



Message 2.
There are given the methods of calculation of spectral coefficient of furnace medium absorbing taking into account the geometry of steel slugs.

*В. И. ТИМОШПОЛЬСКИЙ, М. Л. ГЕРМАН, ИТМО им. А.В. Лыкова,
Д. Н. АНДРИАНОВ, И. А. ТРУСОВА, С. М. КАБИШОВ, П. Н. САВАНЬ, БНТУ*

УДК 669.04:536.244

РАЗРАБОТКА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПЕЧАХ С УЧЕТОМ ГЕОМЕТРИИ СТАЛЬНЫХ ЗАГОТОВОК. СООБЩЕНИЕ 2. РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ПЕЧНОЙ СРЕДЫ

В состав продуктов сгорания природного газа входят молекулярные газы (CO , CO_2 , H_2O , SO_2 и др.), которые являются оптически активными в инфракрасной области спектра. Расчет излучательной способности смеси этих газов методом «линия за линией» [1] требует больших затрат машинного времени, что совершенно непригодно для инженерных и диагностических расчетов. Трудности такого расчета связаны с необходимостью выбора очень малых спектральных интервалов (10^{-4} – 10^{-2} см $^{-1}$). В связи с этим при расчетах выбирают спектральный интервал, содержащий несколько линий и затем описывают в нем спектроскопические свойства газов на основе модельных представлений.

Наиболее распространенными являются модели Эльзассера и Гуди, а также различные их комбинации. В модели Эльзассера принимается бесконечный набор равноудаленных друг от друга линий одинаковой интенсивности, а статистическая модель Гуди предполагает случайное распределение положений и интенсивности спектральных линий. В работе [1] проводится тестирование указанных выше моделей полос на точность в спектральном диапазоне 150–8000 см $^{-1}$ и интервале температур 300–1500 К. Авторы проводят контрольный расчет спектральных свойств углекислого газа и паров воды методом «линия за линией» и сравнивают с результатами расчета, проведенного на основе модельных представлений. Сопоставление показало, что для однородного слоя и характерных для печного пространства физических условий наилучшее приближение дает хаотическая модель Гуди.

В случае неоднородного распределения молекулярных газов по плотности и температуре задача расчета их излучательной способности в

значительной мере усложняется. В настоящее время для этих целей широко используется метод, предложенный независимо Куртисом [2] и Годсоном [3]. Суть метода состоит в замене пропускания вдоль неоднородного пути на пропускание вдоль гипотетического однородного слоя. При этом константы, определяющие пропускание гипотетического слоя, выбираются из условий совпадения указанных пропусканий в приближениях сильной и слабой линий [4]. Многочисленные результаты, полученные с помощью метода Куртиса-Годсона и их сопоставление с экспериментальными данными и результатами метода «линия за линией» [1], показывают, что это приближение вполне удовлетворительно для лоренцовского контура спектральных линий при отсутствии сильных неоднородностей в излучающем объеме.

В исследовании [5] предложена методика расчета для сильно неоднородных объемов молекулярных газов при хаотическом наборе лоренцовских спектральных линий одинаковой интенсивности. Как показано в [6], этот метод дает удовлетворительные результаты.

В работах [6–8] приводятся расчетные формулы для определения эффективного спектрального коэффициента поглощения молекулярных газов в конечном спектральном интервале с учетом рассеяния и сравнение результатов, рассчитанных по полученным формулам с данными других авторов и экспериментом. В основе найденных зависимостей лежит модель полосы поглощения Эльзассера, проведение детального интегрирования радиационного потока вдоль контура линии поглощения и математическая обработка полученных результатов. Предлагаемые конечные формулы позволяют с высокой точностью учитывать тонкую структуру линии поглощения при расчете

эффективного коэффициента поглощения для рассеивающих и нерассеивающих сред и существенно (на несколько порядков) сокращают время счета или обработки сигнала, что особенно важно для дистанционной диагностики и управления быстрыми процессами. В то же время использование их для расчетов в широком спектре (1–6 мкм) является также достаточно ресурсоемким процессом.

