e(z') g_R(z')}{\pi R_e^2(z')} - \alpha_{-1}(z') \right] dz'$$

и последующему расчету коэффициента преобразования  $\eta_R$  по формуле (3). Здесь  $g_R$  – стационарный коэффициент усиления ВКР (с учетом его высотного изменения);  $\alpha_{-1}$  – объемный коэффициент поглощения стоковой компоненты в атмосфере. В условиях развитого эффекта ВКР, когда отношение интенсивности 1-й стоковой компоненты  $I_{-1}$  к интенсивности накачки достигает уровня  $I_{-1}/I_0 \sim 1\%$ , значение фактора  $G$  обычно составляет  $\sim 25 \div 30$ .

С учетом ВКР выражение для финального энергетического пропускания трассы примет вид

$$T_e(z) = T_{gas}(z) T_{aer}(z) [\eta_0(z) + T_R(z) \eta_R(z)]$$

для спектрально неселективного приема (по всем частотам) и

$$T_e(z) = T_{gas}(z) T_{aer}(z) \eta_0(z)$$

при расчете энергии излучения только на основной частоте. Здесь  $\eta_0 = (1 - \eta_R/\gamma_{-1})$  – относительная мощность силового пучка с учетом перекачки в волну ВКР;  $T_R(z)$  – энергетическое пропускание трассы для  $\lambda_{-1}$ .

Эффект ВРМБ есть проявление резонансного взаимодействия между световой волной и упругой акустической волной в среде, усиливающейся за счет эффекта электрострикции [14]. Для реализации ВРМБ необходимо выполнение условия:  $\alpha \Lambda \ll 1$ , где  $\Lambda$  – длина волны звука, а  $\alpha$  – амплитудный коэффициент поглощения упругой волны. При нормальных условиях, без учета эффектов, связанных с ветром или движением источника, данное условие выполняется для ВРМБ в направлении вперед. Для ситуации рассеяния под заданным углом, отличным от нуля, на соответствующей акустической моде (соотношение Брэгга), в том числе и для ограниченного пространственного пучка [15], можно ввести пороговую интенсивность эффекта ВРМБ [14, 15]. При этом порог ВРМБ для заданного угла рассеяния в малоугловом приближении будет пропорционален этому углу. Возбуждение ВРМБ распространяющимся в среде световым пучком приводит к увеличению его угловой расходимости.

В рамках параксиального приближения для волновых уравнений световой и акустической волн можно получить оценку добавки к расходимости пучка  $r_{MB}$  за счет эффекта ВРМБ:

$$r_{MB}^2 = z^2 \lambda^{-2} P R_0 \bar{G}_{MB} C_1 [1 - e^{-t_p/t_a}].$$

Здесь  $z$  измеряется в дифракционных длинах пучка;  $C_1 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}$  – феноменологический коэффициент усиления ВРМБ, найденный из результатов

численного расчета полной задачи;  $t_a = \left( \frac{1}{t_m} + \frac{1}{t_p} + \frac{1}{t_r} \right)^{-1}$  –

характерное время взаимодействия световой и акустической волн, являющееся наименьшим из времен очистки канала пучка  $t_m$  и длительности лазерного импульса  $t_p$ ,  $t_r = R_0^2 / \Gamma_{eff}$  – эффективное время затухания звука,  $\Gamma_{eff} = 2 \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^2$  – эффективный коэффициент, учитывающий затухания акустических волн;

$$\bar{G}_{MB}(z) = z^{-1} \int_0^z T_e(z') \frac{\bar{g}_{MB}(z')(1 - z'/L)}{r_D^2(z')} dz'$$

– поправочный фактор, связанный с усреднением коэффициента усиления ВРМБ вдоль трассы,  $\bar{g}_{MB}$  – высотный профиль нормированного на свое начальное значение коэффициента усиления ВРМБ.

