

А.А. Мицель\*, К.М. Фирсов\*\*

## Развитие моделей молекулярного поглощения в задачах переноса излучения в атмосфере Земли

\* *Институт оптического мониторинга СО РАН,*  
\*\* *Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 15.12.99 г.

Приведен обзор методов моделирования селективного газового поглощения в задачах переноса атмосферной радиации с учетом последних достижений в этой области. Особое внимание уделяется представлению функций пропускания в виде рядов экспонент, которые не только обеспечивают высокую точность расчетов, но и эффективны при учете многократного рассеяния.

### Введение

Проблема климата и его изменений является одной из важнейших в современной науке. Ключевую роль в этой проблеме играют радиационные процессы, которые прямо или косвенно связаны с такими факторами, как вариации солнечной постоянной, трансформация свойств подстилающей поверхности, изменения газового и аэрозольного состава атмосферы и др. [1]. Так, по данным ряда исследователей [2], уменьшение в прошлом солнечной постоянной на 1% провоцировало ледниковые периоды. В настоящее время глобальное изменение климата связывают с парниковыми газами CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, фреонами, удвоение концентрации которых приводит к изменению потоков уходящей тепловой радиации также примерно на 1%. Эти данные дают общее представление о том, какая точность решения уравнения переноса требуется в задачах моделирования климата.

Кроме того, специфика задач общей циркуляции атмосферы требует высокой степени параметризации уравнения переноса излучения, в частности характеристик молекулярного поглощения. Сложность решения задачи распространения излучения в атмосфере Земли связана с учетом многократного рассеяния. Высокая селективность молекулярного поглощения по сравнению с аэрозольным и молекулярным рассеянием в видимом и инфракрасном диапазонах спектра сильно усугубляет эту проблему. Так, например, характерный масштаб изменения коэффициента молекулярного поглощения сопоставим с полушириной спектральной линии и варьируется от 10<sup>-1</sup> до 10<sup>-4</sup> см<sup>-1</sup>. Для сравнения – характерный масштаб в спектре Солнца порядка нескольких см<sup>-1</sup> [3]. Еще больший масштаб изменений оптических свойств воды, льда и аэрозолей [4, 5]. В связи с этим большие усилия многих исследователей были направлены на создание высокоэффективных моделей расчета характеристик молекулярного поглощения, которые бы обеспечивали высокую степень параметризации без потери точности. Сложность данной задачи состоит в том, что надо соединить два взаимоисключающих требования – минимальной погрешности и высокого быстродействия [6].

В данной статье представлены краткий исторический обзор развития моделей учета характеристик молекулярного поглощения в задачах переноса излучения в атмосфере Земли и их современное состояние. Особое внимание уде-

лено последним достижениям, связанным с представлением функций пропускания в виде ряда экспонент.

### 1. Тепловое излучение безоблачной атмосферы Земли

В случае нерассеивающей плоскопараллельной атмосферы, находящейся в локальном термодинамическом равновесии, уравнение переноса может быть записано в виде [7]:

$$\mu \frac{dI(\nu, \tau, \mu)}{d\tau} = I(\nu, \tau, \mu) - B(\nu, \tau), \quad \tau = \int_z^{\infty} k(\nu, z') dz',$$

где  $k(\nu, z')$  – коэффициент молекулярного поглощения на частоте  $\nu$  и высоте  $z'$ ;  $\tau$  – оптическая толщина, которая для плоскопараллельной атмосферы выполняет роль пространственной координаты;  $\mu = 1/\cos\theta$ ,  $\theta$  – зенитный угол трассы;  $I(\nu, \tau, \mu)$  – интенсивность излучения на частоте  $\nu$ ;  $B(\nu, \tau)$  – функция Планка. С учетом того, что на верхней границе атмосферы ( $\tau = 0$ ) отсутствует источник нисходящего излучения ( $I^{\downarrow}(\nu, 0) = 0$ ) и изучение поверхности на нижней границе атмосферы ( $\tau = \tau_0$ ) равно величине  $I^{\uparrow}(\nu, \tau_0, \mu)$ , легко получить выражения для восходящей и нисходящей радиации:

$$I^{\uparrow}(\nu, \tau, \mu) = I^{\uparrow}(\nu, \tau_0, \mu) \exp\{-(\tau_0 - \tau)/\mu\} + \int_{\tau}^{\tau_0} B[\nu, T(\tau')] \exp\{-(\tau' - \tau)/\mu\} \frac{d\tau'}{\mu},$$

$$I^{\downarrow}(\nu, \tau, \mu) = - \int_0^{\tau} B[\nu, T(\tau')] \exp\{-(\tau' - \tau)/\mu\} \frac{d\tau'}{\mu}, \quad \mu < 0.$$

В данной статье описываются методы учета молекулярного поглощения в задачах переноса излучения, поэтому ниже приведены формулы только для восходящей радиации, так как функциональная зависимость нисходящей радиации от характеристик молекулярного поглощения

подобна. Восходящий монохроматический поток излучения может быть вычислен по формуле

$$F^{\uparrow}(v, \tau, \mu) = \int_{\Omega^+} \mu \hat{I}^{\uparrow}(v, \tau, \mu) d\Omega = \int_0^{2\tau} d\varphi \int_0^1 d\mu \mu \hat{I}^{\uparrow}(v, \tau, \mu). \quad (1)$$

Для нисходящего потока интегрирование производится по нижней полусфере ( $\Omega^-$ ), а для восходящего – по верхней ( $\Omega^+$ ).

Если поверхность Земли рассматривать как абсолютно черное тело, то

$$\hat{I}^{\uparrow}(v, \tau_0, \mu) = B(v, T_0),$$

где  $T_0$  – температура поверхности

Если использовать интегральные показательные функции, то можно получить выражение для спектрального потока в виде

$$F^{\uparrow}(v, \tau) = 2\pi B[v, T(\tau_0)] E_3(\tau_0 - \tau) + 2\pi \int_{\tau}^{\tau_0} B[v, T(\tau')] E_2(\tau' - \tau) d\tau'. \quad (2)$$

Для оценки интегральных восходящих потоков выражение (2) необходимо проинтегрировать по частоте. Даже при использовании современных ЭВМ эта задача достаточно сложная, так как число спектральных линий, содержащихся в современных базах данных типа HITRAN-96 [8], GEISA-97 [9], достигает величины  $10^6$ . Для того чтобы сократить объем вычислений, вводят функцию пропускания в спектральном интервале  $\Delta\nu$  с центром  $\nu$ . Поскольку оптическая толщина  $\tau$  зависит от частоты, то в качестве аргумента функции пропускания следует использовать высоту  $z$  либо давление  $p$ :

$$T_v(z_1, z_2, \mu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int \exp\left\{-\frac{1}{\mu} \tau(z_1, z_2, \nu)\right\} d\nu. \quad (3)$$

Ширина интервала  $\Delta\nu$  выбирается такой, чтобы функцию Планка можно было рассматривать постоянной в его пределах, но достаточно большой, чтобы в нем содержалось достаточно много линий поглощения.

По аналогии с функцией пропускания вводят диффузную функцию пропускания в виде

$$T_n^f(z_1, z_2) = \frac{1}{\Delta\nu} \int E_3[\tau(z_1, z_2, \nu)] d\nu. \quad (4)$$

Часто используют диффузное приближение

$$2E_3(\tau) = \exp\left\{-\frac{1}{\mu_0} \tau\right\},$$

где  $1/\mu_0 = 1,66$ , которое в большинстве практических приложений выполняется с достаточной точностью.

Рис. 1 иллюстрирует качество данной аппроксимации. В работе [10] детально исследовалась справедливость диффузного приближения, и было показано, что наиболее значительные погрешности наблюдаются только в нижней тропосфере для нисходящих потоков, причем величина этой погрешности не превышает  $1 \text{ Вт/м}^2$ .

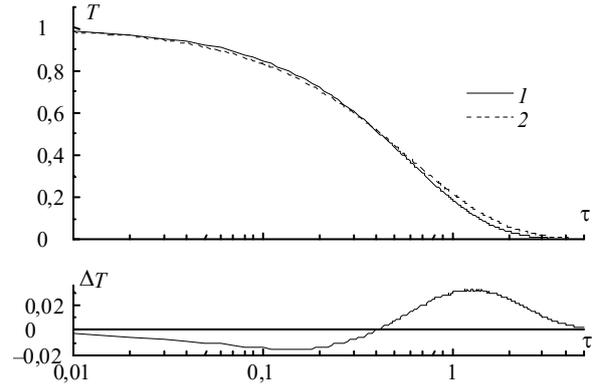


Рис. 1. Диффузное приближение для функций пропускания: 1 –  $T^f(\tau)$ ; 2 –  $T(\tau, \mu_0)$ ;  $\Delta T = T^f(\tau) - T(\tau, \mu_0)$

С учетом диффузного приближения для интегральных потоков получены выражения [7, 11]:

$$F^{\uparrow}(z) = \pi \int_0^{\infty} B[v, T(\tau_0)] T_v(z_0, z, \mu_0) dv + \pi \int_{z_0}^z dz' \int_0^{\infty} dv B[v, T(z')] \frac{dT_v(z', z, \mu_0)}{dz'},$$

$$F^{\downarrow}(z) = -\pi \int_z^{\infty} dz' \int_0^{\infty} dv B[v, T(z')] \frac{dT_v(z, z', \mu_0)}{dz'}.$$

Следует обратить внимание, что использование моделей, основанных на представлении функций пропускания в виде ряда экспонент, не требует использования диффузного приближения. Это вытекает из следующего:

$$T_v^f(z_1, z_2) = \int_1^{\infty} \mu d\mu \frac{1}{\Delta\nu} \int \exp\left\{-\frac{1}{\mu} \tau(v, z_1, z_2)\right\} d\nu = \int_1^{\infty} \mu d\mu \sum_{i=1}^N C_i \exp\left\{-\frac{1}{\mu} \tau_i(z_1, z_2)\right\} = \sum_{i=1}^N C_i E_3[\tau_i(z_1, z_2)]. \quad (5)$$

Из приведенных соотношений видно, что основной характеристикой теплового излучения является функция пропускания слоя атмосферы в заданном зенитном направлении (4). Имея функцию пропускания газовой смеси, нетрудно рассчитать интенсивность и потоки тепловой радиации. Для расчета коротковолновой радиации в участках спектра, занятых полосами поглощения атмосферных газов, также необходимо знать функцию пропускания.

В зависимости от решаемых задач оптики атмосферы функции пропускания должны быть известны с высоким либо грубым спектральным разрешением. Так, для интерпретации данных спутниковых приборов нового поколения, используемых для зондирования атмосферы, радиационные характеристики должны быть известны с высоким спектральным разрешением ( $\Delta\nu \approx 0,002 - 0,1 \text{ см}^{-1}$ ), соответствующим разрешению спутниковых спектральных приборов. Для расчета уходящего излучения с высоким

спектральным разрешением используют прямой метод (в литературе иногда называют его эталонным).

Для решения радиационно-климатических задач не требуется знание тонкой структуры спектров поглощения, так как интерес представляют только интегральные характеристики излучения, поэтому необходимое спектральное разрешение для решения этих задач обычно определяется шириной полосы поглощения и может составлять  $\sim 100 \text{ см}^{-1}$ .

В настоящее время для расчета функций пропускания со средним и низким спектральным разрешением широко используются три группы методов: эмпирические методы; методы на основе моделей полос поглощения и методы прямого счета. Первые две группы методов были развиты в «лазерную эпоху» и являются параметрическими: параметры определяются путем подгонки к лабораторным данным либо к данным, полученным методом прямого счета. Эти методы используются для расчета ослабления в атмосфере широкополосных излучений. На основе эмпирических методов разработаны соответствующие методики расчетов, известные как методики ГОИ [12–14], ГИПО [15–17], LOWTRAN [18–20] и ГГО [21]. На основе модельного представления полос поглощения разработана комбинированная методика расчета функций пропускания [22]. Общим ограничением разработанных методик расчета функций пропускания является фиксированное спектральное разрешение.

С развитием современных ЭВМ получает широкое применение метод прямого счета (или метод полинейного счета, в западной литературе line-by-line (LBL) метод) функций пропускания, который по своей идее является точным методом и основан на учете вклада в поглощение каждой линии. Этот метод не имеет ограничений, связанных со спектральным разрешением, и теоретически позволяет рассчитывать функции поглощения для любого спектрального интервала. Практически же, с увеличением спектрального интервала, возрастают затраты машинного времени счета характеристик прозрачности, обусловленные, с одной стороны, увеличением числа линий, с другой – увеличением интервала интегрирования. Поэтому использование прямого метода в массовых расчетах для больших спектральных интервалов нецелесообразно. Он является эталонным для тестирования различных моделей. Тем не менее даже проведение отдельных эталонных расчетов представляет определенную техническую проблему, поэтому большое количество работ, вышедших в последнее десятилетие [23–29], посвящено его оптимизации. Новые достижения по созданию эффективных моделей расчета пропускания с низким спектральным разрешением в виде рядов экспонент представлены в работах [30–42].

Следует отметить также одно из направлений исследований, связанное с развитием так называемых быстрых методов расчета широкополосных функций поглощения [43–51]. Эти методы основаны на использовании моделей полос поглощения с параметрами, найденными не путем подгонки к лабораторным данным, а расчетным путем.