Как уже отмечалось выше, для задач моделирования печей с целью определения оптимального режима их работы, где одним из важных показателей служит время счета, указанные методы расчета излучательных способностей смеси молекулярных газов являются малоэффективными. С этой точки зрения больше подходит методика, описанная в работе [9], согласно которой вычисление суммарного коэффициента поглощения газовой фазы топочной среды проводится по формуле:

$$\chi(\lambda, T) = \frac{0,3}{t^2} \sum_{i=1}^{N_g} p_i(\vec{r}) \exp \left[A_i(\lambda) + \frac{B_i(\lambda)}{t} + \frac{C_i(\lambda)}{t^2} \right], \quad (1)$$

где $t=0,001T$; $p_i(\vec{r})$ – парциальное давление i -го газа в смеси; $A_i(\lambda)$, $B_i(\lambda)$ и $C_i(\lambda)$ – эмпиричес-

ки подобранные коэффициенты. Эта формула получена на основе анализа многочисленных экспериментальных данных [10, 11]. Формула применима в диапазоне температур 300–3000 К, а ошибки аппроксимации не превышают 10%. В работе [9] приведены коэффициенты A , B и C только для газов CO , CO_2 и H_2O , которые вносят основной вклад в излучение газовой фазы топочной среды. Расчет по формуле (1) требует незначительных затрат машинного времени [12–14]. В связи с этим в дальнейшем в работе расчет коэффициентов поглощения газовой смеси будет проводиться по описанной методике.

При использовании (1) следует помнить, что в случае равенства нулю всех трех коэффициентов коэффициент поглощения также равен нулю. Отметим также, что для заданной длины волны излучения λ следует интерполировать не сами коэффициенты формулы (1), а показатели поглощения, рассчитанные на соседних табличных значениях длины волны. В качестве примера на рис. 1, 2 приведены результаты расчета удельного (на 1 атм парциального давления) коэффициента поглощения H_2O и CO_2 .

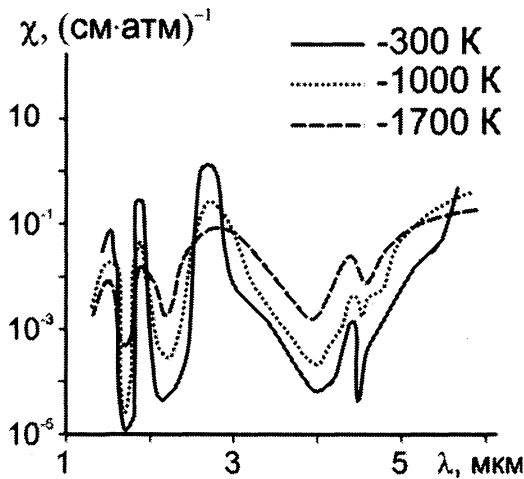


Рис. 1. Удельный коэффициент поглощения паров H_2O в зависимости от длины волны инфракрасного излучения

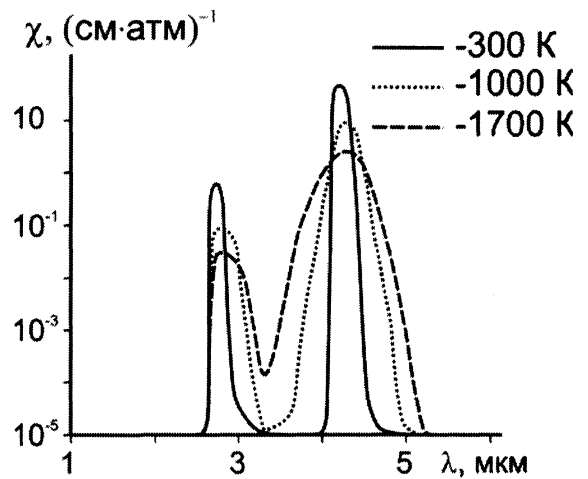


Рис. 2. Удельный коэффициент поглощения CO_2 в зависимости от длины волны инфракрасного излучения