Тогда полное изменение эффективного радиуса пучка (1) с учетом всех рассмотренных эффектов примет следующий вид:

$$R_e^2(z) = R_{e0}^2 [r_D^2(z) + r_T^2(z) + r_B^2(z) + r_{MB}^2(z)].$$

По определению эффективный радиус пучка  $R_e(z)$  рассматривается в системе координат, движущейся вместе с энергетическим центром тяжести пучка  $R_c(z)$ . В то же время с ростом длины атмосферной трассы центр тяжести отклоняется от оси оптической системы, что приводит к изменению направления распространения пучка или искривлению его траектории. Это явление называется оптической рефракцией. Из-за рефракции искажаются углы наведения пучка и местоположения наблюдаемого объекта. Если углы случайной турбулентной рефракции на атмосферных трассах редко превышают десятка угловых секунд (обычно единицы секунд), то углы регулярной рефракции могут достигать половины градуса (тысячи угловых секунд, астрономическая вертикальная рефракция [7, 16–19]). Такие же углы (и даже более, до одного градуса) возникают для лазерных пучков на протяженных трассах в нижней полусфере. В этом случае на трассе, например 500-километровой длины, линейные отклонения оси пучка, наведенного по мнимому изображению наблюдаемого объекта, могут достигать 2 км. Поэтому для эффективной передачи оптической энергии на мишень необходимо применять упреждающие меры, учитывающие закономерности регулярной рефракции.

Теория регулярной рефракции глубоко разработана в приближении геометрической оптики [7, 16–19]. Теория, однако, полностью игнорирует дифракционные эффекты и, следовательно, накладывает ограничения на длину трассы. Кроме того,

не учитываются сильные флуктуации поля в турбулентной среде. В этой связи в последнее время появился новый подход, основанный на точных радиофизических методах. Здесь уже регулярная рефракция выступает как часть более общего явления: рефракционных искажений волновых оптических пучков в сложной турбулентно-рефракционной среде, каковой является земная атмосфера. В радиофизическом подходе [20–22] для углов регулярной рефракции в точке излучения (на входе в источник)  $r_{21}$  и в точке приема (на входе в приемник)  $r_{12}$  используются следующие представления:

$$r_{21} = z \int_0^1 d\xi (1 - \xi) [\nabla_\rho n(\xi z, \rho)]|_{\rho=0},$$

$$r_{12} = z \int_0^1 d\xi \xi [\nabla_\rho n(\xi z, \rho)]|_{\rho=0}.$$

Здесь  $z$  – длина трассы;  $n(z, \rho)$  – показатель преломления рефракционной среды.

В рамках сферически-слоистой атмосферы показатель преломления является функцией только текущей высоты над поверхностью Земли

$$h(z') = \sqrt{(R_0 + H)^2 + z'^2 + 2z'(R_0 + H)\cos\theta_M} - R_0$$

$$(0 \leq z' \leq z, h(0) = H),$$

где  $H$  – высота источника над уровнем моря;  $\theta_M$  – зенитный угол приемника (мишени);  $R_0$  – радиус Земли. Тогда

$$r_{21} = z \sin\theta_M \int_0^1 d\xi (1 - \xi) \left\{ n(h) \frac{dn(h)}{dh} \frac{[H + R_0]}{[h + R_0]} \right\}_{h=h(\xi z)},$$

$$r_{12} = z \sin\theta_M \int_0^1 d\xi \xi \left\{ n(h) \frac{dn(h)}{dh} \frac{[H + R_0]}{[h + R_0]} \right\}_{h=h(\xi z)}.$$

## Высотная модель параметров

При проведении численных расчетов параметров излучения на наклонных оптических трассах, когда с увеличением дистанции распространения  $z$  происходит изменение высоты над уровнем Земли  $h$ , необходимо учитывать и возможное изменение коэффициентов взаимодействия и физических характеристик атмосферы.

Существует несколько моделей для высотной зависимости структурной постоянной  $C_n^2(h)$  ( $m^{-2/3}$ ), среди которых наибольшее распространение получила модель Хафнагеля–Валли. Для дневного времени суток данная модель имеет следующий вид:

$$C_n^2 = 5,94 \cdot 10^{-53} \left( \frac{v_w}{27} \right)^2 h^{10} \exp\left(-\frac{h}{1000}\right) +$$

$$+ 2,7 \cdot 10^{-16} \exp\left(-\frac{h}{1500}\right) + C_n^2(0) \exp\left(-\frac{h}{100}\right).$$

Здесь  $v_w$  – скорость ветра, м/с.