Используемые для расчета потоков теплового излучения приближенные модели можно разделить условно на две группы: узкополосные модели и широкополосные [6].

В узкополосных моделях весь спектральный интервал делится на подынтервалы такой ширины, для которой функция Планка принимается постоянной. В этом случае

интегрирование по спектру должно проводиться только для функции пропускания. Для этого случая можно использовать три подхода определения функции пропускания. В первом подходе функция пропускания описывается аналитическими моделями с параметрами, полученными либо расчетным путем, либо подгонкой к лабораторным или LBL данным.

Во втором подходе используется преобразование Лапласа. Это позволяет подынтегральную быстроосциллирующую функцию заменить на гладкую монотонную функцию. В результате пропускание может быть представлено в виде короткого ряда экспонент. Преимуществом этого подхода является возможность включения молекулярного поглощения в вычислительную схему многократного рассеяния.

Третий подход связан с использованием эмпирических функций, подобных тем, которые применяются в модели LOWTRAN. Сравнение с LBL расчетами показало, что для интервалов от 5 до  $20 \text{ см}^{-1}$  узкополосные модели дают хорошие результаты для  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , однако для  $\Delta\nu$  меньше  $5 \text{ см}^{-1}$  или больше  $100 \text{ см}^{-1}$  модели могут давать большие погрешности.

Широкополосные модели пропускания основаны на измерениях, LBL расчетах или узкополосных моделях. В этих моделях усреднение по спектру проводится по широким интервалам или даже по всему спектру. Одним из примеров можно назвать модель, в которой вместо функций поглощения вводится интегральная излучательная способность [6]. Эта модель широко используется при изучении климата. Было показано, что она хорошо описывает 15-мкм систему полос  $\text{CO}_2$ . Основная трудность использования такой модели возникает при учете перекрытия полос других газов для неоднородной трассы.

Дадим краткую характеристику узкополосных моделей пропускания.

## 2. Теоретические модели спектров поглощения

### 2.1. Однородная трасса

Теоретические модели основаны на идеализированном представлении полос поглощения в виде различных моделей, допускающих их аналитическое описание. Модели эти – параметрические, они имеют от двух до четырех параметров, которые определяются на основе экспериментальных данных или рассчитываются прямым методом для различных значений термодинамических параметров среды. Подробное описание моделей спектров можно найти в ряде монографий [22, 53, 54] и оригинальных статьях [55–60]. Здесь будут кратко описаны лишь основные результаты.

Широкое распространение на практике получили следующие модели: 1) модель отдельной (изолированной) линии; 2) регулярная модель Эльзассера в виде равноотстоящих линий с одинаковыми интенсивностями и полуширинами; 3) статистическая модель Пласса (линии равной интенсивности); 4) статическая модель Гуди (экспоненциальное распределение интенсивностей); 5) статистическая модель Малкмуса (модифицированное экспоненциальное распределение интенсивностей) [59]. В таблице приведены перечисленные модели и их асимптотики.

Сравнение разных моделей функции поглощения на рис. 2 показывает, что они дают различные значения поглощения при заданных параметрах  $\beta$  и  $x$ , причем с увеличением  $x$  различие возрастает: при малых  $x$  все

модели дают примерно одинаковое значение поглощения. Из рис. 2 видно, что для всех  $x$  и  $\beta$  имеет место неравенство  $A_{E1} > A_{Pl} > A_G$ , где индексы E1, Pl, G означают соответственно модели Эльзассера, Пласса и Гуди. Что касается диапазона изменения  $A_{Sl}$ ,  $A_M$ , то видно, что при малых  $\beta$  имеет место

неравенство  $A_{E1} > A_{Sl} > A_{Pl} > A_M$ , в то время как при больших  $\beta$   $-A_{Sl} < A_M < A_G$ . Во всех моделях входной величиной является поглощающая масса  $W$ . Отсюда следует, что все рассмотренные модели являются двухпараметрическими с параметрами вида  $S/2\pi\gamma$  и  $\beta = 2\pi\gamma/d$ .

### Основные модели поглощения и их аппроксимации

Основная формула	Аппроксимации		
	Слабая линия	Сильная линия	Неперекрывающаяся линия
<p>Модель отдельной линии</p> $A_{Sl} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \left[ 1 - \exp\left(-2 \frac{x\beta^2}{t^2 + \beta^2}\right) \right] dt;$ <p><math>\beta = 2\pi\gamma/d; x = SW/2\pi\gamma</math></p>	$A = \beta x$	$A = \sqrt{\pi} z [1 - \Phi(z)] + (1 - e^{-z^2});$ $z = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{\beta^2 x}{2}}$	$A = \beta L(x)$
<p>Регулярная модель Эльзассера</p> $A_{E1} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \left[ 1 - \exp\left(-\beta x \frac{\text{sh}\beta}{\text{ch}\beta - \cos t}\right) \right] dt;$ <p><math>\beta = 2\pi\gamma/d; x = SW/2\pi\gamma</math></p>	$A = 1 - \exp(-\beta x)$	$A = \Phi\left(\sqrt{\frac{\beta^2 x}{2}}\right)$	$A = \beta L(x)$
<p>Статистическая модель Пласса</p> $A_{Pl} = 1 - \exp[-\beta L(x)];$ <p><math>\beta = 2\pi\gamma/d; x = SW/2\pi\gamma</math></p>	$A = 1 - \exp(-\beta x)$	$A = 1 - \exp\left(-\frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{\beta^2 x}{2}}\right)$	$A = \beta L(x)$
<p>Статистическая модель Гуди</p> $A_G = 1 - \exp\left[-\frac{\beta x}{\sqrt{1+2x}}\right];$ <p><math>\beta = 2\pi\gamma/d; x = SW/2\pi\gamma</math></p>	$A = 1 - \exp(-\beta x)$	$A = 1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\beta^2 x}{2}}\right)$	$A = \frac{\beta x}{\sqrt{1+2x}}$
<p>Статистическая модель Малкмуса</p> $A_M = 1 - \exp\left\{-\frac{\sqrt{R+1}\beta}{\sqrt{R-1}\pi} \times \left[\sqrt{1+2\pi x} \frac{\sqrt{R}}{\sqrt{R+1}} - \sqrt{1+2\pi x} \frac{1}{\sqrt{R+1}}\right]\right\};$ <p>При <math>R \geq 1</math> <math>A_M = 1 - \exp\left\{\frac{\beta}{\pi} [\sqrt{1+2\pi x} - 1]\right\}</math></p>	$A = 1 - \exp(-\beta x)$	$A = 1 - \exp\left[-\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\beta^2 x}{2}}\right]$	$A = \frac{\beta}{\pi} (\sqrt{1+2\pi x} - 1)$

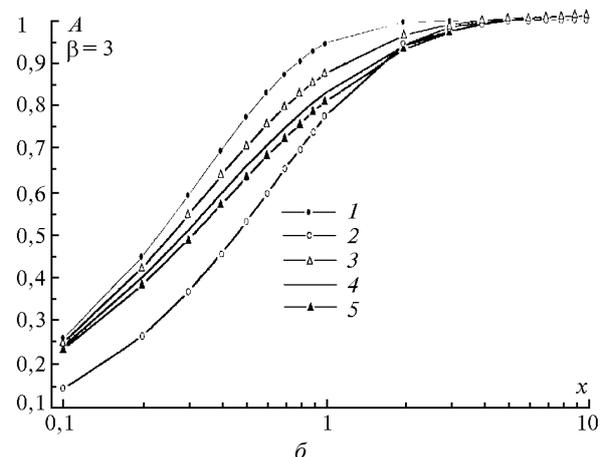
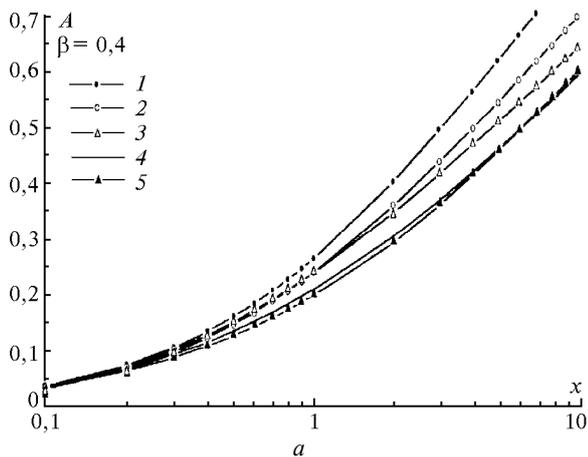


Рис. 2. Функции поглощения, рассчитанные по различным моделям:  $a - \beta = 0,4$ ;  $b - \beta = 3$ ; 1 – модель Эльзассера; 2 – модель отдельной линии (1); 3 – модель Пласса; 4 – модель Гуди; 5 – модель Малкмуса

Описанные выше модели были построены на основе лоренцевской формы линии поглощения. В дальнейшем эти модели были обобщены для доплеровской и фойгтовской форм [43, 59].

При моделировании пропускания смеси газов применяют так называемое правило произведения

$$T_{\Sigma} = T_1 T_2, \quad (6)$$

где  $T_i$  – пропускание, обусловленное поглощением  $i$ -го газа.

Свойство произведения (6) вытекает из следующих физических соображений. Предположим, что в заданном участке спектра  $\Delta\nu$  имеются полосы поглощения двух га-

зов. Рассматривая полосы как случайные объекты, можно оперировать понятием корреляции между этими полосами. Если полосы не коррелируют друг с другом, то среднее значение пропускания смеси газов будет равно произведению средних пропусканий каждого газа. Математически этот факт можно описать следующим образом. Введем плотность совместного распределения центров линий  $\nu_{1i}$  и  $\nu_{2i}$  первого и второго газов –  $P(\nu_{1i}, \nu_{2i})$ . Тогда среднее значение пропускания смеси газов

$$\bar{T}_{\Sigma} = \int_{\Delta\nu} P(\nu_{1i}, \nu_{2i}) T_1(\nu_{1i}) T_2(\nu_{2i}) d\nu_{1i} d\nu_{2i}. \quad (7)$$

Если спектры двух газов не коррелируют, то  $P(\nu_{1i}, \nu_{2i}) = P(\nu_{1i}) P(\nu_{2i})$  и из соотношения (7) сразу же следует (6).

Экспериментальное исследование правила произведения (6) проводилось в работах [61–63], и были сделаны следующие выводы. Погрешность данной аппроксимации мала при выполнении условий: а) интервал  $\Delta\nu$  достаточно широк и в нем должно находиться как минимум несколько линий каждого газа; б) центры линий двух газов случайны и не связаны какой-либо функциональной зависимостью; в) парциальное давление ушряющего газа много больше парциального давления поглощающих газов.

Было установлено [6], что погрешность аппроксимации (6) носит случайный характер, причем отклонения от точного расчета могут наблюдаться как в большую, так и в меньшую сторону. Опыт показывает, что применение узкополосных функций пропускания с последующим усреднением по спектру минимизирует данную погрешность.

Описанные выше модели применимы при решении задач переноса оптического излучения по однородным трассам, когда температура, давление и концентрации поглощающих газов остаются постоянными вдоль трассы луча. В реальной атмосфере, как известно, все эти параметры меняются с высотой. Точный учет изменений метеорологических параметров вдоль трассы луча в аналитических методах возможен лишь в идеальном случае, когда интенсивность и полуширины, а также отношение смеси поглощающего газа не зависят от координаты трассы. Однако в реальной атмосфере такая ситуация лишена смысла. Поэтому используют приближенные методы расчета пропускания излучения в неоднородной атмосфере. Суть приближенных методов состоит в сведении задачи для неоднородных оптических путей к соответствующей задаче для однородного оптического пути. Обычно при этом используют либо метод приведенной поглощающей массы, либо метод средневзвешенного давления [22, 54, 64–66].

### 3. Комбинированная методика расчета пропускания

На основе моделей спектров поглощения создана комбинированная методика расчета функций пропускания [22], которая основывается на трех моделях: регулярной модели Эльзассера, статистической модели Пласса и статистической модели Гуди. Кроме основных формул, указанных в таблице, в комбинированной методике используются также аппроксимации сильной линии Гуди ( $x = SW/2\pi \gg 1$ ), эмпирическая модель (для  $\text{CO}_2$  в некоторых участках спектра), приближение сильной линии Эльзассера и др. Параметры моделей определялись, как прави-

ло, на основе лабораторных измерений функций пропускания для различного содержания поглощающих газов и разных температур. В отдельных случаях параметры моделей определялись подгонкой к расчетным данным.

### 4. Эмпирические методы расчета функций пропускания

Среди эмпирических методов наиболее широкое распространение получил метод вычисления атмосферного поглощения, разработанный в Кембриджской научно-исследовательской лаборатории [18–20] (метод LOWTRAN). Этот метод позволяет рассчитывать функцию пропускания с разрешением  $20 \text{ см}^{-1}$  в диапазоне  $0,25\text{--}25,0 \text{ мкм}$ . Пропускание представляется в виде некоторой функции

$$T = f(C(\nu) W),$$

где  $W$  – эквивалентная поглощающая масса,

$$W = \int \rho(z) \left[ \frac{P(z)}{P_0} \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^{0,5} \right]^n dz;$$

$C(\nu)$  – эмпирический коэффициент, зависящий от частоты  $\nu$ . Значения параметров  $n$ ,  $C(\nu)$  и вид функции  $f$  определялись путем подгонки к лабораторным данным. Первоначально этот метод был реализован в виде номограмм [18]. Дальнейшее его развитие связано с разработкой вычислительного комплекса программ. Последняя версия этого пакета – LOWTRAN 7.

