

6.7  
206

VANETA

TALLINNA POLÛTEHNILISE  
INSTITUUDI TOIMETISED  
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

СЕРИЯ А

№ 206

**ТЕПЛООБМЕН И ТОПОЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ**  
СБОРНИК СТАТЕЙ

Под редакцией проф. И. Эпика



Ер. 6.7

TALLINNA POLUTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED  
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

СЕРИЯ А

№ 206

1963

---

УДК 536.3

ТЕПЛООБМЕН И ТОПОЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
СБОРНИК СТАТЕЙ

Под редакцией проф. И. П. Эпика

ТАЛЛИН 1963

## СОДЕРЖАНИЕ

1. И. Р. Микк. Определение некоторых характеристик излучающих систем с серой средой . . . . .	3
2. И. Р. Микк. Некоторые рекомендации к расчету теплообмена излучением в межтрубном пространстве . . . . .	25
3. А. А. Отс. Распределение интенсивности излучения факела по глубине топочного пространства . . . . .	45
4. А. А. Отс. Тепловое сопротивление отложений на экранных трубах . . . . .	57
5. Ю. К. Муст. Исследование конвективной теплоотдачи на модели топки с фронтальным расположением горелок . . . . .	67
6. И. Р. Микк и Т. М. Лаусмаа. Применимость некоторых формул серого излучения к расчету излучения газов . . . . .	75

Ep. 5467.



*И. Р. Микк*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАЮЩИХ СИСТЕМ С СЕРОЙ СРЕДОЙ

### Введение

В общем случае излучающая система состоит из не серых поверхностей и не серой среды. Задачи такого типа очень сложные и методы их решения в настоящее время еще недоступны инженерному расчету. Кроме того учет всевозможных свойств излучающих объектов затруднителен из-за недостатка соответствующих справочных данных. Поэтому в разных работах [1, 2, 3, 4] рекомендуется упрощение задачи с применением законов серого излучения. Проблема упрощается обычно еще за счет того, что не учитывается связь между излучением и протекающим в то же время другим видом распространения тепла, а также предположением применимости закона Ламберта. Задача в таком виде рассматривается в работах разных авторов [5, 6, 7, 8, 9]. Решение задачи дается обычно в виде интегральных уравнений, которые аппроксимируются к системам алгебраических уравнений. Результативные лучистые потоки определяются при этом с использованием разрешающих коэффициентов лучистого теплообмена, которые являются решениями этой системы уравнений. Коэффициентами в алгебраических уравнениях являются коэффициенты прямого лучистого обмена, которые могут характеризовать прямой лучистый теплообмен между двумя поверхностями, разделенными излучающим объемом. В последнем случае коэффициенты прямого обмена называются обобщенными угловыми коэффициентами. С практической точки зрения методы расчета с использованием всех трех видов коэффициентов прямого лучистого обмена, как это рассматривается в работе Х. Хоттеля и Е. Кохена [9], могут быть перспективными только при решении задач при помощи электронно-вычислительных машин. Кроме того применение трудоемкого метода расчета оправдывается только при существовании достаточных данных о температурном поле в объеме, но это условие

редко выполняется в практике. Поэтому представляют интерес упрощенные методы расчета с использованием только обобщенных угловых коэффициентов. Последние являются таким образом важными физико-геометрическими характеристиками излучающих систем, имеющих исключительное практическое значение.

Локальный обобщенный угловой коэффициент  $\psi_{di,k}$  является отношением количества энергии, дошедшей с элемента поверхности  $dF_i$  до поверхности  $F_k$  к полному излучению элемента поверхности  $dF_i$ . Она определяется формулой

$$\psi_{di,k} = \int_{F_k} \frac{\cos \vartheta_i \cos \vartheta_k}{\pi \rho^2} e^{-\rho} dF_k, \quad (1)$$

где  $\rho$  — безразмерное расстояние между безразмерными элементами поверхностей  $dF_i$  и  $dF_k$ ,  $\vartheta_i, \vartheta_k$  — углы между  $\rho$  и нормальными к элементам  $dF_i$  и  $dF_k$ .

В данной статье во всех формулах линейные размеры представлены в безразмерном виде, что получается умножением действительных размеров на коэффициент поглощения среды  $k$ . Аналогичным образом безразмерные поверхности получены умножением соответствующих действительных величин на квадрат коэффициента поглощения  $k^2$ .

Для диатермических сред  $k = 0$  и (1) выражает, как частный случай, «обычный» локальный угловой коэффициент. Зависимостью (1) вводится понятие обобщенной взаимной поверхности

$$H_{ik} = \int_{F_i} \psi_{di,k} dF_i, \quad (2)$$

и понятие среднего обобщенного углового коэффициента:

$$\psi_{ik} = H_{ik}/F_i. \quad (3)$$

На основе вышеприведенного определяются следующие свойства обобщенных угловых коэффициентов и взаимных поверхностей:

а) свойство взаимности:

$$H_{ik} = H_{ki}. \quad (4)$$

б) свойство распределительности:

если  $F_i = \sum_{u=1}^n F_u$  и  $F_k = \sum_{v=1}^m F_v$ , то

$$H_{ik} = \sum_{u=1}^n \sum_{v=1}^m H_{uv}. \quad (5)$$

Для локального обобщенного углового коэффициента получается аналогично:

$$\psi_{di,k} = \sum_{v=1}^m \psi_{di,v}. \quad (5a)$$

в) свойство затеняемости:

если на пути всех лучей между поверхностями  $F_i$  и  $F_k$  помещается непрозрачное тело, то  $H_{ik} = 0$ .

Если  $m$  поверхностей образуют замкнутую излучающую систему, то суммы  $\sum_{k=1}^m \psi_{di,k}$  или  $\sum_{k=1}^m \psi_{i,k}$  характеризуют, какая доля от излучаемой поверхностями  $dF_i$  или  $F_i$  энергии доходит до всех поверхностей системы  $F_k$ . Следовательно, пропускательная способность среды в этой системе определяется формулами

$$\left. \begin{aligned} D_{di} &= \sum_{k=1}^m \psi_{di,k} \\ \text{или} \quad D_i &= \sum_{k=1}^m \psi_{i,k} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Так как в теплотехнических расчетах отражением газовой среды пренебрегают, то поглощательная способность среды  $A_i$  получается непосредственно из (6):

$$A_i = 1 - D_i. \quad (7)$$

Степень черноты изотермической излучающей среды  $\varepsilon$  определяется как величина равная  $A$ . Таким образом вводится понятие локальной степени черноты при излучении газового объема на элемент поверхности  $dF_i$ :

$$\varepsilon_{di} = 1 - D_{di}, \quad (8)$$

и понятие средней степени черноты при излучении газового объема на всю поверхность  $F_i$ :

$$\varepsilon_i = 1 - D_i. \quad (8a)$$

Часто значение степени черноты излучающего газового объема выражается через эффективную толщину излучаю-

щего газового слоя  $l_{эфф}$  формулой

$$\varepsilon = 1 - e^{-l_{эфф}}. \quad (9)$$

Однако рекомендаций к определению  $l_{эфф}$  имеется в литературе в крайне недостаточном количестве. В основном эти рекомендации ограничиваются случаями вычисления средней степени черноты газового объема при излучении на всю, ограждающую объем, поверхность. Поэтому отсутствуют возможности определения локальных степеней черноты и, следовательно, тепловой нагрузки по отдельным участкам поверхностей. Сопоставление формул (6), (8) и (9) однако указывает на возможность определения локальных значений степени черноты  $\varepsilon_i$  или  $\varepsilon_{di}$  и соответствующих значений  $l_{эфф}$ .