Среднеинтегральный по спектру (серый) коэффициент поглощения печной среды определяем по формуле

$$\tilde{\chi} = \pi \int_0^{\infty} \chi_{\lambda} B_{\lambda}(T) d\lambda / \sigma_0 T^4, \quad (2)$$

где $B_{\lambda}(T)$ – спектральная интенсивность излучения черного тела при температуре T ; $\sigma_0=5,68 \cdot 10^{-8}$ Вт/($\text{м}^2 \cdot \text{К}^4$) – постоянная Стефана–Больцмана.

Температурная зависимость серого коэффициента поглощения печной среды для среднего состава дымовых газов ($p_{\text{H}_2\text{O}}=0,11$ и $p_{\text{CO}_2}=0,13$) приведена на рис. 3. Из рисунка видно, что для интересующих нас температур кольцевой печи

800–1300°C серый коэффициент поглощения печной среды больше 1. Следовательно, с учетом геометрии печи (высота свода $h=1,5$ м и ширина пода $b=3,5$ м) минимальная оптическая толщина $\tau_b > 1,5$ и соотношение оптических толщин по ширине и высоте печи $\delta = \frac{\tau_b}{\tau_h} = 3,5$.

Исходя из этого, можно сделать вывод о достаточности рассмотрения переноса излучения в 2D постановке (ошибка по потоку не превышает 2%), полагая ширину пода печи бесконечной. При этом боковая футеровка печи не будет рассматриваться при определении радиационных потоков тепла на стальные заготовки и расчетная схема

процесса нагрева стальных заготовок и распространения излучения в кольцевой печи будет такой, как показана на рис. 4. Это существенно сокращает время расчета и упрощает математическую модель сопряженного теплообмена в пространстве кольцевой печи при нагреве стальных заготовок круглого и квадратного сечений.

С помощью разработанной математической модели и компьютерной программы для расчета $\bar{\kappa}$, 1/м

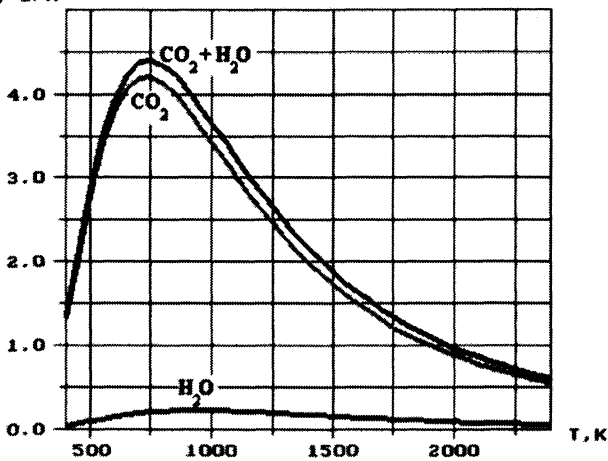


Рис. 3. Среднеинтегральный коэффициент поглощения газов H₂O и CO₂ и их смеси

На рис. 5, а, б приведены осредненные по поверхности заготовки плотности спектральных радиационных потоков на поверхность металла

$$Q_p^S = \int_{ABC} Q_p(l) dl / \int_{ABC} dl \text{ соответственно круглого (а)}$$

и квадратного (б) сечения (диаметр или сторона квадрата $d=0,3$ м) при различной температуре поверхности заготовок со следующими парамет-