**Метод ГОИ** является трехпараметрическим. Пропускание по методу ГОИ [12–14] рассчитывается по следующим формулам:

$$T(\lambda) = \exp\{-\beta_{\lambda}(W)^{m_{\lambda}}\}, \quad W = \int \rho(z) \left[ \frac{P(z)}{P_0} \right]^{n_{\lambda}} dz,$$

где  $\rho(z)$  – концентрация поглощающего газа,  $\text{см} \cdot \text{км}^{-1}$ ;  $P(z)$  – давление воздуха, атм;  $\beta_{\lambda}$ ,  $m_{\lambda}$ ,  $n_{\lambda}$  – эмпирические параметры.

**Метод ГИПО.** Расчет пропускания проводится по формулам [15–17]:

$$T(\lambda) = \exp\{-\beta_{\lambda} w^{m_{\lambda}} P^{n_{\lambda}}\}.$$

В работе [17] приведены параметры  $\beta_{\lambda}$ ,  $m_{\lambda}$ ,  $n_{\lambda}$  для спектрального диапазона  $1\text{--}14 \text{ мкм}$  с разрешением  $\Delta\lambda$ , равным  $0,026\text{--}0,1 \text{ мкм}$ .

**Метод ГГО** по своей идее близок к рассмотренным выше методам. Конкретные формулы и числовые данные приведены в работе [21].

Все приведенные выше методы расчета атмосферного поглощения имеют общее ограничение их применимости, связанное со спектральным разрешением – они могут быть использованы для вычисления функции пропускания с разрешением не выше чем то, для которого получены входящие в формулы параметры.

В связи с этим заслуживают внимания методы быстрого счета, в которых используются идеи модельного представления спектров поглощения, а параметры линий определяются на основе атласов спектральных линий [43–51]. Однако точность этих методов должна каждый раз проверяться для каждого спектрального участка и каждой

молекулы. В ряде случаев один из параметров приходится доопределять для обеспечения требуемой точности.

## 5. Метод прямого счета пропускания и радиации

Прямой метод расчета характеристик поглощения и радиации является эталонным для верификации различных приближенных моделей пропускания, а также используется для непосредственного моделирования переноса излучения (ПИ) в молекулярных поглощающих средах. Суть этого метода состоит в точном учете вклада в поглощение каждой линии из заданного интервала частот  $\Delta\nu$ . Этот метод не имеет ограничений на спектральное разрешение и позволяет проводить расчеты пропускания для монохроматического излучения. Однако он требует значительных временных затрат счета и в климатических моделях не используется.

Большое компьютерное время обусловлено тем, что число спектральных линий, вносящих реальный вклад в данной спектральной области, может достигать десятков тысяч. Кроме того, коэффициент поглощения является быстроменяющейся функцией частоты  $\nu$ . Поэтому для детального описания спектра поглощения необходимо проводить расчеты с величиной шага по частоте, сравнимой с доплеровской полушириной линии ( $\sim 0,0005 - 0,01 \text{ см}^{-1}$ , в зависимости от спектрального диапазона). Поэтому разработке эффективных полинейных алгоритмов посвящено большое число работ [23–29], несмотря на то что они начали разрабатываться с 60-х гг. (см. [67–69]).

### 5.1. Оптимизация прямого метода счета

Основные направления исследований, ведущихся различными научными группами для сокращения времени вычисления пропускания, следующие [70]: 1) селекция линий поглощения; 2) оптимизация частотной сетки; 3) редукция неоднородной трассы к однородной; 4) обрывания контура линии поглощения; 5) разделение вычислительной схемы расчета селективного и континуального поглощения; 6) разделение частотной и высотной зависимости оптической толщи в крыльях линии неоднородной трассы; 7) оптимизация алгоритма расчета фойгтовского контура. Ниже описаны методы оптимизации, которые позволяют наиболее радикально сократить время счета характеристик молекулярного поглощения [27–29, 71–73].

#### Селекция линий поглощения

В заданном спектральном диапазоне  $\Delta\nu$  могут быть расположены линии поглощения данного газа различных полос с различными интенсивностями. Диапазон изменения интенсивностей линий весьма широк, а количество линий может оказаться очень большим. В случае перекрытия полос разных газов число линий может достигать нескольких сотен тысяч (например, в интервале частот  $500 - 1300 \text{ см}^{-1}$  число линий первых шести газов в атласе HITRAN91 [74] составляет порядка 120 тыс.). Однако реальный вклад в поглощение с учетом различного содержания этих газов в атмосфере дают лишь несколько тысяч линий. Поэтому вполне естественно в расчетах пропускания учитывать лишь значимые линии, а остальные исключить из расчетной схемы. Для этой цели необходимы эффективные критерии селекции линий.

Известные в настоящее время алгоритмы селекции линий поглощения [26, 70, 71] можно разделить на несколько групп. Простейшие алгоритмы основаны на отбрасывании наиболее слабых линий с интенсивностью меньше некоторой пороговой величины. Более строгие алгоритмы базируются на оценке коэффициентов поглощения [26] или оптических толщин [70, 71]. Все эти алгоритмы имеют один существенный недостаток: они не эффективны для верхней атмосферы. В работах [27, 28] был предложен двухэтапный алгоритм селекции, позволяющий преодолеть это ограничение. На первом этапе исключаются все слабые линии, вклад в поглощение которых меньше некоторой заданной величины. На втором этапе проводится высотная селекция, т.е. для каждой линии оценивается высота, выше которой вкладом данной линии можно пренебречь.

#### Оптимизация частотной сетки

При расчете интегрального пропускания необходимо вычислять спектральное пропускание (подынтегральную функцию) на некоторой сетке частот, определяемых квадратной формулой. Как правило, используется равномерная сетка, с помощью которой можно обеспечить высокую точность расчета интегрального пропускания. В этом случае затраты времени счета обратно пропорциональны шагу сетки.

В последние годы широко используются алгоритмы на основе сеток с неравномерным адаптивным шагом, учитывающие осциллирующее поведение подынтегральной функции [21, 26, 29, 72, 73]. Рассмотрим один из наиболее эффективных алгоритмов – многосеточный метод, предложенный в работе [29]. Суть этого способа заключается в том, что вместо неравномерной сетки, сгущающейся в окрестности центров линий, используется серия равномерных сеток (7–12 сеток), шаг которых увеличивается по правилу  $h_l = h_0 2^l$ , где  $h_0$  – шаг самой мелкой сетки;  $l$  – номер сетки. В качестве  $h_0$  используется величина  $\gamma_V/4$ , где  $\gamma_V$  – фойгтовская полуширина линии.

Коэффициент поглощения рассчитывается только в узлах сеток. По мере удаления от центра линии увеличивается номер сетки. Для расчета коэффициента поглощения между узлами сеток используется интерполяция. Многосеточный метод позволяет максимально сократить время счета спектрального пропускания при сохранении требуемой точности. Отметим, что многосеточный метод близок по своей идее к методу, используемому в алгоритме FASCOD [75]. В этом алгоритме применяется разложение каждого контура на три функции: «быструю», «медленную» и «очень медленную», которые затем рассматриваются независимо на трех сетках с шагами  $h/4$ ,  $h$  и  $4h$ .

Многосеточный алгоритм работает быстрее, чем аналогичный в пакете FASCOD, в 2–3 раза и в 10–20 раз быстрее, чем в GENLN2.

#### Редукция к однородной трассе

Наибольшие затраты времени счета требуются при вычислении интегрального пропускания неоднородной трассы. В этом случае для каждого узла частотной сетки необходимо вычислять  $N$  интегралов по высоте, имеющих для лоренцевского контура вид

$$\tau(\nu, \nu_i) = \frac{1}{\pi\mu} \int_{z_1}^{z_2} \frac{S_i \gamma_i \rho dz}{(\nu - \nu_i)^2 + \gamma_i^2},$$

где  $\tau(v, v_i)$  – вклад  $i$ -й линии в оптическую толщину на частоте  $v$ ;  $N$  – число линий поглощения. При минимальном шаге  $h_0 = \gamma_d/4$  в области длин волн 10 мкм и использовании одиннадцати сеток ( $L = 10$ ) число узлов составляло  $\sim 90$  в интервале  $\Delta v = 1 \text{ см}^{-1}$ . Самый крупный шаг при этом составил  $\sim 0,25 \text{ см}^{-1}$ . При увеличении интервала частот  $\Delta v$  до  $10 \text{ см}^{-1}$  потребовалось еще  $\sim 40$  узлов. Количество интегралов по высоте в этом случае составляло  $\sim 130 N$ .

Для уменьшения времени счета обычно используют идею Куртиса – Годсона [64–65] замены неоднородной трассы эквивалентной однородной. Известно, что при этом возникают два параметра: первый имеет смысл поглощающей массы  $W_i$ , второй – средневзвешенного давления или средневзвешенной полуширины  $\bar{g}_i$ . В работах [28, 112] была проведена модификация схемы Куртиса – Годсона, позволившая повысить точность расчета пропускания до 0,5%.

В заключение отметим, что использование селекции линий наиболее эффективно, если необходимо проводить многократные расчеты в заданном спектральном интервале для различных атмосферных условий, поскольку в этом случае селекция выполняется один раз и затем с выбранными линиями программа многократно выполняет расчет пропускания.

В результате объединения в одной вычислительной схеме многосеточного алгоритма, двухэтапной селекции линий поглощения и разработанного нового способа редукции неоднородной трассы к однородной создан весьма эффективный скоростной алгоритм расчета пропускания газовой среды. Время счета удается сократить на 2–3 порядка при потере точности в среднем не более 0,5%.

### 5.2. Влияние погрешностей спектроскопической информации на точность расчета тепловой радиации полилинейным методом

В современных базах спектральных данных типа HITRAN параметры линий известны с погрешностью. Это объективная реальность, поэтому необходимо с этим считаться при моделировании. Какие бы точные методы расчета радиации мы ни применяли, погрешности спектроскопических данных внесут свои искажения в результаты. В связи с этим необходимо рассмотреть вопрос о степени влияния ошибок спектроскопических данных на радиационные характеристики.

Выполненный анализ в работе [76] на примере молекулы  $\text{CH}_4$  в области  $1000 - 1400 \text{ см}^{-1}$  показал, что погрешности расчета коэффициентов поглощения и монохроматического пропускания могут быть весьма значительными и достигать десятки процентов. Однако погрешность функции пропускания с прямоугольной аппаратной функцией шириной  $5 \text{ см}^{-1}$  не превышала 1% при условии, что погрешности интенсивностей и полуширин отдельных линий можно рассматривать как случайные величины со средним, равным нулю. Погрешность потоков радиации при этом не превосходила  $0,1 \text{ Вт/м}^2$ . Таким образом, уже при спектральном разрешении  $5 \text{ см}^{-1}$  случайными погрешностями спектральных параметров линий можно пренебречь.

Совершенно иная ситуация в том случае, если имеются систематические погрешности в параметрах спектральных линий. В работе [77] отмечается, что систематические погрешности в спектральных данных в сильных полосах поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  на уровне 5–10% приводят к погрешно-

стям нисходящих потоков  $0,3 - 0,6 \text{ Вт/м}^2$ . Суммарная систематическая погрешность в селективном поглощении  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{O}_3$  на уровне 10%, имеющая одинаковый знак, может привести к ошибкам в нисходящем потоке до  $1 \text{ Вт/м}^2$ , что составляет меньше 0,5% величины потока на границах. Таким образом, точность спектроскопических данных достаточна для проведения расчетов потоков тепловой радиации с погрешностью, не превышающей 0,5%, соответствующей возможностям атмосферных экспериментов.

## 6. Метод $k$ -распределения

В настоящее время наиболее широкое распространение имеет метод, получивший в западной литературе название « $k$ -распределение». Общий подход был сформулирован Лебедевым в 1936 г. Однако применяться на практике он начал только с 70-х гг. для учета поглощения атмосферных газов в численных схемах расчета солнечной радиации в приближении многократного рассеяния. Термин « $k$ -распределение» был впервые введен в работе [78], где функцию пропускания для однородной трассы представили в виде

$$T(W) = \int_0^{\infty} f(k) \exp(-kW) dk, \quad (8)$$

а  $f(k)$  интерпретировали как вероятность распределения коэффициента поглощения. Авторы данной работы исходили из следующих соображений. Функция

$$g(k) = \int_0^k f(k) dk \quad (9)$$

является монотонно возрастающей, причем  $g(\infty) = 1$ , т.е.  $g(k)$  можно трактовать как функцию распределения, а  $f(k)$  как плотность распределения. В работе [41] показано, что это заявление не вполне обоснованно. Тем не менее название «метод  $k$ -распределения» получил достаточно широкое использование, и мы также будем придерживаться данной терминологии. Наиболее простая интерпретация метода  $k$ -распределения приведена в [78], где было предложено спектральный интервал  $\Delta v$  разбить на  $N$  подынтервалов шириной  $\Delta v_i$ , чтобы внутри каждого из них коэффициент поглощения  $k(v)$  являлся гладкой и монотонной функцией, а на границе производная по  $v$  от коэффициента поглощения обращалась в нуль. Это позволило для каждого подынтервала построить обратную функцию  $v_i = k^{-1}(v)$  и сделать замену переменных:

$$\begin{aligned} T(W) &= \frac{1}{v_2 - v_1} \sum_{i=1}^N \int_{\Delta v_i} \exp(-k(v)W) dv = \\ &= \frac{1}{v_2 - v_1} \sum_{i=1}^N \int_{k_{i,\min}}^{k_{i,\max}} \exp(-kW) \left| \frac{dv_i(k)}{dk} \right| dk, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $N$  – число подынтервалов. В работе [30] использовали ступенчатые функции вида [79]:

$$U_+(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}$$

Это позволило в (10) распространить пределы интегрирования от нуля до бесконечности и представить функцию  $f(k)$  в виде

$$f(k) = \sum_{i=1}^N f_i(k) = \frac{1}{v_2 - v_1} \sum_{i=1}^N \left| \frac{dv_i(k)}{dk} \right| [U_+(k - k_{i,\min}) - U_+(k - k_{i,\max})]. \quad (11)$$

Модуль в (11) появился для того, чтобы сделать формулу универсальной для подынтервалов, где функция  $k(v)$  возрастает и убывает. Такая замена позволила осуществить переход от (10) к (8).

