

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЛОЖНОГО РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА**Н.И. МОСКАЛЕНКО, Л.В. РОДИОНОВ, М.С. ХАМИДУЛЛИНА, И.А. АФАНАСЬЕВ****Казанский государственный энергетический университет**

Рассматривается применение численного моделирования тонкой структуры спектров поглощения и излучения в задачах сложного радиационного теплообмена, когда структурные характеристики среды и граничные условия отличаются сильными неоднородностями по температуре, химическому составу и распределению источников излучения. Воздействия на сам характер радиационного теплообмена и тренды вариации температуры со временем определяются эффектами острой селекции спектров и для своего моделирования требуют знания параметров спектральных линий: интенсивности, полуширины, положения центров, контуры. По сравнению с применением приближенных методов расчетов функций спектрального пропускания численное моделирование позволяет выявить эффекты просветления среды или усиление ею поглощения спектрального излучения в зависимости от температурного поля. Отмечается эффект влияния температурного смещения центров спектральных линий на радиационный теплообмен в высокотемпературных средах. Основное внимание уделяется изучению функции спектрального пропускания как основной характеристики, определяющей радиационный теплообмен.

Ключевые слова: радиационный теплообмен, равновесное и неравновесное излучение, тонкая структура спектров, радиационное выхолаживание, параметры спектральных линий.

Введение

Настоящая работа направлена на разработку и применение метода численного моделирования (МЧМ) в задачах сложного радиационного теплообмена в системах с высокой неоднородностью структурных характеристик среды распространения излучения, пространственного распределения источников излучения, граничных условий при решении уравнения переноса излучения. В этом случае проявление эффектов острой селекции спектров поглощения и излучения особенно значительны, и для их выявления возникает необходимость сначала решать уравнение переноса излучения в монохроматическом приближении и далее проводить интегрирование полученных решений по спектру волновых чисел для получения представляющих практический интерес решений в интегральной форме. Значимость учета острой селекции спектра внутренних источников излучения самой среды была показана в работах [1-4] при рассмотрении переноса излучения следов аэроносителей и факелов ракет в атмосфере.

Отметим, что эффекты острой селекции спектров излучения необходимо учитывать как в средах с равновесными, так и неравновесными источниками излучения. В задачах атмосферной оптики перспективно применение МЧМ для получения функций спектрального пропускания (ФСП) на длинных трассах в планетарных атмосферах и при расчетах спектров излучения естественных фонов Земли и атмосферы в присутствии дисперсной фазы [5, 6], когда вероятность выживания кванта в двухфазной поглощающей и рассеивающей среде также обладает

острой селекцией. Усиление поглощения атмосферой излучения лесных и техногенных пожаров важно учитывать при моделировании временных трендов изменения климата, так как усиление поглощения излучения атмосферой приводит к росту температуры, особенно пограничных к подстилающей поверхности слоёв.

Применение МЧМ перспективно для решения задач дистанционной диагностики структурных характеристик высокотемпературных сред и для определения ингредиентного состава продуктов сгорания методом тонкоструктурной спектроскопии [7, 8]. Радиационный теплообмен в атмосфере под воздействием быстро протекающих процессов ядерных взрывов должен выполняться с учетом протекающих неравновесных процессов формирования излучения и его временных вариаций.

С целью решения задач переноса селективного излучения нагретых газов, образующихся при сгорании топлива в теплоэнергетических установках, массив параметров спектральных линий поглощения (ПСЛП) готовился с учетом возможных приложений к решению задач переноса излучения в высокотемпературных средах. Ниже дадим характеристику использованных массивов ПСЛП.

Для наиболее важного компонента водяного пара использованы массивы центров и интенсивностей спектральных линий, вычисленные с учетом влияния взаимодействия колебательных и вращательных движений молекул и резонансных эффектов [10, 11]. Полуширины спектральных линий вычислены в лаборатории для температур 200, 300, 800, 1500, 3000 К для столкновений молекул H_2O-N_2 и H_2O-H_2O по методикам [9]. Для углекислого газа подготовлен массив 200 тысяч спектральных линий [12] с учетом влияния взаимодействия Кориолиса, Ферми резонанса, центробежного взаимодействия на центры и интенсивности линий. Полуширины линий взяты на основе данных измерений для столкновений молекул CO_2-CO_2 и CO_2-N_2 [12, 13].

Для CO , NO , HCl включены параметры спектральных линий в окрестности основных полос и первого обертона. При этом учтены линии переходов с первых десяти возбужденных колебательных состояний. Интенсивности линий CO и NO вычислены в приближении жесткого волчка, так как взаимодействием колебательных и вращательных движений в этих молекулах можно пренебречь. Интенсивности горячих колебательно-вращательных полос вычислены в приближении гармонического осциллятора [4]. Для молекул HCl^{35} , HCl^{37} и HF при вычислении интенсивностей линий учтено влияние колебательно-вращательных взаимодействий. Зависимости полуширин линий NO , CO , HCl , HF , O_2 от вращательного квантового числа взяты по экспериментальным данным.