Целью данной работы является систематизированное изложение формул и методов расчета обобщенных угловых коэффициентов  $\psi_{di,k}$  и  $\psi_{ik}$  в случае двухмерной задачи. Содержание статьи основывается на более ранних работах [10, 11], однако при систематизации материала были дополнительно включены новые формулы, определяющие значения  $\psi_{di,k}$  для систем с эллиптическим поперечным сечением. Для приближенных расчетов, где большей практический интерес представляет вопрос определения эффективной толщины излучающего слоя, в последней части статьи приводится соответствующая оригинальная таблица.

Вся проблема рассматривается в данной работе как двухмерная, то есть ограничиваются цилиндрическими излучающими системами с достаточно длинной образующей и предполагается постоянство всех физических характеристик в направлении оси системы. Такой подход к проблеме оправдывается тем, что с переходом на двухмерную схему задача значительно упрощается. Двухмерную схему расчета можно применять для цилиндрических и каналообразных систем, если можно пренебречь излучением и поглощением днищ цилиндрического объема. Некоторые дополнительные рекомендации относительно учета длины системы приведены в [12].

### Результаты интегрирования формулы (1) в конечном виде

При переходе к двухмерной задаче формула локального обобщенного углового коэффициента согласно [10, 11] приобретает вид:

$$\psi_{dx,1} = \frac{1}{2} \int_1^{\infty} M(\varrho) d \sin \beta. \quad (10)$$

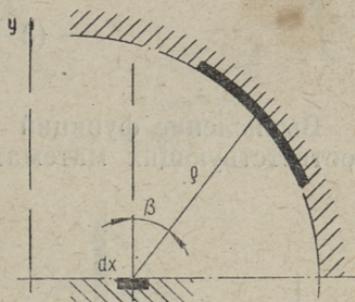
где функция  $M(\varrho)$  определяется формулой

$$M(\varrho) = \frac{2}{\pi} \left[ (1 + \varrho^2) \int_{\rho}^{\infty} K_0(u) du + \varrho K_0(\varrho) - \varrho^2 K_1(\varrho) \right], \quad (11)$$

а  $K_0$  и  $K_1$  обозначают функции Бесселя от мнимого аргумента.

Значения  $K_0(\varrho)$ ,  $K_1(\varrho)$  и  $\int_{\rho}^{\infty} K_0(u) du$  могут быть определены при помощи соответствующих таблиц [13]. Обозначения величин  $dx$ ,  $l$ ,  $\varrho$  и  $\beta$  показаны на фиг. 1.

Фиг. 1. Обозначения к формуле (10). (Поперечные сечения расчетных поверхностей изображены жирными линиями)



В некоторых случаях интеграл (10) выражается в конечном виде через известные специальные функции. Просто интегрируется (10), например в случае, если зависимость  $\sin \beta$  от  $\varrho$  имеет вид степенного ряда

$$\sin \beta = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} a_p \varrho^p. \quad (12)$$

В этом случае интеграл (10) выражается снова как линейная комбинация функций Бесселя от мнимого аргумента. В данной работе ограничиваются системами, поперечные сечения которых кривые 1-го и 2-го порядка, то есть:

$$\sin \beta = a_{-1} \varrho^{-1} + a_1 \varrho, \quad (13)$$

$$\text{или } d \sin \beta = -\frac{a_{-1} d\varrho}{\varrho^2} + a_1 d\varrho. \quad (14)$$

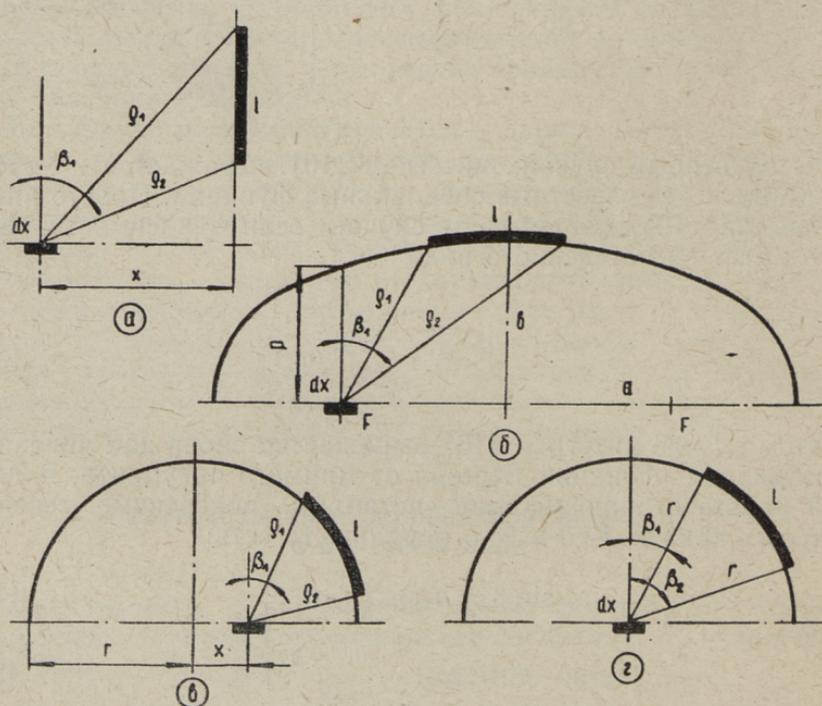
При этом целесообразно использовать новые интегральные функции, определяемые формулами:

$$N_1(\varrho) = \varrho \int_P^\infty \frac{M(u) du}{u^2} = \frac{2}{\pi} \left[ (1 - \varrho^2) \int_P^\infty K_0(u) du - \varrho K_0(\varrho) + \right. \\ \left. + \varrho^2 K_1(\varrho) \right], \quad (15)$$

$$\int_P^\infty M(u) du = 2N_2(\varrho) + \varrho N_1(\varrho), \quad (16)$$

$$N_2(\varrho) = \int_P^\infty N_1(u) du = \frac{2\varrho}{3\pi} \left[ (2 - \varrho^2) K_1(\varrho) + \varrho K_0(\varrho) - \right. \\ \left. - (3 - \varrho^2) \int_P^\infty K_0(u) du \right]. \quad (17)$$

Вычисление функций  $M$ ,  $N_1$  и  $N_2$  несложно при помощи соответствующих математических таблиц [13]. Однако неко-