С формальной точки зрения здесь все сделано правильно. Подынтегральная функция испытывает конечное число разрывов в точках, где производная  $dk(v)/dv$  обращается в нуль и, следовательно, нет никакого противоречия для существования интеграла в смысле Римана. Однако при численной реализации данной схемы возникает сложность, связанная с тем, что интеграл (8) становится теперь несобственным, а число точек разрыва пропорционально числу спектральных линий и может быть достаточно велико.

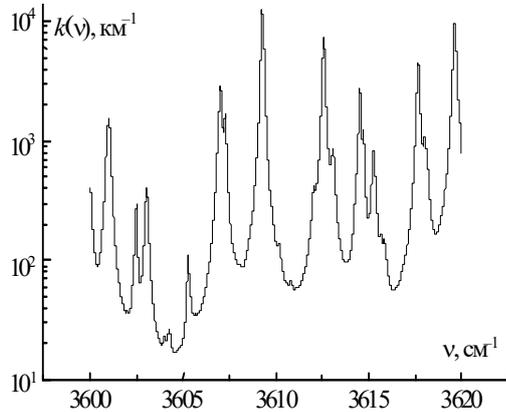


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента молекулярного поглощения  $H_2O$ . Метеомодель – лето, средние широты, высота  $h = 0$  км

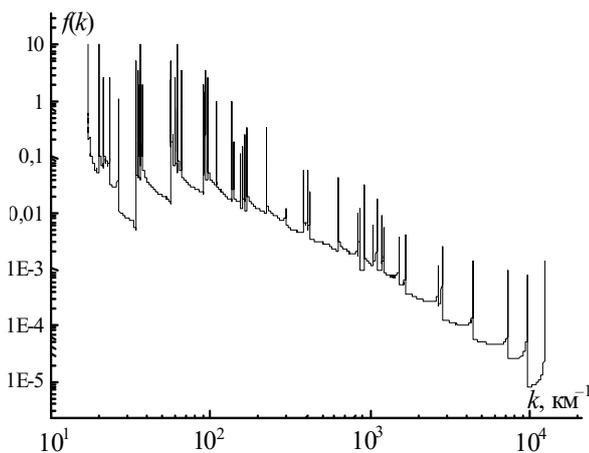


Рис. 4. Функция  $f(k)$ , рассчитанная на основе спектральной зависимости коэффициента поглощения  $H_2O$ , представленной на рис. 5

На рис. 3, 4 представлен пример спектральной зависимости коэффициента молекулярного поглощения и ти-

пичный вид функции  $f(k)$ . Конечные значения функции  $f(k)$  в точках разрыва обусловлены конечным шагом дискретизации при вычислении производных. С первого взгляда кажется, что введение функции  $f(k)$  не только не приводит к упрощению вычислительной схемы, но даже усложняет ее. Отчасти с этим и было связано то, что первоначально данный метод применялся только к моделям полос поглощения, которые позволяли получать гладкую функцию  $f(k)$ , имеющую только две точки разрыва. В работе [78] описано применение этого метода к моделям изолированной линии, Эльзассера и статистической модели Гуди, а в работе [30] данный подход был применен к статистической модели Малкмуса, которая впоследствии получила широкое использование, вплоть до настоящего времени [31, 32].

В принципе, методы вычисления такого сорта интегралов с подынтегральной функцией, имеющей особенности, достаточно хорошо разработаны [80, 81]. Подынтегральное выражение в таких случаях представляют в виде произведения двух функций, одну из которых, являющуюся сингулярной, объявляют весовой, а другую, гладкую, описывают степенным полиномом. Функция  $f(k)$  может рассматриваться как весовая, а экспонента может быть представлена в виде интерполяционного полинома. Это и позволит вместо (8) получить ряд экспонент. Для нахождения коэффициентов  $C_i$  необходимо будет проводить численный расчет интегралов типа

$$I_i = \int k^i f(k) dk.$$

Можно показать, что

$$I_i = \frac{1}{\Delta v} \int_{v_1}^{v_2} [k(v)]^i dv,$$

причем некоторые из этих интегралов вычисляются аналитически, например

$$I_0 = 1, \quad I_1 \cong \frac{1}{\Delta v} \sum_{k=1}^N S_k,$$

где  $N$  – число линий в спектральном интервале  $\Delta v$ . Тем не менее часть интегралов от быстро меняющейся функции  $k(v)$  необходимо рассчитывать численно. Однако этим проблема не исчерпывается, так как необходимо разрешить задачу построения полинома наилучшего приближения к экспоненциальной функции, когда переменная  $k$  меняется в широких пределах. В принципе, эта задача для целых функций разрешима [81], каковой и является экспонента. Тем не менее из-за больших вычислительных трудностей в таком виде задачу никто не решал.

Дальнейшим усовершенствованием метода  $k$ -функций было введение еще одной замены переменных в интеграле (8) в виде (9), что позволило получить выражение [32]:

$$T(W) = \int_0^1 \exp(-k(g)W) dg,$$

где  $k(g)$  – функция, обратная  $g(k)$ . Это стало возможным благодаря тому, что функция  $g(k)$  – монотонно возрастающая. Типичный вид  $k(g)$  приведен на рис. 5. Расчет проведен на основе тех же данных, что и на рис. 3 и 4. В работе [32] было отмечено, что  $k(g)$  можно получить достаточно

просто путем сортировки коэффициентов поглощения  $k(\nu)$ , рассчитанных прямым методом.

Преобразование Лапласа позволяет с более общих позиций подойти к проблеме параметризации уравнения переноса [33, 41]. Выражение (8) можно рассматривать как преобразование Лапласа [30]. Для этого необходимо, чтобы функция  $T(W)$  удовлетворяла следующим условиям: была аналитична в полуплоскости  $\text{Re}W > s_0$ , стремилась к нулю при  $|W| \rightarrow \infty$  в любой полуплоскости  $\text{Re}W \geq a > s_0$  равномерно относительно  $\text{arg} W$  и интеграл

$\int_{a-i\infty}^{a+i\infty} T(W) dW$  абсолютно сходилась. В этом случае  $T(W)$

является изображением функции [82]:

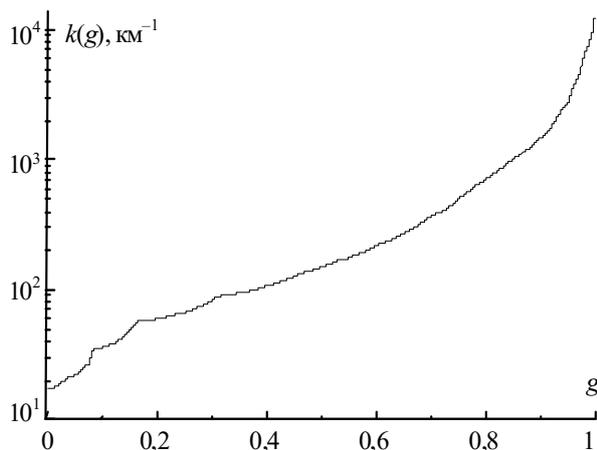


Рис. 5. Коэффициент поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  в пространстве кумулятивных частот. Условия те же, что и на рис. 5

$$f(k) = \frac{1}{2\pi i} \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} T(W) \exp \{kW\} dW.$$

Строгое доказательство выполнения всех вышеприведенных условий проведено только для моделей полос [30, 33]. Однако это не снижает общности полученных выводов. Этот подход широко используется для расчетов потоков тепловой радиации, обеспечивая, во-первых, высокую точность, сравнимую с прямым методом, во-вторых, существенно меньшие затраты времени счета.

Еще одно достоинство рассмотренного подхода состоит в том, что он позволил естественным образом решить проблему параметризации пропускания с помощью рядов экспонент.

## 7. Разложение функций пропускания в ряды экспонент

Представление функций пропускания в виде ряда экспонент обладает следующими преимуществами по сравнению с методами моделей:

1. Ряд экспонент позволяет провести полный учет взаимодействия молекулярного поглощения и рассеяния. Они наиболее эффективны при решении уравнения переноса излучения методом Монте-Карло, так как в этом случае нет необходимости привлекать приближение о независимости процессов поглощения и рассеяния. Ниже будет продемонстрировано это.

2. Ни одна из моделей не может обеспечить точности, сопоставимой с данным методом. Так, например, в [83] приведены диаграммы рассеяния функций пропускания, рассчитанных на основе метода line-by-line и различными приближенными методами. Наибольший разброс наблюдается для метода полос, основанного на подгонке параметров к эталонным расчетам, а наименьший – для рядов экспонент, который наиболее близок к прямому методу счета.

3. Для экспонент справедливо мультипликативное представление функции пропускания, как и в случае прямого метода счета. Для метода моделей это неосуществимо.

4. Параметры ряда экспонент легко и органично вычисляются на основе прямого метода счета. Определение параметров для метода моделей требует проведения более обширных модельных расчетов функций пропускания (см., например, [84]). Использование лабораторных измерений для определения параметров модели функции пропускания не всегда корректно для расчета радиации на атмосферных трассах. Так, например, расчеты скорости радиационного выхолаживания по методу моделей могут в два раза отличаться от точных прямых методов [85].

### 7.1. Некоторые математические аспекты разложения функций пропускания в ряд экспонент

Функция пропускания для плоскопараллельной атмосферы может быть представлена в виде

$$T_\nu = \frac{\int_{\Delta\nu} G(\nu') \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} \sum_j k_j(\nu, z) \rho_j(z) dz \right\} d\nu'}{\int_{\Delta\nu} G(\nu') d\nu'}, \quad (12)$$

где  $k_j(\nu, z)$  – коэффициент поглощения  $j$ -го газа на частоте  $\nu$  и высоте  $z$ ;  $\rho_j(z)$  – концентрация  $j$ -го газа, а под  $G(\nu')$  можно подразумевать либо аппаратную функцию прибора, либо функцию источника, расположенного вне атмосферы (например, спектральная интенсивность солнечного излучения). В принципе можно конечно учесть и внутренние источники, однако при параметризации возникнут трудноразрешимые проблемы.

Применяя численные методы для интегрирования по частоте выражения (12), легко получить ряд экспонент:

$$T_\nu = \sum_{n=1}^N C_n \exp \left\{ - \int_{z_1}^{z_2} \sum_j k_j(\nu_n, z) \rho_j(z) dz \right\} + R_N. \quad (13)$$

Однако проблема состоит в том, что погрешность квадратурной формулы  $R_N$  мала лишь при большом числе членов ряда. Для обеспечения требуемой точности вычисления функций пропускания ~1% необходимо, как правило, несколько тысяч членов ряда, если ширина спектрального интервала составляет несколько десятков  $\text{см}^{-1}$ .

Современные методы параметризации функции пропускания позволяют представить ее в виде ряда (13), причем число членов ряда не превышает 10, а погрешность не превышает 1%, за исключением случаев, когда необходимо учесть перекрывание полос поглощения разных газов. В последнем случае погрешность параметризации может незначительно возрастать [34, 77]. Такое радикальное со-

крашение числа членов ряда без существенной потери точности возможно, если к выражению (12) применить преобразование Лапласа, которое позволяет осуществить переход от быстроосциллирующей подынтегральной функции к монотонной. Подробности можно найти в работах [30, 33, 34, 41, 77].

Дальнейшее применение квадратурных формул позволяет получить короткий ряд экспонент. Методы численного интегрирования хорошо разработаны, и вследствие этого существует много модификаций данной методики параметризации функций пропускания. Так, например, в работе [32] применялся метод прямоугольников с адаптивным шагом, который подбирался исходя из некоторых интуитивных рассуждений, что, естественно, не может гарантировать высокую точность аппроксимации, если ряд достаточно короткий. Более строгий подход применялся в работах [33, 36, 40, 86], в которых использовались чебышевские или гауссовские квадратуры. Из теории численных методов следует, что при одинаковом числе членов ряда гауссовские квадратуры дают более высокую точность, чем чебышевские, поскольку первые точны для подынтегральных функций, которые являются полиномом степени  $(2n - 1)$ , тогда как чебышевские точны только для полиномов степени  $n$ . Тем не менее применение чебышевских квадратур может быть иногда оправданно, когда подынтегральная функция задана со случайной погрешностью (коэффициенты  $C_k$  одинаковы, вследствие чего случайная ошибка минимальна [87]).