Сама скорость ветра также неоднородна по высоте, и для ее описания в нейтральной модели атмосферы до высот порядка 1500 м используют стандартный степенной закон

$$v_w(h) = v_w(h_1)(h/h_1)^b,$$

где  $h_1$  – высота, на которой измерена скорость  $v_w(h_1)$ ;  $b$  – степенной показатель, выбираемый из табулированных значений в зависимости от типа шероховатости подстилающей поверхности в месте измерений. Если нет прямых измерений скорости ветра, то при моделировании обычно выбирают  $h_1 = 2$  м и  $b = 1/7$  для условий полностью открытого ландшафта с мягкой поверхностью типа взлетно-посадочных полос в аэропортах, со скошенной травой и т.п. Выше пограничного слоя ( $h > 1500$  м) располагается свободная атмосфера, где в условиях отсутствия сил трения превалирует геострофическая компонента ветра.

Высотная модель поведения термодинамических параметров среды  $C_p$  и  $\rho_g$  подчиняется профилю концентрации воздуха  $N(h)$ , которая, в свою очередь, определена соответствующими профилями давления  $p$  (мбар) и температуры  $T$  (К) в атмосфере. Известно, что хорошим приближением для высотного изменения концентрации воздуха служит барометрическая зависимость

$$N(h) = N(h_0) \exp\left(-\frac{(h-H)}{h^*}\right), \quad (4)$$

где  $h^* = 6,8$  км – эквивалентная толщина атмосферы для умеренных широт.

Источниками функциональной зависимости стационарного коэффициента комбинационного усиления  $g_R$  от высоты являются концентрация газа  $N$  и ширина линии спонтанного комбинационного рассеяния  $\Gamma_R$  [4]. Высотное поведение  $\Gamma_R$  определяется фойгтовской зависимостью [23]. Это позволяет использовать следующую модель высотного поведения  $g_R$ : до высот  $h^*$  коэффициент усиления  $g_R$  постоянен,  $g_R(h) = g_R(h=0)$ , а при  $h > h^*$  начинает спадать, подчиняясь зависимости (4). Аналогичным образом будем описывать и высотный профиль коэффициента усиления ВРМБ  $g_{MB}(h)$ .

Зависимость от высоты термооптического коэффициента  $\partial n/\partial T$ , отражающего чувствительность показателя преломления среды к изменению ее температуры, напрямую связана с высотной моделью показателя преломления  $n(h)$ , которую часто используют в форме соотношения Селмейера. Так, с учетом водяного пара с парциальным давлением  $p_{H_2O}$  будем использовать следующую высотную зависимость параметра  $\partial n/\partial T$ :

$$|\partial n/\partial T| = \frac{1}{T^2} [77,532 f'(\lambda) p - 11,268 p_{H_2O}],$$

где  $f'(\lambda) = 1 + 0,01699/\lambda^2 + 0,0002364/\lambda^4$ ;  $\lambda$  – длина волны, мкм. Для излучения среднего ИК-диапазона длин волн ( $f'(\lambda) \approx 1$ ) и нормальных условий атмо-

сферы, когда и  $p_{\text{H}_2\text{O}} \ll p$ , имеем упрощенное соотношение  $|\partial n/\partial T| \approx 77,532p/T^2$ .

Что касается высотных профилей коэффициентов молекулярного и аэрозольного поглощения/ослабления, то они должны выбираться исходя из конкретных условий атмосферы в месте расположения оптической трассы с учетом сезона и характера метеорологической обстановки.