Параметры линий озона заимствованы из работы [11], а параметры линий NH_3 основываются на исследованиях [5]. Для CH_4 экспериментальные данные по центрам линий с учетом тонким расщеплений взяты по данным [10], в то время как интенсивности линий вычислены в приближении жесткого волчка. Полуширины линий NH_3 и CH_4 взяты по данным лабораторных измерений [8]. В [10] банк входных данных дополнен параметрами линий C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , SO_2 , N_2O .

Расчет функций спектрального пропускания (ФСП)

Сведения о ФСП необходимы при решении любой задачи переноса излучения в поглощающей атмосфере. ФСП для неоднородной по давлению и температуре атмосферы можно рассчитать по формуле

$$\tau_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta} d\nu \tau_{\nu} [P_i(\bar{L}), T(\bar{L}), \bar{L}], \quad (1)$$

где τ_{ν} – ФСП для монохроматического излучения:

$$\tau_v [P_j(\bar{L}), T(\bar{L}), \bar{L}] = \exp \left[- \left\{ \int_{\bar{L}} d\bar{L} \sum_{ij} S_{ij} \left\{ T(\bar{L}), b_{ij} [P_j(\bar{L}), T(\bar{L}), v_{ij}, v] \right\} \rho_j(\bar{L}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_{\bar{L}} d\bar{L} \sum_j k_{v_j}^u [P_j(\bar{L}), T(\bar{L})] \right\} \right]. \quad (2)$$

В формулах (1-2) v – волновое число; Δ – ширина спектрального интервала; \bar{L} – геометрический путь в среде; T – температура; P_j и ρ_j – парциальное давление и концентрация j -го компонента; $k_{v_j}^u$ – спектральные коэффициенты поглощения, обусловленные влиянием межмолекулярного взаимодействия в среде; S_{ij} , b_{ij} , v_{ij} – интенсивность, контур и центр i -й линии j -го компонента. ПСЛП и коэффициенты $k_{v_j}^u$ зависят от температуры, полного давления и химического состава среды распространения излучения.

Для контура спектральных линий b_{ij} использованы несколько модификаций его формы. Для лоренцевской формы в газовой смеси

$$b_{ij} = \frac{\sum_{k=1}^N a_{ijk}(T)P_k}{(v - v_{ij})^2 + \left(\sum_{k=1}^N a_{ijk}(T)P_k \right)^2}, \quad (3)$$

где $a_{ijk}(T)$ – полуширина СЛП для случая столкновения молекул j - k . Суммирование выполняется по числу компонентов газовой среды N .

Известно, что лоренцевский контур для линии выполняется только вблизи её центра. Этот факт подтвержден экспериментально для CO_2 , CO , N_2O . Поэтому в программах расчета была предусмотрена процедура вычисления коэффициентов поглощения с эмпирической формой контура [5]:

$$\left\{ \begin{array}{l} b_{ij}(v) = b_{ij}(v) b'_{ij}(v), \\ b'_{ij}(v) = (v - v_{ij})^{-\chi_{ij}} \exp \left[-a_{ij} |v - v_{ij}| - d_{ij} \right]^{c_{ij}}, \end{array} \right. \quad (4)$$

где χ_{ij} , a_{ij} , d_{ij} , c_{ij} – экспериментально определенные параметры.

Соотношение (4) необходимо использовать при вычислениях ФСП CO_2 . Для расчета ФСП при давлениях $P < 0,1$ атм использован контур Фойгта для линии с его аналитическими аппроксимациями и поправкой (4) для крыльев линий.

Полуширины СЛП для столкновений молекул H_2O - N_2 вычисляются путем интерполяций по значениям полуширин α_i при фиксированных температурах. Для других компонентов принята температурная зависимость:

$$\alpha_i(T) = \alpha_i(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n_1}, \quad (5)$$

где T_0 – температура исходных полуширин $n1=0,5$ для столкновений поглощающих излучение молекул с N_2 , O_2 , H_2 , и $n1=0,7$ – для столкновений оптически активных молекул (CO_2 - CO_2 , CO_2 - H_2O , HCl - CO_2 и т.д.).