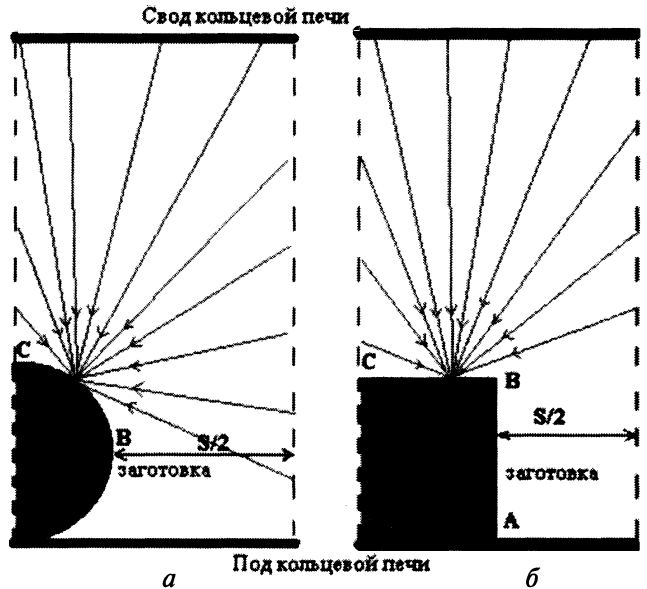
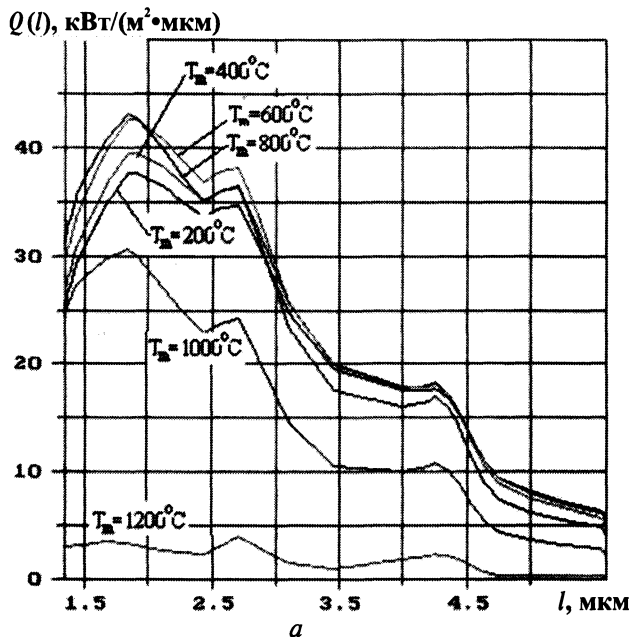


Рис. 4. Расчетная схема для определения плотности радиационных потоков на поверхности стальной заготовки и футеровки печи (S – расстояние между заготовками) при нагреве: а – круглой заготовки; б – квадратной заготовки

рами печи: температура дымовых газов $T_r=1250^\circ\text{C}$, температура пода печи $T_n=1200^\circ\text{C}$, температура свода печи $T_c=1240^\circ\text{C}$, высота свода $H=1$ м. Степень черноты футеровки выбиралась равной 0,75, а металла задавалась в зависимости от температуры его поверхности:

$T_m, ^\circ\text{C}$	0	500	800	1200
ϵ	0,5	0,6	0,8	0,9

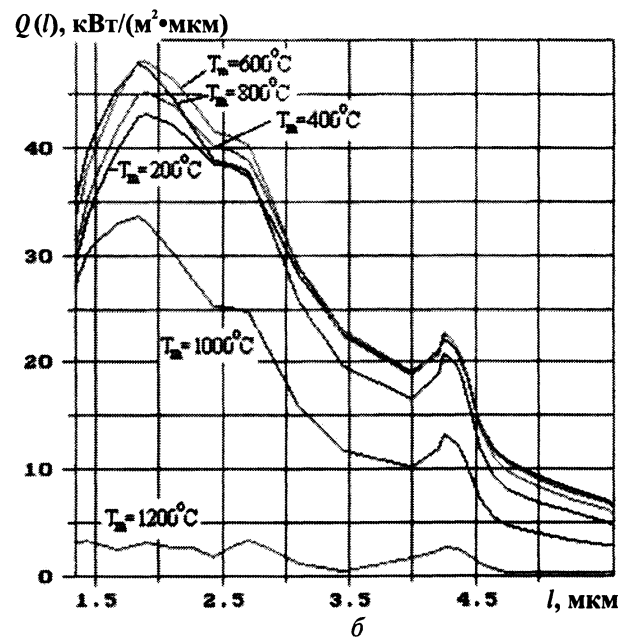


Рис. 5. Спектральные плотности потока излучения на поверхности заготовки с круглым (а) и квадратным (б) сечениями, осредненная по поверхности заготовки (для различных температур заготовки и расстояния между ними $s=0,1d$)

Из приведенных результатов видно, что с ростом температуры поверхности металла сначала наблюдается рост плотности радиационного потока на поверхность, а затем его уменьшение. Это вызвано совместным изменением степени черноты поверхности металла и его температуры. Дело в том, что приведенный на графиках результирующий поток сильнее зависит от степени черноты в области низких температур поверхности металла (рис. 6), чем от разности температур печной среды и металла и соответственно от падающего потока излучения:

$$Q_p(l) = \varepsilon(l)(Q_{\text{пад}}(l) - \pi B_l(T_m)),$$

где $Q_{\text{пад}}(l, \vec{r}) = \int_{2\pi} I_l(\vec{r}, \vec{\Omega})(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) d\Omega$ при $\vec{\Omega} \cdot \vec{n} \geq 0$ — плот-

ность падающего на поверхность металла радиационного потока, которая увеличивается с ростом разности температур излучающей среды и поверхности (\vec{n} — внешняя нормаль к тепловоспринимающей поверхности). Более подробно с закономерностями зависимости характеристик радиационного теплообмена от степени черноты ограничивающих поверхностей можно ознакомиться в работах [12, 15, 16].

Для дальнейшей работы важно выяснить ошибки, возникающие при расчете характеристик переноса излучения с использованием серого коэффициента (2) поглощения Q_p^{gray} и при интегрировании

спектральных характеристик $Q_p^{\text{select}} = \int_{0.6}^{10} Q_p(l) dl$ (в

нашем случае достаточно рассматривать спектральный диапазон $l = 0,6 - 10$ мкм). Результаты показывают, что различия между указанными величинами могут достигать 15–20%, что существенно для решения внутренней задачи нагрева стальной заготовки. То же можно сказать и о дивергенции лучистых потоков (радиационные источники тепла) в объеме печи, которые определяют в нем температурное поле:

$$\text{div} \vec{Q}_p^{\text{gray}}(\vec{r}) = \tilde{\chi}(\vec{r}) \left(4\sigma_0 T^4(\vec{r}) - \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \right), \quad (3)$$

$$\text{div} \vec{Q}_p^{\text{select}}(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \chi_l(\vec{r}) \left(4\pi B_l(T(\vec{r})) - \int_{4\pi} I_l(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \right) dl. \quad (4)$$

Таким образом, при расчете характеристик переноса излучения в объеме кольцевой печи необходимо учитывать спектральные свойства печной среды в явном виде.

Литература

1. Soufiani A., Hartmann J.M., Taine J. Validity of band-calculations for CO₂ and H₂O applied to radiative properties and conductive-radiative transfer // J.Q.S.R.T. 1975. Vol. 33. N 3. P. 243–257.
2. Curtis A.R. A statistical model for water-vapour absorption. // Quart. J. Rog. Meteorol. Soc. 1952. Vol. 78. N 338. P. 638–640.