Для определения коэффициента молекулярного поглощения  $\alpha_{ag}$  общепринятым является использование метода полинейного расчета вклада в поглощение от каждой из множества спектральных линий [24]:

$$\alpha_{ag}(z) = \sum_{i,j} S_{ij}(z) \rho_j(z) f(v - v_{ij}, z).$$

Здесь  $\rho_j(z)$  – концентрация  $j$ -го газа в точке трассы  $z$ , молек./см<sup>3</sup>;  $S_{ij}(z)$ ,  $f(v - v_{ij}, z)$  и  $v_{ij}$  – соответственно интенсивность, форма контура и центр  $i$ -й линии  $j$ -го газа, см<sup>-1</sup>. Температурная зависимость интенсивности линии поглощения определяется выражением [25]:

$$S_{ij}(z) = S_{oij} \frac{Q_v(T_0)}{Q_v(T(z))} \left[ \frac{T_0}{T(z)} \right]^m \times \exp\{E_i T_s\} \frac{1 - \exp\{-\hbar v_{ij}/k_B T(z)\}}{1 - \exp\{-\hbar v_{ij}/k_B T_0\}},$$

где  $S_{oij}$  – интенсивность линии при температуре  $T_0$ ;  $Q_v(T)$  – колебательная статистическая сумма при температуре  $T$ ;  $T_s = \hbar c(1/T_0 - 1/T)/k_B = 1,43878(1/T_0 - 1/T)$ ;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $E_i$  – энергия нижнего уровня, см<sup>-1</sup>;  $m = 1$  для линейных молекул и  $m = 1,5$  для остальных.

Для описания контура линии использован контур Фойгта, учитывающий как доплеровское, так и столкновительное уширение линий. Вся информация о параметрах линий, включая положение центров линий, их интенсивности, коэффициенты столкновительного уширения, энергии нижнего уровня, параметры температурной зависимости, как правило, берется из международного банка данных HITRAN [26].

Прямое поглощение множеством спектральных линий («селективное» поглощение) сопровождается и так называемым континуальным поглощением. Это слабо зависящее от частоты поглощение излучения, происходящее во время столкновения или более продолжительного взаимодействия молекул газа. Несмотря на то что физическая природа континуального поглощения к настоящему времени до конца не выяснена, в литературе существуют теоретические и полуэмпирические модели, описывающие этот процесс с феноменологической точки зрения. В дальнейшем при моделировании используется коэффициент континуального поглощения, рассчитываемый на основе наиболее развитой на сегодня полуэмпирической модели континуума MT\_CKD-2.5 [27].

Важной компонентой молекулярного ослабления является также и упругое рассеяние излучения молекулами газов (рэлеевское рассеяние). Учет молекулярного рассеяния проводится на основе сечений поглощения, рассчитанных по эмпирической формуле [28] (с погрешностью менее 0,2%) для длин волн больше 0,25 мкм:

$$\sigma = A\lambda^{-(B+C\lambda+D\lambda)}$$

( $\sigma$  – сечение рэлеевского рассеяния, см<sup>2</sup>/молек.). Параметры в данной формуле имеют следующие значения:

$$A = 3,01577 \cdot 10^{-28}, B = 3,55212, C = 1,35579,$$

$$D = 0,11563 \quad (\lambda = 0,2-0,5 \text{ мкм});$$

$$A = 4,01061 \cdot 10^{-28}, B = 3,99668, C = 1,10298 \cdot 10^{-3},$$

$$D = 2,71393 \cdot 10^{-2} \quad (\lambda > 0,5 \text{ мкм}).$$

Тогда полный коэффициент молекулярного ослабления будет складываться из нескольких составляющих:  $\alpha_{eg} = \alpha_{ag} + \alpha_{sg}$ , где высотное поведение коэффициента рэлеевского рассеяния связано с барометрической зависимостью  $\alpha_{sg} = \sigma(\lambda)\rho(z)$ .

Степень ослабления электромагнитного излучения атмосферными аэрозолями (облака, дымки, гидрометеоры) определяется конкретным типом частиц, составляющих то или иное аэрозольное образование. Принято выделять модели атмосферы фонового, городского и морского аэрозоля. Иногда к ним добавляют и модель вулканического аэрозоля, представляющую собой коррекцию фоновой модели путем добавления твердофазной зольной фракции на высотах стратосферы [29]. Данные модели районированы по географическим широтам и носят сезонную изменчивость. Для получения аэрозольных моделей используется генератор моделей на основе LOWTRAN [30, 31].