Температурная зависимость интенсивностей СЛП вычисляется по формуле

$$S_{ij}(T) = S_{ij}(T_0) \frac{Q_{vj}(T_0)Q_{rj}(T_0)}{Q_{vj}(T)Q_{rj}(T)} \exp \left[\frac{E_{ij}''}{kT} \cdot \frac{(T - T_0)}{T_0 T} \right], \quad (6)$$

где Q_{rj} , Q_{vj} – вращательная и колебательная статистические суммы для j -компонента; E_{ij}'' – энергия нижнего состояния, переходом с которого обусловлена линия; k – постоянная Больцмана. Для невысоких температур, реализующихся в атмосферах,

$$\frac{Q_{rj}(T_0)}{Q_{rj}(T)} = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{n2}, \quad (7)$$

где $n2=1$ для CO_2 , NO_2 , CO , NO , HCl , HF , O_2 ; $n2=1,5$ для H_2O , O_3 , CH_4 , NH_3 , SO_2 , NO_2 .

Температурная зависимость коэффициентов ИДП аппроксимируется формулой

$$k_{vj}^u(T) = k_{vj}^u(T_0) \exp \left[-a_{jv} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \right], \quad (8)$$

где спектральный коэффициент a_{jv} зависит от волнового числа и газового компонента.

ФСП для произвольной нормированной аппаратной функции $\delta(v - v')$ определяется по формуле

$$\tau_{\delta v} = \int_{\delta} dv' \tau_v \delta(v - v'), \quad (9)$$

где интегрирование распространено на область волновых чисел δ , в пределах которых аппаратная функция отлична от нуля. Аппаратная функция $\delta(v - v')$ вводится в ЭВМ в численной форме.

Кроме этого, в программе вычисления $\tau_{\Delta v, \delta v}$ предусмотрена возможность двумерной интерполяции коэффициентов поглощения:

$$k_{vj} = \sum_{i=1}^{N_j} S_{ij}(T(\bar{L})) b_{ij} \left[P_j(\bar{L}), T(\bar{L}), v_{ij}, v \right], \quad (10)$$

в зависимости от температуры и давления P_j в среде. Последнее позволяет выбирать элемент интегрирования $d\bar{L}$ с более мелким разбиением по сравнению с опорными значениями k_{vj} .

Схема расчетов коэффициентов поглощения (КП)

Перед выполнением расчетов КП проводится пересчет интенсивностей линий на интересующую температуру T , и массив параметров СЛП подвергается фильтрации с целью сокращения числа линий и времени вычисления ФСП. Фильтрация выполняется по соотношению в интенсивностях линий относительно наиболее сильной линии поглощения в узких интервалах спектра $\Delta v = 5-10 \text{ см}^{-1}$. Размерность использованного массива линий зависит от температуры и давления смеси газов.

Вычисление ФСП методом прямого расчета на ЭВМ очень трудоемко, особенно для неоднородных по температуре и давлению трасс, поэтому важно реализовать экономичную программу вычислений КП. Перед выполнением расчета КП для

j -го компонента заготавливаются величины $A_{\delta_K'} = \sum_{i=1}^{N_{\delta_K'}} S_{ij} \alpha_{ij}$ и $A_{\delta_K''} = \sum_{i=1}^{N_{\delta_K''}} S_{ij} \alpha_{ij}$ в участках шириной δ' и δ'' . КП вычисляются одновременно в зонах шириной 50 см⁻¹.

В настоящей работе реализована следующая схема вычислений КП. Выбранная точка спектра, в которой вычисляются КП, окружается окрестностью $2\delta'$, в пределах которой вклад СЛП в КП вычисляется точно. Для всех других СЛП их вклад k'_{vj} в k_{vj} учитывается приближенно. При этом k'_{vj} в равностоящих на $\delta''/2$ точках вычисляются по формуле:

$$k'_{vj} = \sum_{i=1}^{N_{t'\delta'+t''\delta''}} \frac{S_{ij} \alpha_{ij}}{D_{ij}} + \sum_{i=1}^{N_{\delta'-2t''k-1}} \frac{A_{\delta_{kj}'}}{D_{\delta_k'}} + \sum_{i=1}^{N_{\delta''-2t''}} \frac{A_{\delta_{kj}''}}{D_{\delta_k''}}, \quad (11)$$

где $N_{t'\delta'+t''\delta''}$ – число линий вне интервала $2\delta''$, окруженного окрестностью $t''\delta''$; $N_{\delta'}, N_{\delta''}$ – число спектральных интервалов шириной δ' и δ'' , соответственно, δ'' кратно δ' , $t''\delta''$ кратно δ'' .

$$D_{\delta_K'} = (v - v_{\delta_K'})^2 b'_j(v - v_{\delta_K'}), \quad D_{\delta_K''} = (v - v_{\delta_K''})^2 b'_j(v - v_{\delta_K''}),$$

$$D_{ij} = (v - v_{ij})^2 b_{ij}(v - v_{ij}), \quad (12)$$

где $v_{\delta_K'}$ и $v_{\delta_K''}$ – центры спектральных интервалов δ'_k, δ''_k . При вычислении k'_{vj} во всех других точках спектра используется интерполяционная процедура.