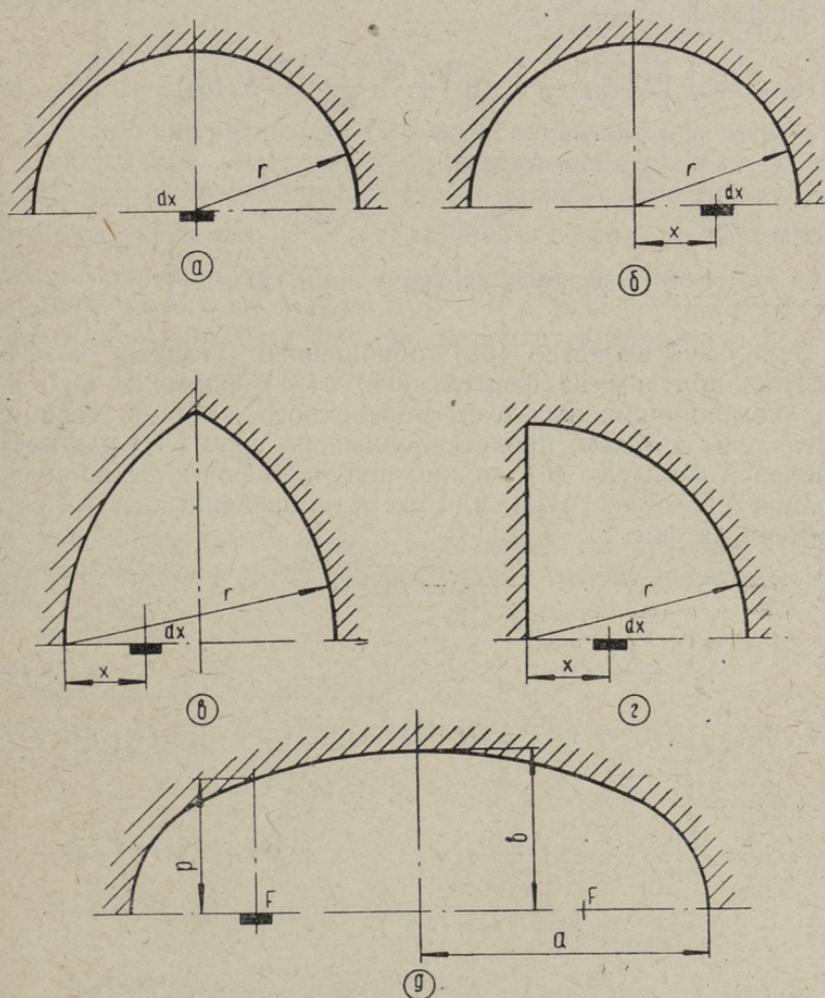
Фиг. 2. Поперечные сечения излучающих систем, удовлетворяющие условию (13)

торые значения этих функций приводятся также в табл. 1 данной статьи.

На фиг. 2 приведены схемы поперечных сечений излучающих систем, удовлетворяющих условию (13) и схема с  $\rho = \text{const.}$  (2a). Формулы  $\sin \beta$  и  $\psi_{dx,1}$  для схем следующие:

Схема 2a:

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta &= \frac{x}{\rho}, \\ \psi_{dx,1} &= \frac{x}{2} \left[ \frac{N_1(Q_2)}{Q_2} - \frac{N_1(Q_1)}{Q_1} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$



Фиг. 3. Составленные из приведенных на фиг. 2 элементов схемы к формулам пропускательной способности  $D_{dx}$ , (22)–(26)

Схема 2б: Применением для эллипса (или для параболы) характеристик  $p = b^2/a$  и  $\kappa = \sqrt{a^2 - b^2}/a$ , получаем

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta &= \frac{1}{\kappa} - \frac{p}{\kappa q}, \\ \psi_{dx,1} &= \frac{p}{2\kappa} \left[ \frac{N_1(Q_1)}{Q_1} - \frac{N_1(Q_2)}{Q_2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Схема 2в:

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta &= \frac{q}{2x} - \frac{r^2 - x^2}{2xq}, \\ \psi_{dx,1} &= \frac{1}{2x} \left[ N_2(Q_2) - N_2(Q_1) + \frac{Q_2^2 + r^2 - x^2}{2Q_2} N_1(Q_2) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{Q_1^2 + r^2 - x^2}{2Q_1} N_1(Q_1) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Схема 2г: } \quad q &= r = \text{const.}, \\ \psi_{dx,1} &= \frac{1}{2} (\sin \beta_2 - \sin \beta_1) M(r). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Используя свойство (5а) обобщенных угловых коэффициентов, получим из формул (18)—(21) формулы  $\psi_{dx,1}$  для всех комбинированных схем поперечного сечения, если они составлены из схем, представленных на фиг. 2. В частности, используя формулу (6), можно получить формулы пропускательной способности  $D_{dx}$  для схем, приведенных в качестве примера на фиг. 3.

$$\text{Схема 3а:} \quad D_{dx} = M(r). \quad (22)$$

$$\text{Схема 3б:} \quad (23)$$

$$D_{dx} = \frac{1}{2x} [N_2(r-x) - N_2(r+x) + rN_1(r-x) - rN_1(r+x)].$$

Схема 3в:

$$\begin{aligned} D_{dx} &= \frac{1}{2x} \left[ N_2(r-x) - N_2(\sqrt{r^2 - rx + x^2}) + rN_1(r-x) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{r(2r-x)}{2\sqrt{r^2 - rx + x^2}} N_1(\sqrt{r^2 - rx + x^2}) \right] + \\ &\quad + \frac{1}{2(r-x)} \left[ N_2(x) - N_2(\sqrt{r^2 - rx + x^2}) + rN_1(x) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{r(r+x)}{2\sqrt{r^2 - rx + x^2}} N_1(\sqrt{r^2 - rx + x^2}) \right] \end{aligned} \quad (24)$$

Схема 3г:

$$D_{dx} = \frac{x}{2} \left[ \frac{N_1(x)}{x} - \frac{N_1(\sqrt{r^2+x^2})}{\sqrt{r^2+x^2}} \right] + \\ + \frac{1}{2x} \left[ N_2(r-x) - N_2(\sqrt{r^2+x^2}) + rN_1(r-x) - \right. \\ \left. - \frac{r^2}{\sqrt{r^2+x^2}} N_1(\sqrt{r^2+x^2}) \right]. \quad (25)$$

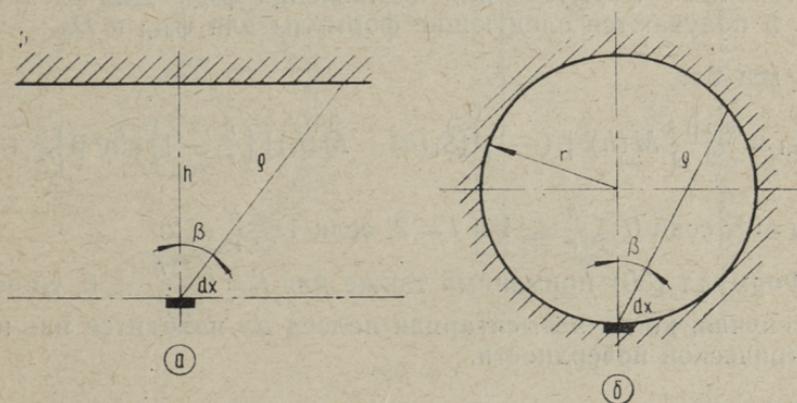
Схема 3д:

$$D_{dx} = \frac{1}{2\kappa} \left[ (1+\kappa) N_1 \left( \frac{P}{1+\kappa} \right) - (1-\kappa) N_1 \left( \frac{P}{1-\kappa} \right) \right]. \quad (26)$$

Нахождение интеграла (10) для случая, если условие (12) не выполняется, затруднительно. В настоящее время известны только два решения для случая, когда интегрирование производится в пределах  $-\frac{\pi}{2} \leq \beta \leq +\frac{\pi}{2}$ , то есть для пропускательной способности  $D_{dx}$ . Первое решение получено для плоскопараллельного слоя Шмидтом [14] в 1933 г. При обозначениях, приведенных на фиг. 4а, получается формула:

$$D_{dx} = S_1(h) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} M \left( \frac{h}{\cos \beta} \right) d \sin \beta = (1-h)e^{-h} - h^2 Ei(-h), \quad (27)$$

где  $Ei(-h)$  — интегральная показательная функция. Второе решение приводится в [10] для случая, когда заключенная в



Фиг. 4. Схемы поперечных сечений систем, для которых в конечном виде определяется  $D_{dx}$  (формулы (27) и (28)).