Концентрация частиц приземного аэрозоля, определяющая величину коэффициента ослабления, учитывается с помощью разделения моделей по значениям метеорологической дальности видимости  $S_M$ , которая характеризует оптическую модель аэрозоля в нижнем 5-километровом слое атмосферы. Метеорологическая дальность видимости  $S_M$  (км) в нижнем слое связана с коэффициентом аэрозольного ослабления по формуле [32]:  $S_M = 3,912/\alpha_{ea}(z=0)$ , где  $\alpha_{ea}(z=0)$  – коэффициент аэрозольного ослабления в приземном слое на длине волны  $\lambda = 0,55$  мкм.

Выбор способа учета моделей регулярной рефракции зависит от требуемой точности и оперативности, с одной стороны, и от уровня метеорологического обеспечения для расчета профиля показателя преломления – с другой. Анализ показывает, что наиболее точным является метод с использованием высотных профилей, полученных из данных аэрологического зондирования. Однако этот метод трудоемок, неоперативен и не везде возможен. Свободен от этих недостатков метод местных моделей, основанный на использовании статистических

профилей температуры  $T$  и давления  $p$  для района работы оптических устройств, с последующим введением редуцированных поправок на отличие фактических условий от средних. Обычно достаточно иметь две местные сезонные модели (лето, зима) с редуцированными поправками на температуру  $T_0$  и давление вблизи подстилающей поверхности  $p_0$ .

На основе справочных данных [33–36] в настоящей статье представлена модель региональной стандартной атмосферы северного полушария, которая детализирована по сезонам и географическим широтам. Учет в этой модели данных оперативных измерений  $T_0$  и  $p_0$  позволил построить модель редуцированной региональной стандартной атмосферы, практически совпадающую с местными моделями. При известной температуре давление  $p(h)$  с высокой точностью вычисляется по барометрической формуле.

Показатель преломления воздуха  $n(h)$  рассчитывается по формуле Гладстона–Далля [34] (влиянием влажности в оптическом диапазоне в большинстве случаев можно пренебречь):

$$n(h) = 1 + N_c(\lambda) \frac{T_c p(h)}{p_c T(h)}, \quad n_0 = n(0) = 1 + N_c(\lambda) \frac{T_c p_0}{p_c T_0}, \\ p_0 = p(0), \quad T_0 = T(0),$$

где коэффициент  $N_c(\lambda)$  (индекс преломления) для стандартных условий ( $T_c = 288,15$  К и  $p_0 = 1013,25$  мбар) и длины волны  $\lambda$  (мкм) определяется по дисперсионной формуле Эдлена:

$$N_c(l) = \left( 83,4213 + \frac{24060,3}{130 - \lambda^{-2}} + \frac{159,97}{38,9 - \lambda^{-2}} \right) \cdot 10^{-6}.$$

Используемые модели атмосферы позволяют построить высотные профили до верхней границы аэрологического зондирования  $H_z = 30$  км. В слое атмосферы выше  $H_z$  показатель преломления рассчитывается по известному выражению

$$n(h) = 1 + [n(H_z) - 1] \exp[-0,14(h - H_z)].$$

За верхнюю границу атмосферы, выше которой влиянием атмосферы на величину рефракции можно пренебречь ( $n = 1$ ), принимается высота 50 км [18, 19].

### Заключение

Таким образом, представлены методические основы оптической модели земной атмосферы для распространяющегося интенсивного лазерного излучения в ближнем и среднем ИК спектральных диапазонах. Проведен учет молекулярного и аэрозольного ослабления, турбулентного и теплового распыливания пучка, регулярной рефракции и вынужденного малоуглового рассеяния излучения (ВРМБ, ВКР).

1. *Распространение* лазерного пучка в атмосфере / Под общ. ред. Д.В. Стробена. М.: Мир, 1981. 415 с.
2. *Воробьев В.В.* Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 199 с.