Вообще говоря, вопрос о возможности представления функции пропускания рядом экспонент может быть решен на основе рассмотрения системы экспоненциальных функций. Причем здесь есть два аспекта. Первый – существует ли такое разложение, и второй – возможно ли описать функцию пропускания коротким рядом.

Известно, что рядом экспонент можно приблизить не всякую функцию, например, это невозможно сделать для константы [88]. Поэтому необходимо решать вопрос: относятся ли функции пропускания к классу функций, которые могут быть описаны полной системой экспоненциальных функций. Этот вопрос можно разрешить, поставив в соответствие экспоненциальным функциям – степенные  $(\{x^{n_i}\}_{i=1}^{\infty}, -1/2 < n_1 < n_2 < \dots)$ , для которых существует теорема Мюнца [89], гласящая, что необходимые и достаточные условия полноты системы степенных функций в пространстве  $C_2(0, 1)$

обеспечиваются, если расходится ряд  $\sum_{i=1}^{\infty} n_i^{-1}$ . Полнота системы функций гарантирует выполнение равенства Парсевала и сходимость ряда Фурье. Система экспоненциальных функций определена в пространстве  $C_2(0, \infty)$ . Степенные функции можно поставить в соответствие экспоненциальным  $x^{n_i} \leftrightarrow \exp(-m_i y)$  в том случае, если пространства  $C_2(0, 1)$  и  $C_2(0, \infty)$  изоморфны [90]. Для этого необходимо, чтобы норма  $\|x^{n_i}\|$  в пространстве  $C_2(0, 1)$  была равна норме  $\|\exp(-m_i y)\|$  в пространстве  $C_2(0, \infty)$ . Любую квадратично интегрируемую функцию в пространстве  $C_2(0, \infty)$  можно представить в виде ряда экспонент, если коэффициенты  $m_i$  удовлетворяют условию  $0 < m_1 < m_2 < \dots$  и ряд,

составленный из этих коэффициентов  $\sum_{i=1}^{\infty} m_i^{-1}$ , расходится. Легко показать, что функция пропускания является квадратично интегрируемой функцией в пространстве  $C_2(0, \infty)$ . Рассмотрим для простоты однородную трассу.

Норма функции пропускания вычисляется через коэффициенты поглощения  $k(v)$ :

$$\|T(W)\|^2 = \int_0^{\infty} T^2(W) dW = \frac{1}{(\Delta v)^2} \int_{\Delta v} dv \int_{\Delta v} \frac{dv'}{k(v) + k(v')}. \quad (14)$$

Так как  $k(v) > 0$ , то из (14) следует, что  $\|T(W)\| < \infty$ . Из вышесказанного следует, что существует разложение функции пропускания в ряд экспонент для тех спектральных диапазонов, где коэффициент поглощения не обращается в нуль. На практике, для ускорения расчетов, иногда обнуляют коэффициенты поглощения в участках, где поглощение мало. Однако теория и практика показывают, что это может быть источником проблем, возникающих при разложении функций пропускания в ряд экспонент.

В силу того что система экспоненциальных функций полная, можно построить полный ортогональный базис, по которому функция пропускания разлагается в ряд Фурье. Подробности можно найти в работе [40]. Равенство Парсевала гарантирует равномерную сходимость ряда экспонент. Моделирование показало, что даже для спектральных интервалов, достигающих  $1500 \text{ см}^{-1}$ , достаточно 6–7 членов ряда, чтобы описать функцию пропускания с погрешностью, не превышающей 1%.

## 7.2. Применение рядов экспонент при решении уравнения переноса коротковолнового излучения методом Монте-Карло

Главное преимущество метода Монте-Карло состоит в его универсальности. Он годится для неоднородных случаев, горизонтально и вертикально неоднородных облачных слоев, а также для неплоскопараллельных атмосфер. Кроме того, этот метод позволяет точно учесть молекулярное поглощение. Однако использование прямых методов учета молекулярного поглощения требует весьма значительных затрат в силу того, что расчет необходимо проводить для каждой частоты и только потом усреднять. Увеличения скорости в этом случае можно достичь приемом, описанным в работах [91, 92], когда при моделировании длины свободного пробега фотонов их волновые числа  $\nu$  также разыгрывались, образуя выборку случайной величины, равномерно распределенную на интервале  $\Delta \nu$ . Практически для достижения точности 0,1% для спектрального диапазона 0,2–100 мкм достаточно было проводить расчеты со средним значением шага по частоте порядка  $1 \text{ см}^{-1}$ . В работе [93] к вопросу о точности интегрирования по частоте радиационных характеристик подошли с точки зрения теории вероятности и получили аналогичную оценку.

Тем не менее метод line-by-line даже для такого грубого шага остается весьма трудоемким. Более радикальные способы учета молекулярного поглощения связаны с введением функции пропускания и последующей ее параметризацией. Основная проблема в этом случае сопряжена с тем, что функция пропускания уже не является бугеровской экспонентой, так как логарифм пропускания нелинейно зависит от длины трассы даже в случае, если она однородна. Тем не менее представление функции пропускания в виде ряда экспонент, как будет показано ниже, снимает это ограничение.

Следует заметить, что сравнительно недавно в литературе встречались пессимистические высказывания [94] относительно эффективности применения рядов экспонент. Однако последние успехи в развитии этого метода

позволили снять ограничения, связанные с учетом неоднородности атмосферы и перекрывания полос поглощения. Кроме того, были развиты численные методы оптимального представления функций пропускания в виде ряда экспонент. Об этом пойдет речь в данной статье.

Для дальнейшего анализа уравнение переноса удобнее использовать в наиболее общем случае неоднородной рассеивающей и поглощающей атмосферы. Решение рассмотрим для стандартной задачи, когда подстилающая поверхность является абсолютно черным телом. Обычно нижняя граница является отражающей, тем не менее решение этой задачи можно получить через решение стандартной задачи [94]. Вывод данного уравнения приведен в работе [95]. Интегральное уравнение переноса с обобщенным ядром представляют в виде [95, 96]:

$$Z(\mathbf{x}) = \int_X k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) Z(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \Psi(\mathbf{x}), \quad (15)$$

где  $Z(\mathbf{x})$  – искомая функция, которую определяют как плотность столкновений, связанную с интенсивностью излучения соотношением

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = |\mu_\odot| S_\odot Z(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) / [\alpha(\mathbf{r})],$$

где  $X$  – фазовое пространство координат и направлений,  $X = (\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ ;  $\mu_\odot$  – секанс зенитного угла Солнца;  $S_\odot$  – солнечная постоянная;  $\alpha$  – коэффициент ослабления. Обобщенное ядро описывается выражением [95]:

$$k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \alpha(\mathbf{r}) \frac{\bar{\omega}(\mathbf{r}') f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') \exp\{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \delta\left(\mathbf{\Omega} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right), \quad (16)$$

где  $\bar{\omega}(\mathbf{r}')$  – альbedo однократного рассеяния;  $f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')$  – индикатриса рассеяния. Плотность распределения источников  $\Psi(\mathbf{x})$  для стандартной задачи равна

$$\Psi(\mathbf{x}) = \alpha(\mathbf{r}) \exp\{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)\} \delta(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega}_\odot). \quad (17)$$

Решение интегрального уравнения (15) представимо в виде ряда Неймана

$$z = \sum_{i=1}^{\infty} K^i \Psi. \quad (18)$$

Вопросы, связанные с существованием решения, обсуждаются в работах [95, 96]. Для удобства (16) и (17) представим в виде

$$k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \alpha(\mathbf{r}) \frac{\alpha_a(\mathbf{r}')}{\alpha(\mathbf{r}')} \exp\{-\tau_m(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\} k_0(\mathbf{x}', \mathbf{x});$$

$$\Psi(\mathbf{x}) = \alpha(\mathbf{r}) \exp\{-\tau_m(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)\} \Psi_0(\mathbf{x}),$$

где

$$k_0(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') \exp\{-\tau_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \delta\left(\mathbf{\Omega} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right);$$

$$\Psi_0(\mathbf{x}) = \exp\{-\tau_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)\} \delta(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega}_\odot);$$

$\alpha_a$  – коэффициент аэрозольного рассеяния,  $\tau_m$ ,  $\tau_a$  – оптическая толщина, обусловленная молекулярным поглощением и

аэрозольным рассеянием соответственно. Следует обратить внимание, что в  $\Psi_0(\mathbf{x})$  и  $k_0(\mathbf{x}', \mathbf{x})$  не входят характеристики молекулярного поглощения.

Рассмотрим два первых члена ряда (18):

$$K\Psi = \int_X k(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) \Psi(\mathbf{x}_1) d\mathbf{x}_1 = \alpha(\mathbf{x}) \int_X k_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) \Psi_0(\mathbf{x}_1) \alpha_a(\mathbf{r}_1) \times \\ \times \exp\{-\tau_m(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_\infty) - \tau_m(\mathbf{r}_1, \mathbf{r})\} d\mathbf{x}_1, \quad (19)$$

$$K^2\Psi = \int_X \int_X k(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) k(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_1) \Psi(\mathbf{x}_2) d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 = \\ = \alpha(\mathbf{x}) \int_X k_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) k_0(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_1) \Psi_0(\mathbf{x}_2) \alpha_a(\mathbf{r}_1) \alpha_a(\mathbf{r}_2) \times \\ \times \exp\{-\tau_m(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\infty) - \tau_m(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) - \tau_m(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)\} d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2. \quad (20)$$

При интегрировании по частоте интенсивности излучения, описываемого формулой (16), можно выделить функцию пропускания, обусловленную молекулярным поглощением. Для этого необходимо выбирать такую ширину спектрального интервала  $\Delta\nu$ , в пределах которого можно считать солнечную постоянную и коэффициенты рассеяния неизменными. В этом случае из-под знака интеграла можно вынести все сомножители, в которые не входит оптическая толщина  $\tau_m$ . С учетом соотношений (16), (19), (20) и получается функция пропускания в виде

$$T = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp\{-\tau_m\} d\nu.$$

Легко убедиться, что представление функции пропускания в виде ряда экспонент

$$T = \sum_{n=1}^n C_i \exp\{-\tau_{m,i}\} \quad (21)$$

не меняет функциональный вид решения.

Следует отметить, что условие постоянства солнечной постоянной в пределах  $\Delta\nu$  не является обязательным. Для преодоления данного ограничения функцию пропускания можно переопределить:

$$T = \int_{\Delta\nu} S_\odot(\nu) \exp\{-\tau_m(\nu)\} d\nu / \int_{\Delta\nu} S_\odot(\nu) d\nu.$$

В последнем случае функция пропускания также может быть представлена в виде ряда (21) [34, 76]. Таким образом, для достаточно широких спектральных интервалов  $\Delta\nu$ , величина которых достигает  $100 \text{ см}^{-1}$  и более, корректное описание функции пропускания возможно при использовании 5–6 членов ряда. Полученный выше результат можно интерпретировать следующим образом: рассматривать оптическую толщину в соотношении (21) как толщину на некоторой специально выбранной частоте  $\nu_i$ . В этом случае для учета молекулярного поглощения в спектральном диапазоне  $\Delta\nu$  необходимо решить уравнение переноса для этих заданных частот, а затем провести суммирование решений с весами  $C_i$ . Следует подчеркнуть еще один немаловажный факт – здесь не использовались никаких предположений об однородности атмосферы.

## 8. Модели непрерывного поглощения

Многочисленные экспериментальные факты свидетельствуют о том, что форма контура при больших отстройках от резонансной частоты имеет ряд специфических особенностей, которые проявляются в окнах прозрачности атмосферы. Наиболее важным, при расчете энергетического баланса, является окно 8–12 мкм. Непрерывное поглощение водяного пара, обусловленное своим происхождением крыльями далеких линий, дает достаточно сильный вклад в радиационные процессы.

Для того чтобы проиллюстрировать роль континуума, на рис. 6 приведена разность между восходящими потоками на верхней границе атмосферы и нисходящими потоками на уровне Земли с учетом и без учета континуума.

Из рис. 6 видно, что непрерывное поглощение парами воды дает заметный вклад в радиационный баланс атмосферы. Радикальное отличие непрерывного поглощения от селективного состоит в том, что чувствительность радиационных потоков к небольшим погрешностям в коэффициенте непрерывного поглощения весьма значительна по сравнению с селективным. Это обусловлено тем, что в полосах поглощения наблюдается эффект насыщения, тогда как непрерывное поглощение хотя и относительно мало, но дает вклад в достаточно широком спектральном окне 8–12 мкм.

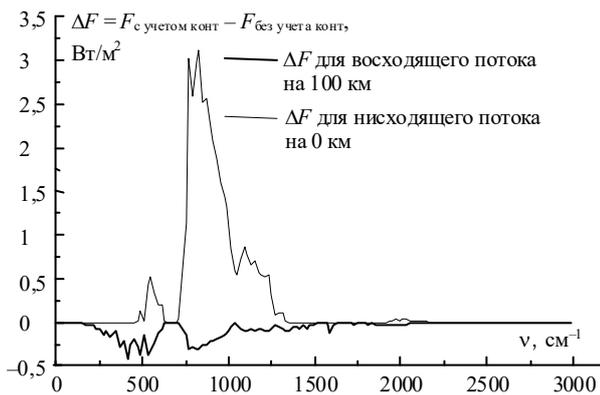


Рис. 6. Спектральный вклад непрерывного поглощения водяным паром в радиационные потоки. При расчете потоков учитывалось поглощение  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$

По этой причине проблема учета непрерывного поглощения поднималась достаточно давно и до настоящего времени интерес к ней не ослаб. Теоретическим и экспериментальным аспектам этой проблемы посвящено большое количество работ. Детально проблема непрерывного поглощения описана в монографиях [97, 98]. Здесь приведем только небольшую сводку наиболее известных аппроксимаций континуума, которые применяются в настоящее время при численном моделировании переноса излучения в атмосфере Земли.