круглый цилиндр среда излучает на боковую поверхность цилиндра (фиг. 4б):

$$D_{dx} = S_2(2r) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} M(2r \cos \beta) d \sin \beta = 1 - \frac{4}{3} \left\{ r K_1(r) I_1(r) - \right. \\ \left. - r^2 [2 + K_0(r) I_1(r) - K_1(r) I_0(r)] + 2r^3 [K_0(r) I_0(r) + K_1(r) I_1(r)] \right\}, \quad (28)$$

где  $I_0$ ,  $I_1$ ,  $K_0$  и  $K_1$  — функции Бесселя от мнимого аргумента. Некоторые значения функций  $S_1$  и  $S_2$  даны в табл. 1.

### Результаты интегрирования формулы (10) приближенными методами

В общем случае вычисление интеграла (10) возможно приближенными методами. Принимая во внимание функциональную зависимость  $q = q(\sin \beta)$  можно, например, разложить  $M(q)$  в ряд Маклорена:

$$M(q) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[ \frac{d^n M(q)}{d(\sin \beta^n)} \right]_{\sin \beta=0} \sin^n \beta, \quad (29)$$

после чего вычисление (10) приводится к интегрированию степенного ряда. Такие вычисления были проведены автором для системы, состоящей из элементарной полосы и части поверхности круглого цилиндра. В результате анализа полученных данных в [11] предлагаются простые приближенные интерполяционные формулы для вычисления  $\psi_{dx,1}$ . Для схем на фиг. 5 получаются следующие формулы для  $\psi_{dx,1}$  и  $D_{dx}$ :

Схема 5а:

$$\psi_{dx,1} = \frac{\sin \beta}{2} \left\{ M(h) + (-1)^i [S_i(h) - M(h)] \left( \frac{h}{r} - 1 \right) \sin^2 \beta \right\}, \quad (30)$$

где  $i = 1$ , если  $0 \leq \frac{h}{r} \leq 1$  и  $i = 2$ , если  $1 \leq \frac{h}{r} \leq 2$ .

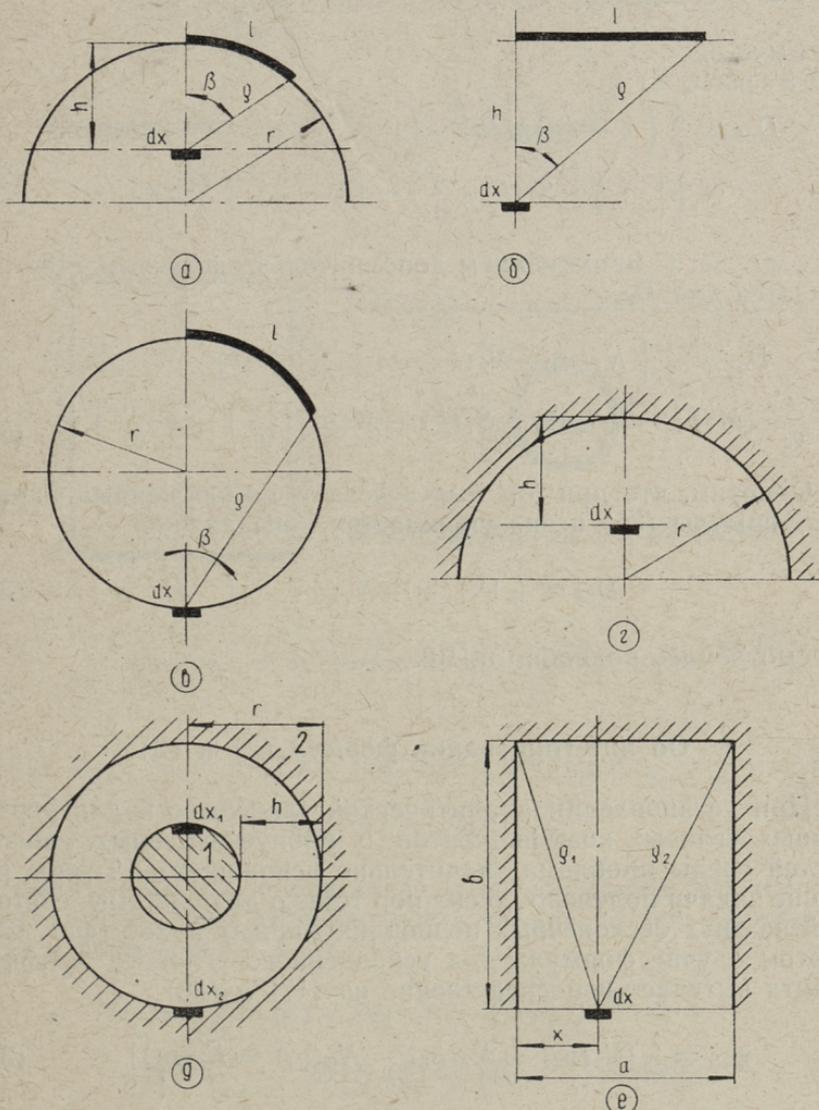
Формула (30) применима также для  $i = 1$ ,  $\frac{h}{r} < 0$ , то есть для случая, когда элементарная полоса  $dx$  находится вне цилиндрической поверхности.

Схема 5б:

$$\psi_{dx,1} = \frac{\sin \beta}{2} \left\{ M(h) + [S_1(h) - M(h)] \sin^2 \beta \right\}. \quad (31)$$

Схема 5В:

$$\psi_{dx,l} = \frac{\sin \beta}{2} \{ M(2r) + [S_2(2r) - M(2r)] \sin^2 \beta \}. \quad (32)$$



Фиг. 5. Поперечные сечения систем, для которых  $\psi_{dx,l}$  и  $D_{dx}$  вычисляются приближенно при помощи интерполяционной формулы (30)

Схема 5г  
и 5д (поверхн. 1):

$$D_{dx} = M(h) + (-1)^i [S_i(h) - M(h)] \left( \frac{h}{r} - 1 \right), \quad (33)$$

где  $i = 1$ , если  $0 \leq \frac{h}{r} \leq 1$  и  $i = 2$ , если  $1 \leq \frac{h}{r} \leq 2$ .