3. *Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 6. Нелинейная оптика атмосферы / Общ. ред. В.Е. Зуева. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
4. *Игнатъев А.Б., Морозов В.В.* Влияние вынужденного комбинационного рассеяния света на распространение мощного лазерного пучка в атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14, № 5. С. 413–417.
5. *Gebhardt F.G.* High power laser propagation // Appl. Opt. 1974. V. 15, N 6. P. 1479–1493.
6. *Smith F.G.* Atmospheric propagation of radiation // The infrared and electro-optical systems handbook / Ed. J.S. Accetta, D.L. Shumaker. Washington, USA: SPIE Op. Eng. Press, 1993. 322 p.
7. *Зуев В.Е.* Распространение видимых и инфракрасных волн в земной атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
8. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Влияние дифракции на вынужденное комбинационное рассеяние лазерного излучения в средней атмосфере // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 99, № 4. С. 654–664.
9. *Константинов К.К., Стародумов А.Н., Шленов С.А.* Влияние вращательного ВКР на угловой спектр лазерного излучения в атмосфере // Оптика атмосфер. 1989. Т. 2, № 12. С. 1291–1294.
10. *Лосев Л.Л., Луценко А.П.* Генерация излучения с дискретным спектром, ширина которого равна частоте накачки, в комбинационно-параметрических лазерах // Квант. электрон. 1993. Т. 20, № 11. С. 1054–1062.
11. *Nathanson B., Rokni M.* The effect of Stokes-anti-Stokes coupling on the gain of resonant stimulated Raman scattering // J. Phys. D. 1991. V. 24, N 3. P. 233–236.
12. *Sogomonian S., Grigorian G., Grigorian K.* Parametric suppression of Raman gain in coherent Raman probe scattering // Opt. Commun. 1998. V. 152, N 16. P. 351–354.
13. *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. 560 с.
14. *Старунов В.С., Фабелинский И.Л.* Вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света // Успехи физ. наук. 1969. Т. 98. С. 441–491.
15. *Андреев Н.Е., Горбунов Л.М., Чеботов М.В.* Динамика вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна при самофокусировке лазерного пучка // Ж. эксперим. и теор. физ. 1999. Т. 115, вып. 6. С. 1950–1960.
16. *Колчинский И.Г.* Рефракция света в земной атмосфере. Киев: Наук. думка, 1967. 44 с.
17. *Колосов М.А., Шабельников А.В.* Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М.: Сов. радио, 1978. 220 с.
18. *Алексеев А.В., Кабанов М.В., Куштин И.Ф., Нелюбин Н.Ф.* Оптическая рефракция в земной атмосфере (наклонные трассы). Новосибирск: Наука, 1983. 231 с.
19. *Аксенов В.П., Алексеев А.В., Банах В.А., Булдаков В.М., Веретенников В.В., Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Креков Г.М., Макушкин Ю.С., Миронов В.Л., Мицель А.А., Нелюбин Н.Ф., Носов В.В., Пономарев Ю.Н., Пхалагов Ю.А., Фирсов К.М.* Влияние атмосферы на распространение лазерного излучения / Под ред. В.Е. Зуева, В.В. Носова. Томск: Изд. СО АН СССР, 1987. 247 с.
20. *Виноградов В.В., Костерин А.Г., Медовиков А.С., Саичев А.И.* О влиянии рефракции на распространение волнового пучка в турбулентной среде (атмосфере) // Изв. вузов. Радиофиз. 1985. Т. 28, № 10. С. 1227–1232.
21. *Банах В.А., Меламуд А.Э., Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н.* Влияние степени когерентности источников на погрешность измерения угловых координат в лазерных системах локации // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62, вып. 5. С. 1136–1140.