Согласно современным представлениям форма контура вблизи центра линии поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  достаточно хорошо описывается лоренцевской кривой. Затем наблюдается превышение над лоренцевским контуром, а на далекой периферии – быстрый экспоненциальный спад [97,98]. Типичный вид контура линии поглощения представлен на рис. 7.

Следует подчеркнуть, что форма контура, используемая в работе [99], основывается на эмпирических формулах, поэтому она не учитывает некоторые тонкие эффекты, на которые обращалось внимание в работах [97, 98]. В

частности, из теории контура линии следует, что форма контура должна быть асимметричной. Другой важный факт, установленный в работах [97, 98], состоит в том, что температурная зависимость коэффициента поглощения зависит от отстройки резонансных частот.

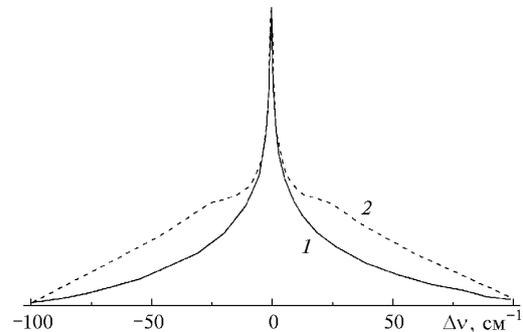


Рис. 7. Форма линии  $\text{H}_2\text{O}$  в случае уширения азотом: 1 – лоренцевский контур; 2 – контур согласно модели SKD-2,2 [37]

Коэффициент непрерывного поглощения обычно представляют в виде

$$k_{\text{const}}(\nu) = k_3(\nu) - k_L(\nu),$$

где  $k_{\text{const}}(\nu)$ ,  $k_3(\nu)$ ,  $k_L(\nu)$  – соответственно коэффициент непрерывного поглощения, экспериментально измеренный и рассчитанный с лоренцевским контуром. При расчете  $k_L(\nu)$  обычно вводят процедуру обрывания контура при некоторой величине отстройки от резонансных частот, которая, как правило равна  $10\text{--}25 \text{ cm}^{-1}$ . Это дает возможность для необходимого набора температур и давлений заранее рассчитать  $k_{\text{const}}(\nu)$ , который в сравнении с  $k_L(\nu)$  является медленно меняющейся функцией частоты. Эта информация о  $k_{\text{const}}(\nu)$  позволяет существенно экономить время при проведении прямых расчетов line-by-line. Такое определение коэффициента непрерывного поглощения приводит к тому, что в полосах поглощения обнаруживается тонкая структура у  $k_{\text{const}}(\nu)$ , на что впервые было указано в 1989 г. в работе [100] и на что в 1998 г. обратили внимание другие исследователи [101], когда им пришлось обрабатывать спектры высокого разрешения. В окне прозрачности атмосферы соотношение между селективным и непрерывным поглощением, обусловленным крыльями сильных линий вращательной и 6,3-мкм полос  $\text{H}_2\text{O}$ , существенно иное, и непрерывное поглощение имеет гладкий спектр.

Ввиду сложности проблемы описания межмолекулярных взаимодействий все современные модели контура линии, которые описывают распределение интенсивности на далекой периферии, являются параметрическими, причем их параметры определяются на основе подгонки теоретических моделей к экспериментально измеренным коэффициентам поглощения. Это приводит к тому, что качество расчетов зависит от качества экспериментальной информации.

Нами было проведено сопоставление пяти моделей континуума, три из которых являлись обобщением лабораторных экспериментов [102–104], в работах [105, 106] использовались данные натуральных измерений. Последние три модели определены только для интервала 8–12 мкм, поэтому сопоставление этих данных проводилось именно в этом интервале (рис. 8).

На рис. 9 показана скорость радиационного выхолаживания для тех же моделей, которые представлены на рис. 8.

Из рис. 9 видно, что скорость радиационного выхолаживания, рассчитанная по моделям [102, 105], дает более низкие значения, чем прочие модели.

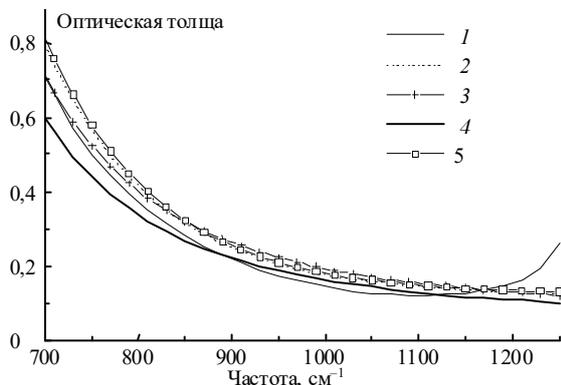


Рис. 8. Зависимость оптической толщины приземного слоя от волнового числа. Трасса 1 км, метеомодель – лето средних широт. Модели континуума: 1 – [102]; 2 – [103]; 3 – [104]; 4 – [105]; 5 – [106]

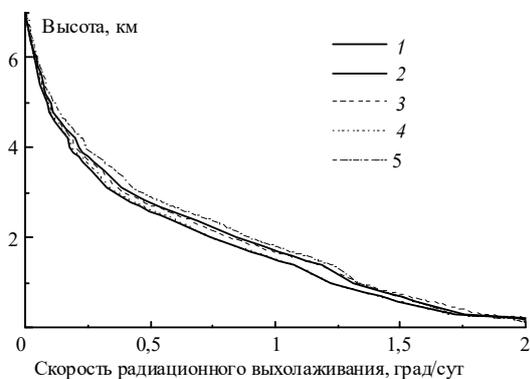


Рис. 9. Спектральная составляющая скорости радиационного выхолаживания атмосферы для условий лета средних широт (учитывался только спектральный интервал 8–12 мкм). Расчеты проведены для тех же моделей, что и на рис. 8

Было также проведено моделирование для нисходящих потоков, так как они наиболее чувствительны к континуальному поглощению. Сопоставление моделей [102, 105] для условий лета в средних широтах давало близкие результаты, тогда как расчеты по моделям [103, 104] были близки между собой, но примерно на  $4\text{--}5 \text{ Вт/м}^2$  для летних условий отличались от [105, 107]. Коррекция температурной зависимости континуума  $\text{H}_2\text{O}$ , предложенная в [106], не внесла ясности, так как расхождения увеличились еще больше. Основное отличие модели [106] от остальных обусловлено более сильной температурной зависимостью коэффициентов континуального поглощения.

Следует заметить, что корректные измерения коэффициентов континуального поглощения при пониженных температурах на сегодняшний день весьма проблематичны, так как их величина мала. По этой причине весьма важны сопоставления расчетных данных с натурными. Это было осуществлено в работе [107], где проводилось сравнение рассчитанных и экспериментально измеренных нисходящих потоков длинноволнового излучения, и позволило авторам сделать вывод, что модель CKD2-2, описанная в [99, 101], обеспечивает согласие между экспериментальными и расчетными данными со среднеквадратичной погрешностью на уровне  $2 \text{ Вт/м}^2$ . Если эту погрешность свя-

зать с неопределенностью в континуальном поглощении, то численные оценки дают погрешность в коэффициентах континуального поглощения при положительных температурах воздуха на уровне  $4\text{--}5\%$ . По-видимому, это наиболее реалистичная оценка на сегодняшний день. Аналогичные цифры даны в работе [103]. Следует заметить, что погрешность  $2 \text{ Вт/м}^2$ , о которой шла речь выше, характеризует среднеквадратическое отклонение, тогда как отдельные выбросы достигали величины  $\pm 5 \text{ Вт/м}^2$  [107], что не вселяет большого оптимизма. Кроме того, из гистограммы, приведенной в [107], видно, что погрешности не являются нормально распределенной величиной. Это говорит о наличии неучтенных факторов, которые, по нашему мнению, связаны, главным образом, с континуальным поглощением.

Результаты описанные выше, свидетельствуют, что погрешности параметров спектральных линий дают существенно меньший вклад в неопределенность расчета нисходящих потоков в сравнении с континуальным поглощением. Поэтому основной причиной погрешности расчета потоков является неопределенность в коэффициентах континуального поглощения и их температурной зависимости.

## 9. Сравнение моделей радиации

В рамках международной рабочей группы [6] проводилось сравнение моделей длинноволновой радиации атмосферы. В работе приняли участие 38 научных групп. Расчеты проводились как точным методом, так и с помощью различных приближенных моделей. Сравнение проводилось также между полинейными расчетами и измерениями.

Для проверки работоспособности радиационных моделей всем участникам международной группы было предложено выполнить моделирование радиационных характеристик для 55 различных сценариев состояния безоблачной атмосферы и 6 сценариев облачной атмосферы. В качестве эталонных данных использовались LBL расчеты, выполненные Фелсом и Шварцкопфом в геофизической лаборатории динамики жидкости (GFDL) [6].

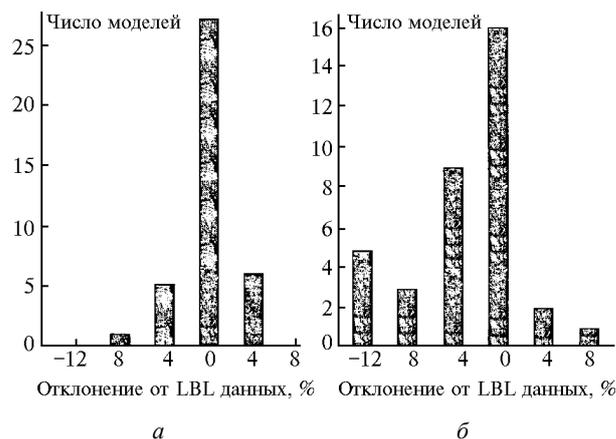


Рис. 10. Результаты сравнения. Модель атмосферы – лето средних широт ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ). Концентрация  $\text{CO}_2$  равна  $300 \text{ ppmV}$ ,  $F^{\downarrow}(\text{LBL}) = 342 \text{ Вт/м}^2$ : *a* – значения  $F^{\downarrow}$  на уровне поверхности; *b* – значения дивергенции потока  $\Delta F_{\text{net}}$  в тропосфере (0–13 км),  $\Delta F_{\text{net}}(\text{LBL}) = 193,7 \text{ Вт/м}^2$

Некоторые результаты сравнения радиационных моделей, заимствованные из [47], приведены на рис. 10, 11. На рис. 10, *a* показана гистограмма распределения откло-

нений от LBL данных нисходящего длинноволнового потока  $F^{\downarrow}$  на уровне поверхности Земли. В расчетах учитывались газы  $H_2O$ ,  $O_3$  и  $CO_2$ . Содержание  $CO_2$  принималось равным 300 ppmV. Из рис. 10 видно, что 27 из 39 моделей (69%) для этого сценария отклоняются от эталонных расчетов на  $\pm 2\%$ , остальные модели, кроме одной, укладываются в диапазоне  $\pm 6\%$ . Такое же согласие получено для  $\Delta F$  на уровне тропопаузы и для  $F^{\uparrow}$  – на верхней границе атмосферы.

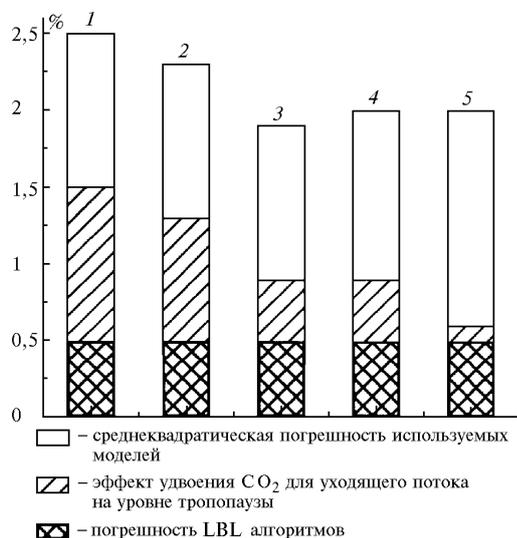


Рис. 11. Сравнение вычисленных отклонений потока уходящей длинноволновой радиации на уровне тропопаузы при удвоении концентрации  $CO_2$  с точностными характеристиками LBL алгоритмов и используемых моделей: 1 – тропики; 2 – лето средних широт; 3 – зима средних широт; 4 – лето полярных широт; 5 – зима полярных широт

Сравнение результатов расчета  $\Delta F_{net}$ , приведенное на рис. 10,б, показывает, что 16 из 36 моделей дают согласие с LBL данными в пределах  $\pm 2\%$ , 27 моделей – в пределах  $\pm 6\%$ , 31 модель укладывается в диапазон  $\pm 10\%$ . Пять моделей дают расхождение более 10%.