Схема 5д  
(поверхн. 2):

$$D_{dx} = \frac{h}{r} \left( 1 - \frac{h}{r} \right) M(h) - \left( 1 - \frac{h}{r} \right) \left( 2 \frac{h}{r} - \frac{h^2}{r^2} \right) M(2r) + \\ + \left( 1 - \frac{h}{r} \right)^2 S_1(h) + \left[ 1 - \left( 1 - \frac{h}{r} \right)^3 \right] S_2(2r). \quad (34)$$

Схема 5е: С применением дополнительно формулы (18) получается для  $D_{dx}$ :

$$D_{dx} = \frac{1}{2} \left\{ N_1(x) + N_1(a-x) + \frac{x}{q_1} [M(b) - N_1(q_1)] + \right. \\ \left. + \frac{a-x}{q_2} [M(b) - N_1(q_2)] + S_1(b) - M(b) \right\} \left[ \left( \frac{x}{q_1} \right)^3 + \left( \frac{a-x}{q_2} \right)^3 \right]. \quad (35)$$

Отметим, что при  $b/a \rightarrow \infty$  исчезает приближенный характер формулы (35) и она упрощается в выражение

$$D_{dx} = \frac{1}{2} [N_1(x) + N_1(a-x)], \quad (36)$$

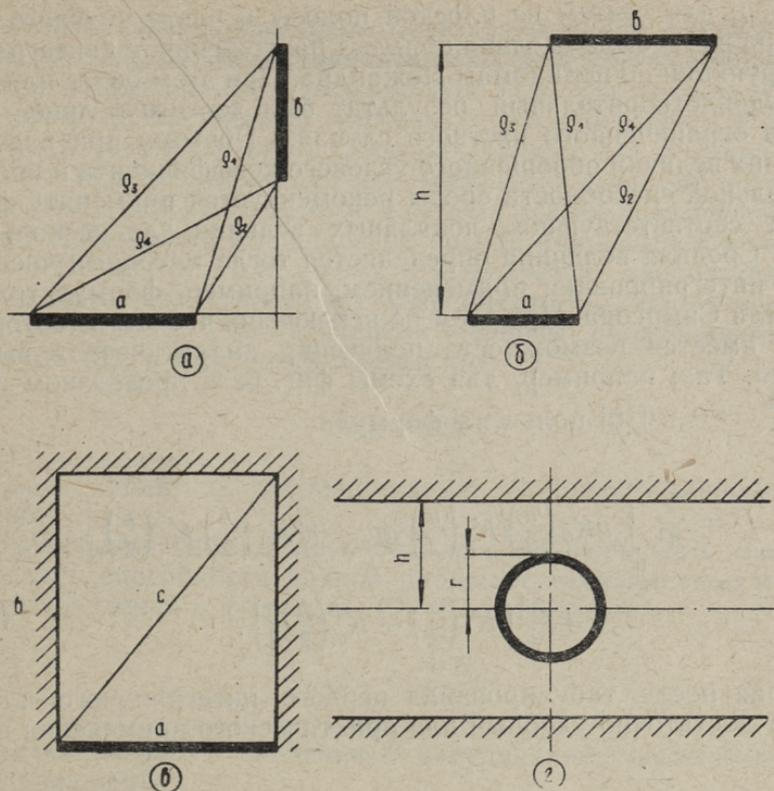
рассмотренное подробно в [10].

### Об интегрировании формул (2) и (3)

При установлении аналитической зависимости для усредненных угловых коэффициентов и пропускательных способностей среды проблема значительно усложняется. Точное решение задачи получено до сих пор только для системы, состоящей из двух бесконечных перпендикулярных полос (фиг. 6а). В этом случае формула для усредненного углового коэффициента вытекает непосредственно из (17) и (18):

$$\Psi_{ab} = \frac{1}{2a} [N_2(q_2) + N_2(q_3) - N_2(q_1) - N_2(q_4)]. \quad (37)$$

Формулы, полученные интегрированием приближенной зависимости (30), имеют в некоторых случаях также достаточно простой вид. В частности для системы, состоящей из двух бесконечных параллельных полос (фиг. 6б), получается:



Фиг. 6. Поперечные сечения систем, у которых для расчета средних значений  $\psi_{x,1}$  и  $D$  приводятся формулы (37)–(41)

$$\psi_{ab} = \frac{1}{2a} \left\{ (Q_1 + Q_4 - Q_2 - Q_3) S_1(h) + h^2 \left( \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_4} - \frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_3} \right) \cdot [S_1(h) - M(h)] \right\}. \quad (38)$$

Таким образом, пропускательная способность при излучении газовой среды на поверхность канала по фиг. 6в определяется формулой

$$D_a = \frac{1}{a} \left\{ N_2(0) + N_2(c) - N_2(a) - N(b) + \left( c + \frac{b^2}{c} - 2b \right) S_1(b) + \left( b - \frac{b^2}{c} \right) M(b) \right\}. \quad (39)$$

Для остальных случаев применение аналитических приближенных методов интегрирования приводит к сложным выражениям, неудобным для практического применения. Так, на-

пример, для систем из плоской полосы и части круглого цилиндра в [11] была сделана попытка разложения подинтегральной функции по полиномам Лежандра. При этом более или менее удовлетворительный результат был достигнут лишь для очень ограниченного частного случая. Поэтому при расчете средних величин обобщенного углового коэффициента и пропускательной способности среды рекомендуется применять формулы соответствующих локальных величин для нескольких мест. Средняя величина определяется тогда методами численного интегрирования применением, например, формул трапеции или Симпсона. При этом не исключено, что для некоторых схем имеется возможность получения аналитических выражений. Так, например, для схемы фиг. 6з в предельном случае  $\frac{h}{r} \rightarrow 0$  в [10] получена формула

$$D = \frac{2}{\pi^2} \int_h^{\infty} u K_0\left(\frac{u}{2}\right) K_1\left(\frac{u}{2}\right) du - h^2 K_0\left(\frac{h}{2}\right) K_1\left(\frac{h}{2}\right) + \frac{h^3}{2} \left[ K_1^2\left(\frac{h}{2}\right) - K_0^2\left(\frac{h}{2}\right) \right], \quad (41)$$

которая после табулирования первого интегрального члена имеет достаточно удобный для практического применения вид.

### Об эффективной толщине излучающего слоя

Приведенная в литературе общеизвестная таблица для определения эффективной толщины излучающего слоя имеет следующие недостатки:

- 1) В таблице содержатся данные для малого количества геометрических конфигураций объемов.
- 2) Приведенные данные в таблице относятся главным образом к расчету средних по поверхности значений лучистых потоков. Тем самым исключена возможность расчета локальных значений лучистых потоков, что однако часто представляет интерес с инженерной точки зрения.
- 3) В таблице приводятся рекомендации к определению  $l_{\text{эфф}}$  только для среды с нулевой оптической плотностью и для среды со средней оптической плотностью. При этом не уточняется значение средней оптической плотности. Таким образом выбор значений  $l_{\text{эфф}}$  происходит по таблице очень приближенно и возможность экстраполяции  $l_{\text{эфф}}$  на большие оптические плотности отсутствует полностью.