22. Копытин Ю.Д., Носов В.В., Антипов А.Б., Исакова А.И., Самохвалов М.А., Чистякова Л.К. Дистанционные методы прогноза нефтяных, рудных и техногенных аномалий по геоатмосферным проявлениям. Томск: Изд-во «Спектр» СО РАН, 2000. 313 с.
23. Мамзеев В.С. Приближенное описание коэффициента поглощения и ширины спектральной линии для контура Фойгта // Ж. прикл. спектроскопии. 1972. Т. 17, № 2. С. 228–233.
24. Mitsel' A.A., Ptashnik I.V., Firsov K.M., Fomin B.A. Efficient technique for line-by-line calculating the transmittance of the absorbing atmosphere // Atmos. Ocean. Opt. 1995. V. 8, N 10. P. 1547–1551.
25. Rothman L.S., Gordon I.E., Barbe A., Benner D., Chris Bernath P.F., Birk M., Boudon V., Brown L.R., Campargue A., Champion J.-P., Chance K., Coudert L.H., Dana V., Devi V.M., Fally S., Flaud J.-M., Gamache R.R., Goldman A., Jacquemart D., Kleiner I., Lacombe N., Lafferty W.J., Mandin J.-Y., Massie S.T., Mikhailenko S.N., Miller C.E., Moazzen-Ahmadi N., Naumenko O.V., Nikitin A.V., Orphal J., Perevalov V.I., Perrin A., Predoi-Cross A., Rinsland C.P., Rotger M., Šimežkova M., Smith M.A.H., Sung K., Tashkun S.A., Tennyson J., Toth R.A., Vandaele A.C., Auwers J. Vander. The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2009. V. 110. P. 533.
26. Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov I.E., Barbe A., Chris Benner D., Bernath P.F., Birk M., Bizzocchi L., Boudon V., Brown L.R., Campargue A., Chance K., Cohen E.A., Coudert L.H., Devi V.M., Drouin B.J., Fayt A., Flaud J.-M., Gamache R.R., Harrison J.J., Hartmann J.-M., Hill C., Hodges J.T., Jacquemart D., Jolly A., Lamouroux J., Le Roy R.J., Li G., Long D.A., Lyulin O.M., Mackie C.J., Massie S.T., Mikhailenko S., Müller S.P., Naumenko O.V., Nikitin A.V., Orphal J., Perevalov V., Perrin A., Polovtseva E.R., Richard C., Smith M.A.H., Starikova E., Sung K., Tashkun S., Tennyson J., Toon G.C., Tyuterev V.I.G., Wagner G. The HITRAN 2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2013. V. 130. P. 4–50.
27. Mlawer E.J., Payne V.H., Moncet J.-L., Delamere J.S., Alvarado M.J., Tobin D.D. Development and recent evaluation of the MT\_CKD model of continuum absorption // Phil. Trans. Roy. Soc. London. A. 2012. V. 370, N 1968. P. 2520–2556.
28. Bucholtz A. Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere // Appl. Opt. 1995. V. 34, N 15. P. 2765–2773.
29. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Опτικο-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982. 198 с.
30. Белов В.В., Тарасенков М.В., Пискунов К.П. Параметрическая модель солнечной дымки в видимой и УФ-области спектра // Оптика атмосф. и океана. 2010. Т. 23, № 4. С. 294–297.
31. Kneizys F.X., Shettle E.P., Anderson G.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Selby J.E.A., Clough S.A., Gallery W.O. User guide to LOWTRAN-7. ARGL-TR-86-0177.ERP 2010. MA: Hanscom AFB, 2010. 137 p.
32. Зуев В.Е., Креков Г.М. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 2. Оптические модели атмосферы / Общ. ред. В.Е. Зуева. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 255 с.
33. ГОСТ 4401-81. Стандартная атмосфера. Параметры. М.: Изд-во стандартов, 1981. 179 с.
34. Справочник по геофизике: Пер. с англ. М.: Наука, 1965. 572 с.
35. Седунов Ю.С. Атмосфера: Справочник. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 510 с.
36. Бельский М.С., Задде Г.О., Комаров В.С., Креков Г.М., Носов В.В., Першин А.А., Хамарин В.И., Цвєрава В.Г. Оптическая модель атмосферы / Под ред. В.Е. Зуева, В.В. Носова. Томск: Изд. СО АН СССР, 1987. 225 с.

S.V. Asanov, V.V. Belov, A.D. Bulygin, Yu.E. Geintz, V.V. Dudorov, A.A. Zemlyanov, A.B. Ignat'ev, F.Yu. Kanev, V.V. Kolosov, P.A. Konyaev, V.P. Lukin, G.G. Matvienko, V.V. Morosov, V.V. Nosov, Yu.N. Ponomarev, I.V. Ptashnik, M.V. Tarasenkov. **Optical model of the Earth's atmosphere for intense laser emission in the near and mid-infrared spectral ranges.**

An optical model of the Earth's atmosphere for the integral characteristics of intense laser radiation in the near and mid-infrared wavelengths propagating along high-altitude slant paths is presented. A feature of the model is a combined accounting for the linear and nonlinear optical effects in the atmosphere.