МЧМ переноса излучения в структурно неоднородных средах использует интегрально-дифференциальные решения [5, 6, 8, 13, 15, 17] в алгоритмах ФСП, в которых интенсивности излучения вычисляются в монохроматическом приближении и далее интегрируются по спектру волнового числа для получения решения в интегральной форме. ФСП, полученные МЧМ тонкой структуры спектра, могут использоваться для обоснования приближенных методов расчета ФСП и их параметризации. Алгоритмы решения уравнения переноса излучения разработаны как для равновесных, так и неравновесных процессов излучения, для локально термодинамически равновесных состояний среды и для нестационарных состояний, когда структурные характеристики среды испытывают временные вариации. В связи с огромным объемом вычислений при решении задач переноса излучения в структурно неоднородных средах с применением МЧМ целесообразно полученные решения представлять в виде «плавающих библиотек» по сетке варьируемых характеристик (например, вероятности выживания кванта, температуре, давлению), с тем чтобы при интегрировании по спектру волновых чисел выбирать уже готовые решения из базы «плавающих библиотек» путём применения интерполяционных процедур по сетке готовых решений. Применение такой процедуры позволяет многократно сократить затраты машинного времени на выполнение расчетов при решении задач сложного радиационного теплообмена МЧМ [1, 3, 5, 8, 13], в метеорологии, климатологии, энергетике, военной технике, при прогнозировании сильных антропогенных и природных воздействий на окружающую среду.

Эффекты острой селекции спектров излучения и поглощения излучения в структурно неоднородных средах

Проявление эффектов острой селекции спектров излучения и поглощения излучения, в зависимости от структуры источников селективного излучения и среды распространения излучения, может отличаться достаточно широким многообразием от эффектов усиления поглощения излучения средой до просветления среды распространения селективного излучения.

Развитие авиационной и ракетной техники, космических аппаратов и систем мониторинга земной атмосферы и подстилающей поверхности, систем поражения объектов военной техники и их защиты от средств поражения вероятного противника (например, создание ложных целей и дымовых завес), лесные и техногенные пожары, объекты энергетики требуют изучения проявления эффектов селективности излучения на его перенос в структурно-неоднородных (гетерогенных) средах и радиационный теплообмен с одновременным учётом эффектов диссоциации и рекомбинации молекул и атомов продуктов сгорания топлив. В быстротекающих процессах экзотермических реакций необходим учет неравновесности излучения, приводящего к зависимости электронной, колебательной и вращательной температуры спектров излучения от состояния среды. Влияние неравновесных процессов излучения снижается с повышением давления среды и усиливается при выходе из сопла двигателя ракетносителя в связи догоранием топлива. Температура продуктов сгорания в камере сгорания ракетных двигателей может достигнуть 4500 К, а температура ядра факела ракетносителя в атмосфере – 2500 К. Снижение температуры в факеле обусловлено расширением объёма на срезе сопла. В факеле может происходить процесс догорания топлива, что приводит к повышению температуры факела по мере удаления сечения факела от среза сопла ракетносителя (см. рис. 2, кривые 1-5) до максимальной температуры на его оси.

В высокотемпературных средах особенно важно выбрать оптимальную схему выполнения расчета спектральной яркости селективных источников излучения. Пространственная структура излучателя выбрана в полярной системе координат, когда ось ракетносителя задаётся относительно уровня горизонта, а поле температуры и ингредиентный состав продуктов сгорания представляется в виде вложенных в пограничный объём селективного источника излучения изотермических поверхностей постоянной температуры с определенной сеткой по объему. Расчеты монохроматических коэффициентов поглощения выполняются на изотермических поверхностях источника излучения и представляются в виде плавающей библиотеки в оперативной памяти компьютера в участках спектра $\Delta\nu=50 \text{ см}^{-1}$. Спектральная яркость излучения вычисляется одновременно по всем направлениям наблюдения селективного излучателя, в котором элементы интегрирования dL по оптическому пути L зависят от направления наблюдения (рис.1). При расчетах скорости радиационного выхолаживания телесный угол наблюдения источника излучения зависит от расстояния до источника излучения и зенитного и азимутального углов наблюдения. Геометрическая схема расчета спектральной яркости струи в атмосфере при различных направлениях наблюдения показана на рис.1, где $TETFIX$ – диапазон углов наблюдения.

Ось z направлена по срезу сопла, ось Y – по оси ракетносителя; $C_1... C_7, G_1... G_7, A_1... A_7, B_1... B_7$ – различные направления и расстояния L до ракетносителя. A^1-A^2 – диапазон зенитных углов сканирования; A_1-A_4 – сечение, перпендикулярное оси ракетносителя; A_1-A_3 – сечение под углом к оси ракетносителя.