Учитывая вышеприведенное, результаты данной работы были использованы для составления табл. 2. В этой таблице приводятся рекомендации к определению  $l_{эфф}$  для ряда двухмерных схем, до настоящего времени не рассмотренных в литературе. В том числе приводится ряд данных для определения  $l_{эфф}$  при приближенном расчете локальных лучистых потоков. В таблице приводятся данные для трёх конечных значений оптической плотности и предельные случаи при нулевой и бесконечной оптических плотностях и выявляется, следовательно, более полное представление о зависимости  $l_{эфф}$  от оптической плотности среды. Расчет степени черноты производится по формуле (9), а  $l_{эфф}$  определяется как

$$l_{эфф} = ml_0, \quad (42)$$

где  $l_0$  — характеристический размер системы, принимаемой из табл. 2.

Вычисление табл. 2 производилось по формулам пропускательной способности данной работы, сопоставлением полученных значений с формулой (9). Следовательно:

$$m = - \frac{\ln D}{l_0}. \quad (43)$$

Для схем на фиг. 7 значения  $D$  определялись численным интегрированием.

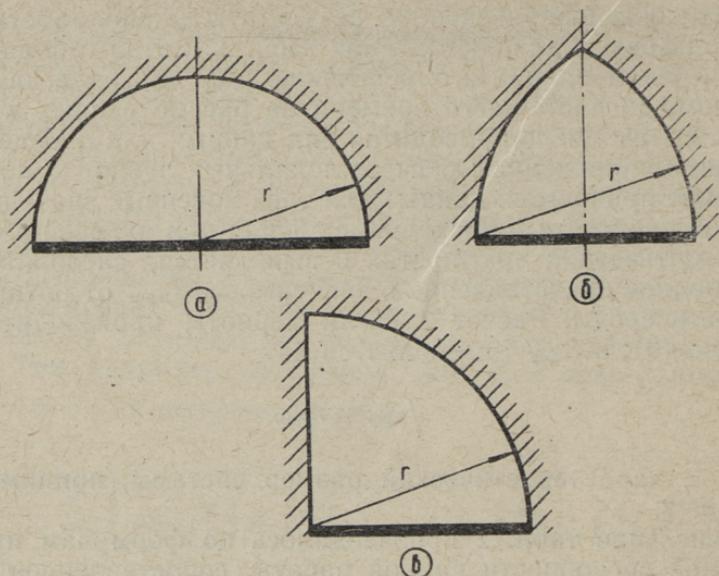
Большинство значений  $m$  дано с трехзначной точностью. Однако для схем, формулы пропускательной способности которых приближенные, значения  $m$  даны с двухзначной точностью. Однозначные числа соответствуют точному значению  $m$ . Для нулевой оптической плотности среды ( $l_0 = 0$ ) проведен специальный анализ с использованием первых членов разложения функции  $M$ ,  $N$  и  $S$ , например

$$M(\varrho) = 1 - \frac{4}{\pi} \varrho + \dots \quad (44)$$

Для бесконечной оптической плотности среды ( $l_0 \rightarrow \infty$ ) доказано, что значение  $m$  определяется как отношение наименьшего расстояния между расчетными поверхностями к характерному размеру  $l_0$ :

$$m = \frac{\varrho_{мин}}{l_0}. \quad (45)$$

Действительно, принимая  $\varrho = \varrho_{мин} + \Delta\varrho$ , получаем для локальной пропускательной способности



Фиг. 7. Поперечные сечения систем, для которых значения  $m$  в таблице 2 получены численным интегрированием

$$D = e^{-r_{\text{мин}}} \int_{2\pi} e^{-\Delta r} \frac{\cos \beta_1 d\omega}{\pi}, \quad (46)$$

где  $\omega$  — телесный угол, и согласно (43):

$$m = \frac{Q_{\text{мин}}}{I_0} \left[ 1 - \frac{1}{Q_{\text{мин}}} \ln \int_{2\pi} e^{-\Delta r} \frac{\cos \beta_1 d\omega}{\pi} \right]. \quad (47)$$

Однако последний член в скобках выражения (47) приближается к нулю, если только  $Q_{\text{мин}} \rightarrow \infty$ . Для доказательства запишем при зафиксированном  $Q_{\text{мин}}$ :

$$-\frac{1}{Q_{\text{мин}}} \ln \int_{2\pi} e^{-\Delta r} \frac{\cos \beta_1 d\omega}{\pi} = \xi_1. \quad (48)$$

Для геометрически подобной системы с  $n$  кратной оптической плотностью получается:

$$\xi_n = -\frac{1}{nQ_{\text{мин}}} \ln \int_{2\pi} e^{-n\Delta r} \frac{\cos \beta_1 d\omega}{\pi}. \quad (49)$$

## Таблицы

Таблица 1

Некоторые значения применяемых функций

$x$	$M(x)$	$N_1(x)$	$N_2(x)$	$S_1(x)$	$S_2(x)$
0	1,0000	1,0000	0,4244	1,0000	1,0000
0,1	0,8818	0,6826	0,3433	0,8326	0,9061
0,2	0,7793	0,5241	0,2836	0,7039	0,8230
0,3	0,6899	0,4163	0,2368	0,6001	0,7490
0,4	0,6116	0,3372	0,1994	0,5146	0,6828
0,5	0,5429	0,2767	0,1688	0,4432	0,6234
0,6	0,4823	0,2293	0,1436	0,3831	0,5701
0,7	0,4289	0,1915	0,1226	0,3321	0,5221
0,8	0,3816	0,1608	0,1050	0,2886	0,4787
0,9	0,3399	0,1358	0,0903	0,2514	0,4395
1,0	0,3028	0,1152	0,0777	0,2194	0,4040
1,1	0,2700	0,0980	0,0671	0,1918	0,3719
1,2	0,2408	0,0837	0,0580	0,1679	0,3428
1,3	0,2150	0,0717	0,0503	0,1472	0,3162
1,4	0,1919	0,0615	0,0436	0,1292	0,2920
1,5	0,1714	0,0529	0,0379	0,1135	0,2701
1,6	0,1532	0,0456	0,0330	0,0998	0,2500
1,7	0,1369	0,0394	0,0288	0,0879	0,2317
1,8	0,1224	0,0341	0,0251	0,0774	0,2150
1,9	0,1095	0,0296	0,0219	0,0683	0,1997
2,0	0,0980	0,0257	0,0192	0,0603	0,1857
2,5	0,0564	0,0129	0,0099	0,0326	0,1313
3,0	0,0326	0,0066	0,0052	0,0179	0,0953
3,5	0,0190	0,0035	0,0028	0,0099	0,0710
4,0	0,0111	0,0018	0,0015	0,0055	0,0542
4,5	0,0065	0,0010	0,0008	0,0031	0,0423
5,0	0,0038	0,0005	0,0004	0,0018	0,0338
5,5	0,0022	0,0003	0,0002	0,0010	0,0275
6,0	0,0013	0,0002	0,0001	0,0006	0,0228
6,5	0,0008	0,0001	0,0001	0,0003	0,0192
7,0	0,0005			0,0002	0,0164
7,5	0,0003			0,0001	0,0141
8,0	0,0002			0,0001	0,0123
8,5	0,0001				0,0110
9,0	0,0001				0,0095
9,5					0,0085
10,0					0,0078

Эффективная толщина излучающего слоя для цилиндрических объемов различной формы,  $l_{эфф} = ml_0^*$