В работе [6] применялись различные способы тестирования моделей. В частности, проводилось сравнение моделей при исключении поглощения  $CO_2$  и континуума  $H_2O$ . В этом случае наблюдались большие расхождения между моделями. В целом, континуум и интерферирующие газы маскируют большие отклонения между моделями поглощения отдельных газов.

На рис. 11 показано сравнение точностных характеристик различных алгоритмов расчета потоков тепловой радиации на уровне тропопаузы с эффектом удвоения  $CO_2$  по данным работы [6]. Из рис. 11 видно, что среднеквадратический разброс рассчитанных потоков с помощью используемых моделей значительно превосходит эффект удвоения  $CO_2$ .

Подводя итоги сравнения радиационных моделей, в работе [6] было отмечено, что после улучшения процедуры интегрирования по высоте расхождение между узкополосными моделями и LBL данными составило около  $\pm 2\%$  для потоков на границах атмосферы,  $\pm 5\%$  для дивергенции потока в тропосфере и около 5% для изменения  $\Delta F$  на уровне тропопаузы при удвоении  $CO_2$ .

Результаты сопоставления различных моделей показали, что необходимо проведение атмосферных измерений нисходящих потоков с высоким спектральным разрешени-

ем. Результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных приведены в работе [107], в которой было отмечено, что уточнение модели континуального поглощения позволило добиться хорошего согласия между прямым расчетом и экспериментальными данными для нисходящих длинноволновых потоков (среднеквадратическое отклонение составило 2 Вт/м<sup>2</sup>, а максимальные выбросы достигали 5 Вт/м<sup>2</sup>). Это уже вполне приемлемая точность расчета потоков в климатических задачах. Сопоставление экспериментально измеренных спектров солнечной радиации, прошедшей атмосферу, с расчетными данными приведено в работе [108]. Измерения проводились в спектральном диапазоне 2000 – 10000 см<sup>-1</sup> со спектральным разрешением 0,6 см<sup>-1</sup>. Отклонение расчетных данных от экспериментальных не превышало 1 Вт/м<sup>2</sup>. Для зенитных углов Солнца  $\sim 30^\circ$  эта величина составляла примерно 0,3% от величины интегрального потока и возрастала примерно до 1% при больших углах –  $\sim 70^\circ$ . Этот эксперимент показал, что не наблюдается избыточного поглощения в коротковолновой части спектра для прямой солнечной радиации. Следует отметить, что предварительные оценки вклада слабых линий поглощения в ослабление коротковолнового излучения, сделанные в работе [109], не противоречат этим данным. Относительная величина расхождения между расчетом и экспериментальными данными в [108] с ростом зенитных углов Солнца (т.е. с ростом поглощающей массы) увеличивается.

Коротковолновый континуум определяется путем подгонки расчетных данных к экспериментальным. По этой причине поглощение слабыми линиями, которые отсутствуют в современных базах данных, относят к континуальному. Дальнейшее развитие работы, начатой в [109], возможно, приведет к уточнению модели селективного поглощения и пересмотру модели коротковолнового континуума.

В заключение следует отметить, что развитие метода  $k$ -распределения позволило решить проблему параметризации уравнения переноса излучения в поглощающих средах. Так, например, модели, описанные в работах [110, 111], обеспечивают прекрасное согласие с прямым методом счета (расхождения в интегральных по спектру потоках радиации не превышают 0,3%).

Авторы выражают искреннюю признательность академику В.Е. Зуеву и профессору Ю.С. Макушкину, своим первым научным руководителям, за многолетнюю поддержку научных исследований в области атмосферной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 98-05-03158.

1. Кондратьев К.Я. Радиационные факторы совершенных изменений глобального климата. Л.: Гидрометеиздат, 1986. С. 2.
2. Fourquart Y., Bonnel B. Intercomparing Shortwave Radiation Codes for Climate Studies // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. № D5. P. 8955–8968.
3. Neckel H., Labs D. The solar radiation between 3300 and 23500 Å // Solar Physics. 1984. V. 26. P. 205–258.
4. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
5. Liou K.N. Radiation and cloud processes in the atmosphere: Theory, Observation and modelling. New York; Oxford: Oxford university press, 1992. 486 p.
6. Ellingson R.G., Ellis J., Feis S. The intercomparison of radiation codes used in climate models: long wave results // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. ND5. P. 8929–8953.
7. Ку-Нан-Люу. Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 376 с.

8. Rothman L.S., Rinsland C.P., Goldman A., Massie S.T., Edwards D.P., Flaud J.-M., Perrin A., Camy-Peyret C., Dana V., Mandin J.-Y., Schroeder J., Mccann A., Gamache R.R., Wattson R.B., Yoshino K., Chance K.V., Jucks K.W., Brown L.R., Nemtchinov V., Varanasi P. The hitran molecular spectroscopic database and hawks (hitran atmospheric workstation): 1996 edition // Journ. Quant. Spectr. and Radiat. Transf. 1998. V. 60. № 6. P. 665–710.
9. Jacquinet-Husson N., Arie E., Ballard J., Barbe A., Bjoraker G., Bonnet B., Brown L.R., Camy-Peyret C., Champion J.P., Chedin A., Chursin A., Clerbaux C., Duxbury G., Flaud J.-M., Fournier N., Fayt A., Graner G., Gamache R., Goldman A., Golovko V., Guelachvili G., Hartmann J.M., Hilico J.C., Hillman J., Lefevre G., Lellouch E., Mikhailenko S.N., Naumenko O.V., Nemtchinov V., Newnham D.A., Nikitin A., Orphal J., Perrin A., Reuter D.C., Rinsland C.P., Rosenmann L., Rothman L.S., Scott N.A., Selby J., Sinitza L.N., Sirota J.M., Smith A.M., Smith K.M., Tuzarev V.G., Tipping R.H., Urban S., Varanasi P., Weber M. The 1997 spectroscopic GEISA databank // J. Quant. Spectr. and Radiat. Transf. 1999. V. 62. № 2. P. 205–254.
10. Розанов Е.В., Тимофеев Ю.М., Троценко А.Н. Сравнение приближенного и эталонного методов расчета характеристик радиационного теплообмена в атмосфере // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1990. Т. 26. № 6. 602–606.
11. Stephens G.L. The Parametrization of Radiation for Numerical Weather Prediction and Climate Models // Monthly weather review. 1984. V. 112. P. 826–867.
12. Киселева М.С., Непорент В.С., Федорова Е.О. Поглощение инфракрасной радиации при неразрешенной структуре спектра для наклонных путей в атмосфере (действие (H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub>)) // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1967. Т. 3. № 5. С. 640–649.
13. Киселева М.С. Определение влажности газовых примесей по инфракрасным спектрам поглощения. Закономерности поглощения инфракрасной радиации парами воды при неразрешенной структуре спектра // Оптика и спектроскопия. 1968. Т. 24. № 3. С. 401–407.
14. Гасилевич Е.С., Федорова Е.О., Киселева М.С., Гальцев А.П., Оситов В.М. О закономерностях поглощения инфракрасной радиации атмосферной углекислотой при больших оптических толщинах // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1978. Т. 14. С. 222–225.
15. Голубицкий В.М., Москаленко Н.И. Функции спектрального пропускания в полосах паров H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub> // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1968. Т. 4. № 3. С. 346–359.
16. Голубицкий В.М., Москаленко Н.И. Измерения спектрального поглощения CO<sub>2</sub> в условиях искусственной атмосферы // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1968. Т. 4. № 1. С. 85–89.
17. Филлипов В.Л., Козлов С.Д., Румянцева Н.А., Зуатдинова Н.М., Макаров А.С. Прозрачность атмосферы в диапазоне 1–14 мкм при высокой дальности видимости // Изв. вузов. Физика. 1984. Деп. в ВИНТИ. Рег. № 2483–84. 52 с.
18. McClatchey R.A., Fenn R.W., Selby J.E.A., Volz F.E., Garing J.S. Optical Properties of the Atmosphere // AFCRL-71-0279. ERP N 354. Bedford. Mass. 1971. 88 p.
19. Kneizys F.X., Shettle E.P., Gallery W.O., Chetwynd J.H., Abreu L.W., Selby J.E.A., Fenn R.W., McClatchey R.A. Atmospheric Transmittance / Radiance. Computer Code LOWTRAN 5 // AFGL-TR-80-0067. Hanscom. AFB. Mass. 1980. 233 p.
20. Kneizys F.X., Robertson D.S., Abreu L.W., Acharya P., Anderson G.P., Rothman L.S., Chetwynd J.H., Selby J.E.A., Shettle E.P., Gallery W.O., Berk A., Clough S.A., Bernstein L.S. The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model. Phillips Laboratory, Geophysics Directorate / Hanscom AFB, MA 01731-3010. 1996. P. 260.
21. Броунштейн А.М., Фролов А.Д. О методике расчета спектрального пропускания в ИК-окнах прозрачности атмосферы для приземных горизонтальных трасс // Труды ГГО. 1985. Вып. 496. С. 70–79.
22. The Infrared Handbook / Editor W.L. Wolf, G.J. Zissis, S. Chapter, A.J. La Rocca. Atmospheric Absorption. Washington, 1987. P. 5–1–5–132.
23. Edwards D.P. GENLN2. A general line-by-line atmospheric transmittance and radiance model. Version 3.0 // Description and user's guide: NCAR Technical Note. 1992. NCAR/TN-367+STR, Boulder. Colorado. 1992.
24. Feigelson E.M., Fomin B.A., Gorchakova I.A., Rozanov E.V., Timofeyev Yu.M., Troitsenko A.N., Schwarzkopf M.D. Calculation of longwave radiation fluxes in atmospheres // J. of Geophysical Research. 1991. V. 96. P. 8985–9001.
25. Clough S.A., Kneizys F.X., Rothman L.S., and Gallery W.O. Atmospheric spectral transmittance and radiance: FASCOD 1B // Proc. of SPIE. 1981. V. 227.
26. Мицель А.А., Руденко В.П. Пакет прикладных программ для расчета энергетических потерь оптического излучения в атмосфере LARA-1. Томск, 1988. 55 с. (Препринт / Изд. ТФ СО АН СССР. 57.)
27. Mitsel A.A., Firsov K.M. A fast line-by-line method // JQSRT. 1995. V. 54. № 3. P. 549–557.
28. Мицель А.А., Пташник И.В., Фирсов К.М., Фомин Б.А. Эффективный метод полинейного счета пропускания поглощающей атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 10. С. 1547–1548.
29. Fomin B.A. Effective line-by-line technique to compute radiation absorption in gases / Preprint IAE-5658/1. Moscow, Russian Research Center «Kurchatov Institute». 1993. 13 p.
30. Domoto G.A. Frequency integration for radiative transfer problem involving homogeneous non-grey gases: the inverse transmission function // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transf. 1974. V. 14. P. 935–942.
31. Wang W.S., Shi G.Yu. Total band absorptance and K-distribution function for atmospheric gases // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1988. V. 39. № 5. P. 387–397.
32. Lacis A.A., Oinas V. A description of the K-distribution methods for modelling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres // J. Geoph. Res. 1991. V. 96. No.D5. P. 9027–9063.
33. Творогов С.Д. Некоторые аспекты задачи о представлении функции пропускания в ряд экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 3. С. 315–326.
34. Firsov K.M., Mitsel A.A., Ponomarev Yu.N., Ptashnik I.V. Parametrization of transmittance for application in atmospheric Optics // J. Quant. Spectr. and Radiat. Transf. 1988. V. 59. Nos. 3–5. P. 203–213.
35. Wang W.S., Shi G.Yu. Total band absorptance and K-distribution function for atmospheric gases // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1988. V. 39. No.5 P. 387–397.
36. Goody R., West R., Chen L., Crisp D. The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1989. V. 42. No.6. P. 539–550.
37. Краснокутская Л.Д., Сушкевич Т.А. Аналитическое представление интегральной функции пропускания облаков // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. Т. 13. № 5. 1977. С. 505–515.
38. Дмитриев А.А., Абакумова Г.М. Аппроксимация коэффициента пропускания комбинациями  $D_m(x, \alpha_1, \dots, \alpha_m)$  показательных функций  $e^{\alpha_m x}$  // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1970. Т. 4. № 1. С. 102–103.
39. Дмитриев А.А. Ортогональные экспоненциальные функции в гидрометеорологии. Л.: Гидрометеоиздат, 1973. 120 с.
40. Смирнов А.Б., Фирсов К.М. Представление функций пропускания рядом экспонент // Оптика атмосферы и океана. 1995. № 8. С. 1248–1252.
41. Творогов С.Д. Применение рядов Дирихле в атмосферной спектроскопии // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 4–5. С. 403–412.
42. Творогов С.Д. Применение рядов экспонент для интегрирования уравнения переноса излучения по частоте // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 9. С. 763–766.
43. Мицель А.А., Фирсов К.М. Быстрые методы расчета функций поглощения // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 11. С. 1221–1227.
44. Мицель А.А., Руденко В.П., Фирсов К.М. Приближенные методы расчета функций поглощения перекрывающихся линий // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 45–50.
45. Tiwari S.N. Models for infrared atmospheric radiation // Adv. Geophys. 1978. V. 20.
46. Robertson D.S., Bernstein L.S., Haines R. et al. 5 cm<sup>-1</sup> band model option to Lowtran 5 // Appl. Opt. 1981. V. 20. № 18. P. 3218–3226.