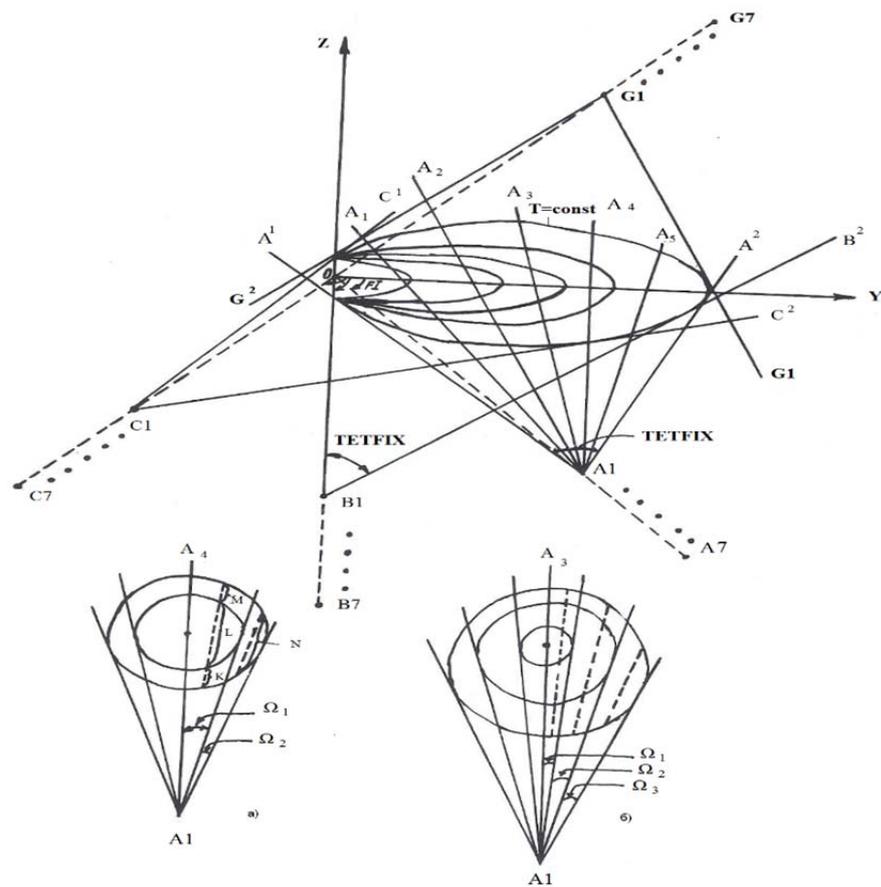


Рис.1. Геометрическая схема расчета спектральной яркости струи в атмосфере при различных направлениях наблюдения

Из рис.1 видно, что элементарные длины пути dL зависят от направления наблюдения, зенитного и азимутального углов сканирования селективного излучателя. Для вычисления скорости радиационного нагрева атмосферы необходимо выполнить расчет интегрального потока излучения в пределах телесного угла $TETFIX$, который зависит от расстояния L до среза сопла в атмосфере и направления наблюдения. Для радиационных систем пеленгации и наблюдения регистрируемый сигнал определяется полем зрения их оптической системы $\Delta\Omega$. Поток излучения в атмосфере $F(\Delta\Omega\bar{L})$ можно выразить через ФСП $\tau_C(\bar{L})$ атмосферы и поток излучения $F(\Delta\Omega)$ на внешней границе источника селективного излучения, так что $F(\Delta\Omega\bar{L}) = F(\Delta\Omega) \cdot \tau_C(\bar{L})$, где $\tau_C(\bar{L}) = \tau_H(\bar{L}) \cdot \eta(\bar{L})$, $\eta(\bar{L})$ – коэффициент селективности, $\tau_H(\bar{L})$ – ФСП для неселективного источника излучения, $\eta(\bar{L}) = \tau_C(\bar{L}) / \tau_H(\bar{L})$.

На рис. 2, 3 показаны результаты вычислений $\eta(\bar{L})$ для факела ракетносителя, функционирующего на криогенном органическом топливе (авиационный керосин-кислород).