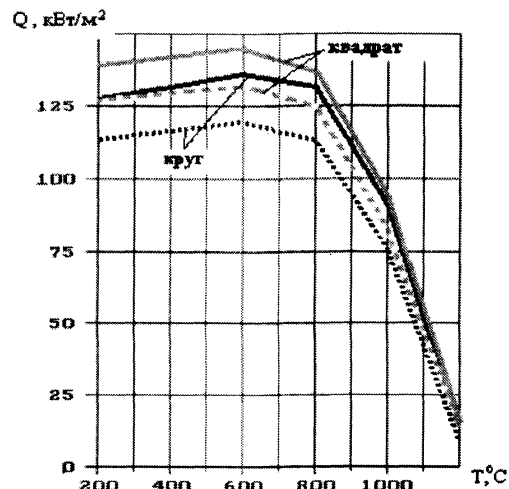


Рис. 6. Сравнение интегрального по спектру потока излучения на металл, рассчитанного с учетом спектра излучения (—) печной среды и с использованием среднеинтегрального коэффициента поглощения (---)

3. Godson W.L. The evaluation of infrared radiative flux due to atmospheric water vapour // Quart. J. Rog. Meteorol. Soc. 1953. Vol. 79. N 346. P. 367–376.
4. Гуди Р.М. Атмосферная радиация. М.: Мир, 1966.
5. Linqvist C.H., Simmons F.S. A band model formulation for very non-uniform path // J.Q.S.R.T. 1972. Vol. 12. N 5. P. 807–820.
6. Герман М.Л., Лемперт Д., Некрасов В.П., Ноготов Е.Ф., Розин С. Эффективный коэффициент поглощения селективной среды в конечном спектральном интервале. // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72. №4. С. 729–736.
7. Лемперт Д., Герман М.Л., Некрасов В.П. и др. Об учете влияния рассеяния на контур излучения, выходящего из слоя селективно поглощающей, излучающей и рассеивающей среды // Инж.-физ. журн. 1999. Т. 72. №5. С. 931–936.
8. Герман М.Л., Лемперт Д., Некрасов В.П., Ноготов Е.Ф. О методике расчета оптических характеристик селективно излучающих газов // Инж.-физ. журн. 2002. Т. 75. №1. С. 128–132.
9. Адзериho К.С., Ноготов Е.Ф., Трофимов В.П. Радиационный теплообмен в двухфазных средах. Мн.: Наука и техника, 1987.
10. Ferriso C.C., Ludvig C.B., Thompson A.L. Empirically determined infrared absorption coefficients of H₂O from 300 to 3000 K // J.Q.S.R.T. 1966. Vol. 6. N 3. P. 241–275.
11. Ludvig C.B., Malkmus W., Reardon J.E., Thompson A.L. Handbook of infrared radiation from combustion gases. NASA SP-3080. Huntsville: Marshall Space Flight Center, 1973.
12. Герман М.Л. Влияние оптических свойств двухфазной среды и граничной поверхности на радиационный теплообмен в топочных камерах: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Мн., 1993.
13. Герман М.Л., Бородуля В.А., Ноготов Е.Ф. Тепловой расчет топочной камеры жаротрубного котла с тупиковой топкой // Инж.-физ. журн. 2000. Т. 73. №6. С. 1191–1201.
14. Герман М.Л., Ноготов Е.Ф., Трофимов В.П. Расчет оптических характеристик радиационного теплообмена в топочных камерах // Инж.-физ. журн. 1993. Т. 64. №3. С. 308–312.
15. Герман Е.А., Герман М.Л., Некрасов В.П., Ноготов Е.Ф. Зависимость характеристик радиационного теплообмена от оптических свойств поглощающих, излучающих и рассеивающих сред и их граничных поверхностей // Инж.-физ. журн. 1996. Т. 69. №6. С. 1014–1020.
16. Martynenko O.G., German M.L., Nekrasov V.P., Nogotov E.F. The radiation transfer in emitting, absorbing and scattering media of complex geometric form // Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 41. N. 17. P. 2697–2704.