47. *Godman A.* Statistical band model parameters for long part atmospheric ozone in 9–10  $\mu\text{m}$  region // *Appl. Opt.* 1970. V. 9. № 11. P. 2600–2604.
48. *Godman A., Kyle T.G., Bonomo F.S.* Statistical band model parameters and integrated intensities for the 5.9, 7.5 and 11.3  $\mu\text{m}$  bands of  $\text{HNO}_3$  vapour // *Appl. Opt.* 1971. V. 10. № 1. P. 65–73.
49. *Тимофеев Ю.М., Хойнингген-Хюне, Штенкух Д.* Методика учета поглощения водяного пара в спектральной области 0,7–1,1  $\mu\text{m}$  // *Проблемы физики атмосферы.* Л.: Изд-во ЛГУ, 1982. С. 69–73.
50. *Осинов В.М.* Быстрый метод расчета спектральных функций пропускания для неоднородных атмосферных трасс // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО.* 1987. Т. 23. № 2. С. 140–147.
51. *Зуев В.Е., Творогов С.Д.* Некоторые замечания о моделях спектров поглощения // *Изв. вузов. Сер. Физика.* 1966. № 4. С. 25–30.
52. *Marshall B.T., Gordley L.L., and Chu D.A.* BANDPAK: Algorithms for modeling broadband transmission and radiance // *JQSRT.* 1994. № 5. P. 581–599.
53. *Гуди Р.* Атмосферная радиация. М.: Мир, 1966. 417 с.
54. *Зуев В.Е.* Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
55. *Elsasser W.M.* Mean Absorption and Equivalent Absorption of a Band Spectrum // *Phys. Rev.* 1938. V. 54. P. 126.
56. *Goody R.M.* A statistical model for water-vapour absorption // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1952. V. 78. P. 165–169.
57. *Mayer H.* Methods of Opacity Calculations. Effect of Lines on Opacity, Methods for Treating Line Contributions / Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, CA. Rep. N AEC-D-1870. 1947.
58. *Plass G.N.* Models for spectral band absorption // *J. Opt. Soc. Am.* 1958. V. 48. P. 690–703.
59. *Malkmus W.* Random Lorentz Band with Exponential – Tailed  $S^{-1}$  Line – Intensity Distribution Function // *J. Opt. Soc. Am.* 1967. V. 57. № 3. P. 323–329.
60. *Зуев В.Е., Творогов С.Д.* Некоторые замечания о моделях спектров поглощения // *Изв. вузов. Сер. Физика.* 1966. № 4. С. 25–30.
61. *Burch D.E., Howard J.N., and Williams D.* Infrared transmission in synthetic atmospheres: Absorption laws for overlapping bands // *J. Opt. Soc. Am.* 1956. № 46. P. 452–455.
62. *Hoover G.M., Hathaway C.E., Williams D.* Infrared Absorption of overlapping bands of atmospheric gases // *Appl. Opt.* 1967. N 6. P. 481–487.
63. *Tubbs L.D., Hathaway C.E., and Williams D.* Further studies of overlapping bands of atmospheric gases // *Appl. Opt.* 1967. N 6. P. 1422–1423.
64. *Curtis A.R.* Discussion of a statistical model for water-vapour absorption by Goody R.M. // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 1952. V. 78. P. 638.
65. *Godson W.L.* The evaluation of infrared radiative fluxes due to atmospheric water vapour // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1953. V. 79. P. 367.
66. *Зуев В.Е., Творогов С.Д.* О работе функций поглощения для неоднородных трасс // *Изв. вузов. Сер. Физика.* 1965. № 6. С. 84–86.
67. *Кондратьев К.Я., Тимофеев Ю.М.* Прямые методы расчета функций пропускания атмосферных газов // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО.* 1967. Т. 3. № 2. С. 198–206.
68. *Drayson S.R.* Atmospheric transmission in the  $\text{CO}_2$  bands between 12  $\mu$  and 18  $\mu$  // *Appl. Opt.* 1967. V. 5. P. 385–391.
69. *Покровский А.Г.* Методика расчета спектрального пропускания ИК-радиации в атмосфере // *Проблемы физики атмосферы.* Л.: Изд-во ЛГУ, 1967. № 7. С. 85–110.
70. *Report on the ITRA, International Radiation Commission Working Group on Remote Sensing / Ed. by A. Chedin, H. Fisher, K. Kunzi, D. Spauck, N.A. Scott.* University of Maryland, 1988.
71. *Афонин С.В., Гендрин А.Г.* Информационно-программное обеспечение задач атмосферной оптики / Под ред. Г.М. Крекова. Новосибирск: Наука, 1988. С. 38–65.
72. *Valdar O.* A new method for the rapid calculation of infrared transmittances of atmospheric gases // *JQSRT.* 1981. V. 26. № 4. P. 381–384.
73. *Valdar O.* Rapid transmittance integration using line blending and straight line fit to line shapes // *JQSRT.* 1983. V. 29. № 5. P. 407–411.
74. *Rothman L.S., Gamache R.R., Tipping R.H., Rinsland C.P., Smith M.A., Benner D.C., Devi V.M., Flaud J.M., Camy-Peyret C., Perrin A., Goldman A., Massie S.T., Brown L.R. and Toth R.A.* The HITRAN Molecular database: Editions of 1991 and 1992 // *JQSRT.* 1992. V. 48. P. 469–507.
75. *Smith H.J.P., Dube D.J., Gardner M.E., Clough S.A., Kneizys F.X. and Rothman L.S.* FASCOD – Fast Atmospheric Signature Code (Spectral Transmittance and Radiance) / Rep. AFGL-TR-78-0081. Air Force Geophys. Lab.: Hanscom. Mass. USA. 1978.
76. *Фирсов К.М., Мицель А.А., Науменко О.В., Чеснокова Т.Ю.* Влияние погрешностей параметризации и спектроскопической информации на точность расчета уходящей тепловой радиации в каналах радиометра HIRS // *Оптика атмосферы и океана.* 1998. Т. 11. № 10. С. 1079–1090.
77. *Fourquart Y., Bonnel B.* Intercomparing Shortwave Radiation Codes for Climat Studies // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. № D5. P. 8955–8968.
78. *Arking A., Grossman K.* The influence of line shape and band structure on temperatures in planetary atmospheres // *J. Atmosph. Sci.* 1972. V. 29. P. 937–949.
79. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973. 831 с.
80. *Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М.* Численные методы. М.: Наука, 1977. 598 с.
81. *Хемминг Р.В.* Численные методы для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1972. 400 с.
82. *Лаврентьев М.А., Шабаб Б.В.* Методы теории функций комплексного переменного. М.: ГИФМЛ, 1968. 677 с.
83. *Tjemkes S.A., Holmiund K., Schmetz J.* Proceedings of the International Radiation Symposium, IRS'96: Current Problems in Atmospheric Radiation, Fairbanks, Alaska. 19–24 August 1996. A. DEEPAC Publishing 1997 A Division of Science and Technology Corporation Hampton, Virginia, USA. P. 463–467.
84. *Pierluissi J., Tomiyama K.* Numerical methods for the generation of empirical and analytical transmittance functions with applications to atmospheric trace gases // *Appl. Opt.* 1980. V. 19. № 14. P. 2298–2309.
85. *Chou M.-D., Arking A.* Computation of Infrared Cooling Rates in the Water Vapor Bands // *J. of the atmosph. scienc.* 1980. V. 37. № 4. P. 855–867.
86. *Riviere Ph., Soufani A., Taine J.* Correlated-k and fictitious gas methods for  $\text{H}_2\text{O}$  near 2,7  $\mu\text{m}$  // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 1992. V. 48. № 2. P. 187–203.
87. *Березин И.С., Жидков Н.П.* Методы вычислений. Т. 1. М.: Наука, 1959. 421 с.
88. *Леонтьев А.Ф.* Ряды экспонент. М.: Наука, 1976. 536 с.
89. *Бабенко К.И.* Основы численного анализа. М.: Наука, 1986. 744 с.
90. *Колмогоров А.Н., Фомин С.В.* Элементы теории функций и функционального анализа. М.: Наука, 1976. 542 с.
91. *Fomin B.A., Romanov S.V., Rublev A.N., Trotsenko A.N.* line by iline benchmark calculations of solar radiation transfer parameters in a scattering atmosphere (Препринт/ИАЭ. ИАТ 5525.1). М., 1992. 26 с.
92. *Фомин Б.А., Романов С.В., Троценко А.Н.* Эталонные расчеты характеристик переноса солнечного излучения в чистой безоблачной атмосфере на основе метода прямого моделирования // *Изв. РАН. Сер. ФАО.* 1993. Т. 29. № 1. С. 57–66.
93. *Несмелова Л.И., Родимова О.Б., Творогов С.Д.* К вопросу об уточнении интегрирования по частоте при вычислении радиационных характеристик // *Оптика атмосферы и океана.* 1999. Т. 12. № 9. С. 832–834.
94. *Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Стандартные методы расчета / Под ред. Ж. Ленобль.* Л.: Гидрометеоздат, 1990. 262 с.
95. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / Под ред. Г.И. Марчука.* Новосибирск: Наука, 1976. 285 с.
96. *Соболь И.М.* Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973. 311 с.
97. *Несмелова Л.И., Творогов С.Д., Фомин В.В.* Спектроскопия крыльев линий. Новосибирск: Наука, 1972. 141 с.
98. *Несмелова Л.И., Родимова О.Б., Творогов С.Д.* Контур спектральной линии и межмолекулярное взаимодействие. Новосибирск: Наука, 1986. 213 с.
99. *Vogelman A.M., Ramanathan V., Conant W.C., Hunter W.E.* Observational constraints on non-Lorentzian continuum effects in

- the near-infrared solar spectrum using ARM arese data // J. Quant. Spectrosc Radiat. Transfer. 1999. V. 60. № 2. P. 231–246.
100. Агеев Б.Г., Ионин А.А., Мицель А.А., Несмелова Л.И., Пономарев Ю.Н., Руденко В.П., Сажина Н.Н., Сапожникова В.А., Серегин А.М., Синецын Д.В., Творогов С.Д., Терлецкая С.В. Исследование коэффициентов поглощения атмосферных газов на длинах волн генерации СО-лазера. Томск, 1989. 42 с. (Препринт / ИОА АН СССР, №65.)
  101. Mlawer E.J., Clough S.A., Brown P.D., Tobin D.S. Collision-induced effects and the water vapor continuum // Proceedings of the Eighth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, Tuscon, Arisona (1998). P. 503–511.
  102. Clough S., Kneizis F., and Davies R. Line Shape and the Water Vapor Continuum // *Atm. Research*. 1989. № 23. P. 229–241.
  103. Арефьев В.Н. Молекулярное поглощение водяным паром излучения в окне относительной прозрачности атмосферы 8–13 мкм // *Оптика атмосферы*. 1989. Т. 2. № 10. С. 1034–1054.
  104. Robert J., Selby L. Biberman. Infrared Continuum Absorption by Atmospheric Water Vapor in the 8–12- $\mu\text{m}$  Window // *Appl. Opt.* 1976. V. 15. № 9. P. 2085–2090.
  105. Schelkanov N.N., Pkhalagov Yu.A., Yzhegov V.N. Field investigation of Water Vapor Continual Absorption in the 10,6  $\mu\text{m}$  Region // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 1992. V. 5. №7. P. 681–687.
  106. Barton I. Infrared Continuum Vater Vapor Absorption Coefficient Derived from Sattelite Date // *Appl. Opt.* 1991. V. 30. № 21. С. 2929–2934.
  107. Ellington R.G. The state of the ARM-IRF Accomplishments trough 1997 // Proceedings of the Eighth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, Tuscon, Arisona. 1998. P. 245–248.
  108. Brown P.D., Ciough S.A., Mlawer E.J., Shippert T.R., Murcraу F.J. High resolution validation in the Shortwave: ASTI/LBLRTM QME // Proceedings of the Eighth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, Tuscon, Arisona. 1998. P. 101–108.
  109. Быков А.Д., Воронин В.А., Науменко О.В., Синеца Л.Н., Фирсов К.М., Чеснокова Т.Ю. Вклад слабых линий поглощения водяного пара в ослабление коротковолнового излучения // *Оптика атмосферы и океана*. 1998. Т. 12. № 9. С. 787–789.
  110. Iacono M.J., Mlawer E.J., Ciough S.A., Morcrette J.J. Effects of validation longwave radiation model, RRTM, on GCM Simulations // Proceedings of the Eighth Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Science Team Meeting, Tuscon, Arisona. 1998. P. 343–347.
  111. Фирсов К.М., Чеснокова Т.Ю. Влияние вариаций концентрации  $\text{CH}_4$  и  $\text{N}_2\text{O}$  на потоки длинноволновой радиации в атмосфере Земли // *Оптика атмосферы и океана*. 1998. Т. 12. № 9. С. 790–795.
  112. Пташник И.В. Математическое моделирование оптического абсорбционного зондирования газового состава атмосферы: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1996.

**A.A. Mitsel, K.M. Firsov. Development of models of molecular absorption for the problems of radiation transfer in the atmosphere.**

The methods of selective gas absorption in the problems of atmospheric radiation transfer are reviewed with due regard for recent achievements in this sphere. Particular attention is payed to representation of absorption functions as exponential series, which provide high calculational accuracy and are efficient when accounting for multiple scattering.