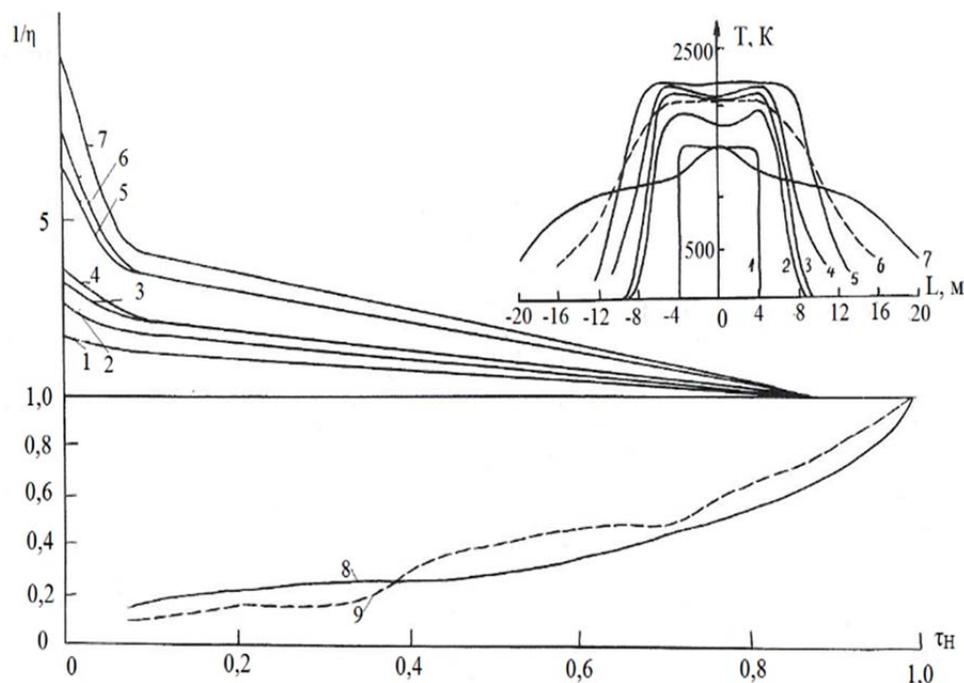


Рис. 2. Результат сравнения функций спектрального пропускания для селективного τ_c и неселективного τ_n излучений от изотермического (8, 9) и неизотермического (1-7) излучателей участка спектра $3560-3600 \text{ см}^{-1}$. Температурные профили $T(L)$ 1-7 излучателя (водяного пара при $P_{\text{H}_2\text{O}}=0,2 \text{ атм}$) соответствует кривым 1-7. Оптическая толщина однородного излучателя для экспериментальной (9) и расчетной (8) кривых составляет 0,1; $T=800 \text{ К}$. Призмный слой атмосферы с $P_{\text{H}_2\text{O}}=0,01 \text{ атм}$

Значительное влияние эффектов селективности на радиационный теплообмен и перенос излучения в атмосфере, возмущенной сильными антропогенными воздействиями, следует из результатов исследований [1-4]. Ранее был выявлен механизм температурного самообращения спектральных линий, приводящий к эффекту просветления атмосферы для неизотермических селективных источников излучения. В 1987 г. в НПО ГИПО были поставлены эксперименты с регистрацией переноса излучения для оптически тонких селективных излучателей с высоким спектральным разрешением, которые неожиданно показали наличие эффекта просветления атмосферы для ряда спектральных диапазонов излучения высокотемпературного водяного пара (эффект просветления для оптически тонких излучателей по механизму температурного самообращения СЛП не должен проявляться). Лишь экспериментальные исследования спектров высокого разрешения водяного пара [7, 8], выявили эффект температурного смещения центров спектральных линий, который объясняет просветление атмосферы, в том числе и для однородных селективных излучателей, включающих лёгкие молекулы (например, паров H_2O , CH_4 , NH_3 и др.).