№	Форма излучающего объема	№ Фигуры	$l_0$	Характ. параметр	Значение $m$ при				
					$l_0 = 0$	0,2	1	5	$\infty$
1	Бесконечный цилиндр с поперечным сечением в виде полукруга. Излучение на плоскую стенку	3а, 3б.	$r$	$\frac{x}{r} = 0$	$\frac{4}{\pi} = 1,27$	1,25	1,20	1,12	1
				0,2	1,26	1,19	1,17	1,07	0,8
				0,4	1,20	1,15	1,09	0,929	0,6
				0,6	1,11	0,990	0,963	0,741	0,4
				0,8	0,951	0,765	0,760	0,501	0,2
				1,0	$\frac{2}{\pi} = 0,637$	0,560	0,371	0,122	0
		7а	$r$	сред.	$\frac{1}{\pi} + \frac{\pi}{4} = 1,10$	0,994	0,935	0,548	0
2	Бесконечный цилиндр с поперечным сечением, которое составлено из двух частей окружностей и из радиуса, общего для обеих окружностей. Излучение на плоскую стенку	3в	$r$	$\frac{x}{r} = 0$	$\frac{2}{\pi} = 0,637$	0,440	0,328	0,122	0
				0,1	0,653	0,475	0,533	0,350	0,1
				0,2	0,744	0,546	0,633	0,496	0,2
				0,3	0,801	0,641	0,737	0,610	0,3
				0,4	0,833	0,747	0,779	0,691	0,4
				0,5	$\frac{2+3 \ln 3}{2\pi} = 0,844$	0,866	0,794	0,720	0,5
		7б	$r$	сред.	0,753	0,608	0,650	0,434	0
3	Бесконечный цилиндр с поперечным сечением в виде четверти круга. Излучение на плоскую стенку	3г	$r$	$\frac{x}{r} = 0$	$\frac{2}{\pi} = 0,637$	0,585	0,429	0,138	0
				0,2	0,897	0,703	0,791	0,558	0,2
				0,4	0,962	0,880	0,901	0,764	0,4
				0,6	0,936	0,837	0,855	0,718	0,4
				0,8	0,824	0,656	0,706	0,500	0,2
				1,0	$\frac{1+\ln 2}{\pi} = 0,539$	0,492	0,348	0,122	0
		7в	$r$	сред.	0,914	0,722	0,733	0,432	0

Табл. 2 (продолжение)

4	Бесконечный цилиндр с поперечным сечением эллипса (при $b/a = 0$ — парабола), срезаемый вдоль большой оси. Излучение на фокус	$3\delta$	$p = \frac{b^2}{a}$	$\frac{b}{a} = 0$ 0,25 0,5 0,75 1,0	$\infty$ 2,71 1,94 1,53 $\frac{4}{\pi} = 1,27$	1,91 1,85 1,66 1,42 1,25	1,28 1,28 1,28 1,26 1,20	0,870 0,878 0,905 0,959 1,12	$\frac{1}{2}$ 0,508 0,536 0,602 1
5	Плоскопараллельный слой	$4a$	$h$	—	2	1,76	1,52	1,26	1
6	Бесконечный круглый цилиндр. Излучение на боковую поверхность	$4b$	$2r$	—	1	0,974	0,906	0,678	0
7	1) Бесконечный цилиндр с поперечным сечением в виде круглого кольца. Излучение на поверхность внутреннего цилиндра 2) Бесконечный цилиндр с поперечным сечением из части окружности и прямой. Излучение на середину плоской поверхности	$5z, 5\delta$	$h$	$\frac{h}{r} = 0$ 0,25 0,5 0,75 1 1,25 1,5 1,75 2	2 1,56 1,44 1,35 $\frac{4}{\pi} = 1,27$ 1,21 1,14 1,08 1	1,76 1,6 1,5 1,4 1,25 1,2 1,1 1,0 0,974	1,52 1,4 1,3 1,3 1,20 1,1 1,0 0,97 0,906	1,26 1,2 1,2 1,1 1,12 0,90 0,79 0,73 0,678	1 1 1 1 1 0,775 0,577 0,378 0
8	Бесконечный цилиндр с поперечным сечением в виде круглого кольца. Излучение на поверхность внешнего цилиндра.	$5\delta$	$h$	$\frac{h}{r} = 0$ 0,25 0,5 0,75 1	2 2,33 2,28 2,16 2	1,76 2,3 2,2 2,0 1,95	1,52 1,7 1,8 1,8 1,81	1,26 1,2 1,1 1,0 1,36	1 0 0 0 0

Табл. 2 (продолжение)

9	Бесконечный канал с прямоугольным поперечным сечением. Излучение на меньшую плоскую поверхность	$\frac{b}{a} = \infty$	5e	a	$\frac{x}{a} = 0$	$\infty$	1,36	0,584	0,139	0
					0,1	$\infty$	1,51	0,894	0,395	0,1
					0,2	$\infty$	1,64	1,03	0,568	0,2
					0,3	$\infty$	1,75	1,19	0,714	0,3
					0,4	$\infty$	1,84	1,26	0,825	0,4
					0,5	$\infty$	1,91	1,28	0,870	0,5
		6в	a	сред.	$\infty$	1,75	1,06	0,494	0	
		$\frac{b}{a} = 1$	5e	a	$\frac{x}{a} = 0$	0,721	0,69	0,46	0,14	0
					0,1	0,907	0,80	0,72	0,39	0,1
					0,2	1,00	0,90	0,83	0,56	0,2
0,3	1,06				0,98	0,95	0,70	0,3		
0,4	1,09				1,0	1,0	0,81	0,4		
0,5	1,10				1,1	1,0	0,85	0,5		
6в	a	сред.	1	0,99	0,85	0,49	0			
10	Бесконечный круглый цилиндр между параллельными плоскостями. Излучение на поверхность цилиндра	6г	h	$\frac{r}{h} = 0$	$\infty$	2,52	1,80	1,29	1	
				0,1	$\infty$	2,4	1,7	1,2	0,9	
				0,25	$\infty$	2,3	1,6	1,1	0,750	

\* Все линейные размеры в таблице даны в безразмерном виде, получаемом умножением действительных размеров на коэффициент поглощения  $k$ .