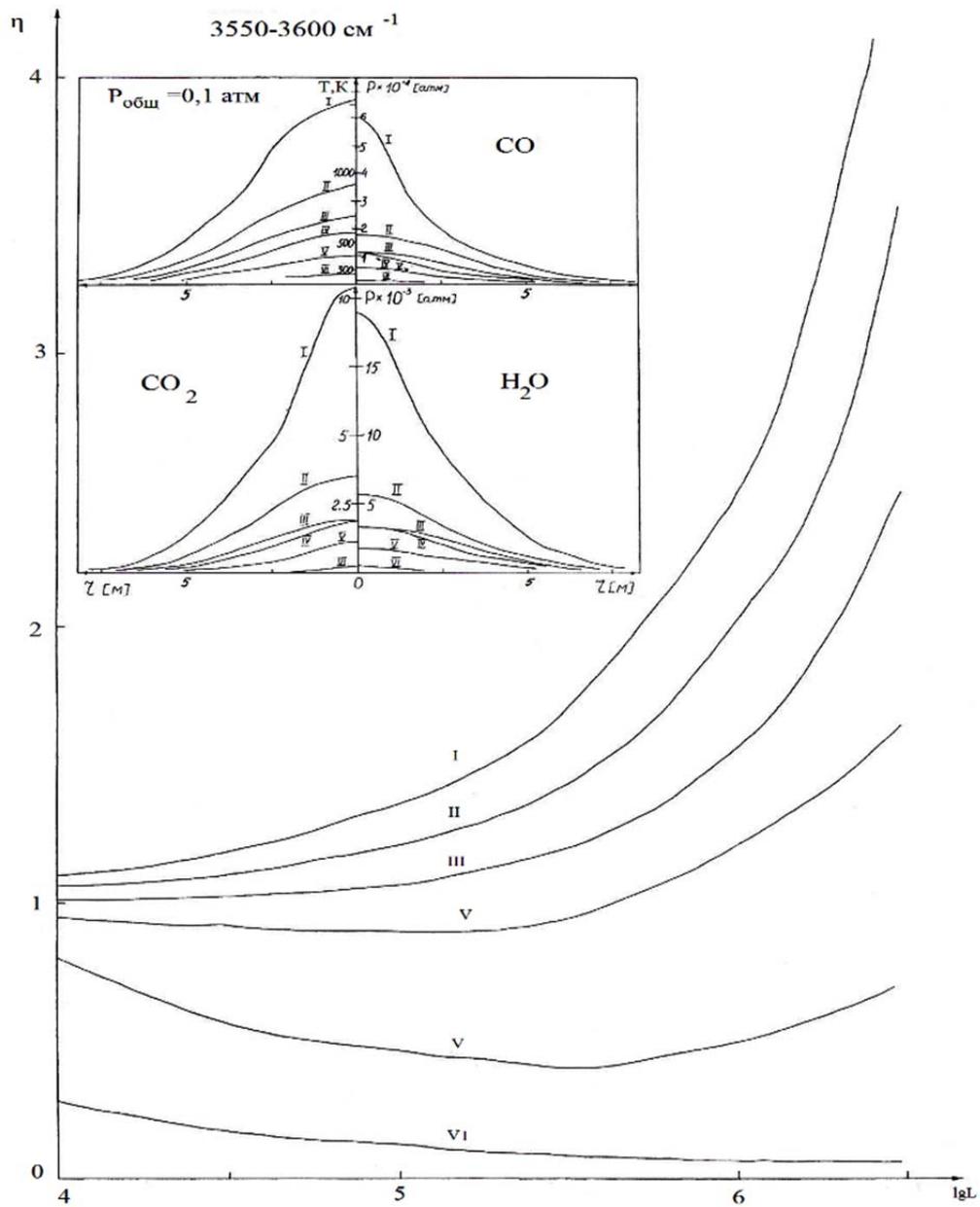


Рис.3. Зависимость коэффициента селективности $\eta(\bar{L})$ от длины трассы в поглощающей атмосфере в участке спектра $3550-3600 \text{ см}^{-1}$ со структурными характеристиками источников излучения (I-VI)

Выводы

1. Рассмотрены схемы численного оперативного моделирования переноса излучения при решении задач сложного радиационного теплообмена, включающие встроенные в атмосферу селективные источники излучения. Показано, что ФСП атмосферы для селективных источников излучения могут значительно отличаться от ФСП для неселективных источников излучения и, в зависимости от поля температуры,

© Проблемы энергетики, 2015, № 1-2

могут создавать как усиление поглощения излучения (для температуры ниже 1200К), так и эффект просветления атмосферы для высокотемпературных неоднородных селективных излучателей (факела ракет и ракетоносителей, пиротехнические системы, плазменные источники, системы залпового огня). Данные численного моделирования подтверждены результатами лабораторных измерений на модельных атмосферных трассах и объясняются острой селекцией спектров излучения и поглощения излучения атмосферой.

2. Эффект усиления поглощения атмосферой низкотемпературных источников излучения наиболее интенсивно проявляется для оптически тонких излучателей и значительно влияет на радиационный теплообмен в условиях дробного горения топлива, усиливая радиационное выхолаживание продуктов сгорания и нагревание близлежащих слоёв атмосферы.

3. Наблюдаемые эффекты просветления атмосферы для высокотемпературных селективных излучателей обусловлены механизмами температурного самообращения и смещения центров спектральных линий. Учёт острой селективности спектров излучения в камерах сгорания энергетических установок приводит к усилению радиационного выхолаживания высокотемпературных реакционных зон и росту интегрального потока излучения на тепловоспринимающие поверхности топки.

Summary

The application of numerical simulation of the fine structure of the absorption and emission in the complex problems of radiative heat transfer is considered when the structural characteristics of the environment and the boundary conditions are different strong inhomogeneities in temperature, chemical composition and distribution of the radiation sources. The very nature of radiative heat transfer and temperature variation trends over time are determined by the acute effects of selection of the spectra and their modeling require knowledge of spectral line parameters: intensity, half-width position of the centers, contours. Compared with the use of approximate methods of calculation functions of the spectral transmittance numerical simulation reveals the effects of enlightenment environment or enhancing its absorption as a function of the temperature field. The effect of the temperature shift of centers the spectral lines over to radiation heat transfer in high-temperature environments is noted. Focuses on the study of the function of the spectral transmission as the main characteristics that define the radiative heat transfer.

Key words: radiative heat exchange, equilibrium and nonequilibrium radiation, the fine structure of the spectra, radiative cooling, the parameters of the spectral lines.

Литература

1. Москаленко Н.И., Якупова Ф.С. Решение задач переноса излучения методом численного моделирования на ЭВМ // Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Новосибирск. 1978. С.178-182.
2. Москаленко Н.И., Родионов Л.В. Исследование закономерностей переноса селективного излучения в атмосфере // Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по атмосферной оптике. Томск. 1976. Ч.3. С.23-25.
3. Москаленко Н.И., Родионов Л.В., Якупова Ф.С. Моделирование переноса излучения факелов различного типа носителей // Вопросы специального машиностроения. Вып.2. Сер.1. 1984. С.54-58.
4. Москаленко Н.И., Локтев Н.Ф. Моделирование переноса селективного излучения в структурно-неоднородных средах // Тепловые процессы в технике. 2005. Т.1. №10. С.432-435.
5. Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И. Тепловое излучение планет. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 264 с.
6. Кондратьев К.Я., Москаленко Н.И., Поздняков В.Д. Атмосферный аэрозоль. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 224с.

© Проблемы энергетики, 2015, № 1-2

7. Москаленко Н.И., Локтев Н.Ф. Численное моделирование в задачах дистанционной диагностики продуктов сгорания топлив и технологических сред // Техника и технологии в XXI веке: современное состояние и перспективы развития, монография. Новосибирск: ЦРНС, 2009. С.13-47.
8. Moskalenko N.I., Zaripov A.V., Loktev N.F., Parzhin S.N., Zagioulling R.A. Transfer over of nonequilibrium radiation in flames and high-temperature mediums.- Optoelectronics – devices and applications. Intechweb.ORG.Croatia. P. 469-526.
9. Быков А.Д., Макушкин Ю.С., Черкасов М.Р. Учет эффектов внутри молекулярных взаимодействий в ударной теории изолированных спектральных линий // Оптика и спектр. 1985. Т.39. №5. С.880-885.
10. HITRAN on the Web.// Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CFA). Cambridge, MA, USA. <http://hytran.iaa.ru>.
11. AFCRL atmospheric absorption line parameters compilation. Eng. Res. Paper, №434.1973.
12. Москаленко Н.И., Зотов О.В. Новые экспериментальные исследования и уточнение функции спектрального пропускания CO₂: параметры линий // Изв. АН СССР, ФАО. 1977. Т.13. №5. С.488-498.
13. Москаленко Н.И., Чесноков С.В. Тонкая параметризация радиационных характеристик газовых компонентов продуктов сгорания углеводородных топлив – Известия вузов. Проблемы энергетики. 2002. № 1-2. С.10-19.
14. Москаленко Н.И., Сафиуллина Я.С., Садыкова М.С., Локтев Н.Ф. Идентификация ингредиентов и определение ингредиентного состава атмосферных выбросов и продуктов сгорания методом тонкоструктурной спектроскопии // Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология». 2010. №2. С.43-54.
15. Москаленко Н.И., Сафиуллина Я.С. Применение метода тонкоструктурной спектроскопии для определения ингредиентного состава продуктов сгорания топлив // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2009. №11-12. С.22-32.
16. Moskalenko N.I., Zaripov A.V., Ivin Ya.A. Emission characteristics of hydrogen-oxygen flames. // Journal Applied Spectroscopy/ New-York: Springerlink, 2010. V. 77. № 3. P. 378-385.
17. Москаленко Н.И., Садыкова М.С., Сафиуллина Я.С. Моделирование радиационного теплообмена в средах, возмущенных сильными антропогенными и природными воздействиями. I. Структурные и математические модели // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2014. №3-4. С.26-35.

Поступила в редакцию

05 декабря 2014 г.

Москаленко Николай Иванович – д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры «Котельные установки и парогенераторы» (КУПГ) Казанского государственного энергетического университета (КГЭУ).

Родионов Леонид Викторович – ведущий инженер Казанского государственного энергетического университета (КГЭУ).

Хамидуллина Марьяна Салаватовна – аспирант 4-го года обучения кафедры «Котельные установки и парогенераторы» (КУПГ) Казанского государственного энергетического университета (КГЭУ). Тел: 8(904)6661125. E-mail: maryana1125@mail.ru.

Афанасьев Иван Александрович – студент 5-го курса Казанского государственного энергетического университета (КГЭУ).