Так как при непосредственном переходе к пределу получается неопределенность типа

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \xi_n = \frac{\infty}{\infty}, \quad (50)$$

то применяем правило Лопиталья

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \xi_n = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\int_{\varphi} z e^{-z} d\varphi}{n Q_{\min} \int_{\varphi} e^{-z} d\varphi}, \quad (51)$$

где  $z = n\Delta\varrho$  и  $d\varphi = \frac{\cos \beta_1 d\omega}{\pi}$ . Так как  $0 \leq z < \infty$  и интеграль-

ное среднее значение  $\bar{z}$  является конечным:

$$\bar{z} = \frac{\int_{\varphi} z e^{-z} d\varphi}{\int_{\varphi} e^{-z} d\varphi} \neq \infty, \quad (52)$$

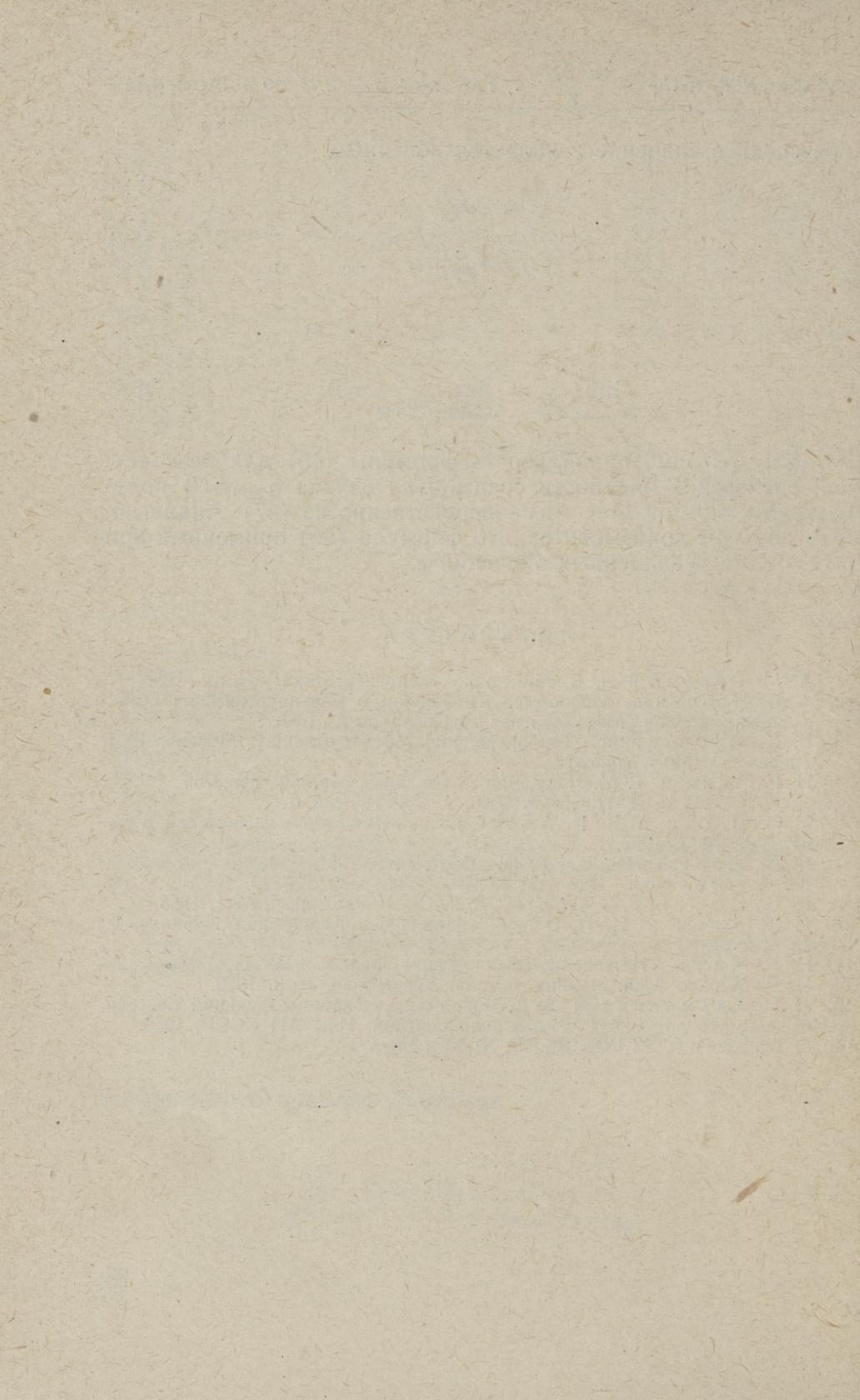
то

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \xi_n = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\bar{z}}{n\varrho_{\min}} = 0. \quad (53)$$

Этим и доказана правильность формулы (45) для бесконечной оптической плотности среды. Для случая  $\varrho_{\min} = 0$  получается  $m = 0$  при  $l_0 \rightarrow \infty$  непосредственно из (47). Аналогичным образом доказывается, что формула (45) применима при  $l_0 \rightarrow \infty$  для усредненных значений  $\varepsilon$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Гурвич и В. В. Митор. «Теплоэнергетика», № 12, 1955.
2. А. С. Невский. Теплообмен излучением в металлургических печах и топках котлов. Металлургиздат. Свердловск, 1958.
3. В. Х. Мак-Адамс. Теплопередача. Металлургиздат. Москва, 1961 (перевод с английского).
4. И. Р. Микк и Т. М. Лаусмаа. См. наст. сборник, стр. 75.
5. Г. Л. Поляк. ДАН СССР, 1940, т. XXVII, вып. 1.
6. Г. Л. Поляк и В. Н. Адрианов. «Инженерно-физический журнал», V, № 7, 1962.
7. С. Н. Шорин. Изв. АН СССР, ОТН, № 3, 1951.
8. Ю. А. Суринов. Изв. АН СССР, ОТН, №№ 9 и 10, 1952.
9. Н. С., Hottel, E. S. Cohen, A. J. Ch. E. Journal, 4, № 1, 1958.
10. И. Р. Микк и И. П. Эпик. «Инженерно-физический журнал», 4, № 6, 1961.
11. И. Р. Микк. «Инженерно-физический журнал», 5, № 11, 1962.
12. И. Р. Микк. Изв. высших уч. зав. Энергетика, № 3, 1962.
13. Л. Н. Кармазина и Э. А. Чистова. Таблицы функций Бесселя от мнимого аргумента и интегралов от них. Изв. АН СССР, 1958.
14. E. Schmidt, Z. VDI, Bd. 77, № 43, 1933.



*И. Р. Микк*

## НЕКОТОРЫЕ РЕКОМЕНДАЦИИ К РАСЧЕТУ ТЕПЛООБМЕНА ИЗЛУЧЕНИЕМ В МЕЖТРУБНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

### Введение

Величиной, характеризующей лучистый теплообмен между излучающими газами и трубным пучком, является степень черноты излучающего газового объема  $\varepsilon$ . Она зависит от поглощательных свойств газов и эффективной толщины газового слоя и определяется по формуле

$$\varepsilon = 1 - e^{-kl}, \quad (1)$$

где  $k$  — эффективное значение коэффициента поглощения среды,

$l$  — эффективная толщина излучающего газового слоя.

Для реальных поверхностей нагрева  $l$  является величиной условной, так как формула (1) получается теоретически при рассмотрении изотермического равновесного серого одномерного излучения. Определение степени черноты в случае трехмерной (пространственной) задачи усложняется из-за непостоянства величины длины луча в разных направлениях, что приводит к необходимости интегрирования (1) по всем направлениям в пределах полусферического телесного угла в сочетании с законом Ламберта. Такое интегрирование выполнено численными методами [1, 2]. На основе этих работ разработаны рекомендации к определению эффективной толщины излучающего слоя. Например, в [3, 4] рекомендуются формулы

$$l = (1,87 \frac{s_1 + s_2}{d} - 4,1)d \quad (2)$$

при  $\frac{s_1 + s_2}{d} \leq 7,0$  и

$$l = \left( 2,82 \frac{s_1 + s_2}{d} - 10,6 \right) d \quad (3)$$

при  $7,0 < \frac{s_1 + s_2}{d} < 13$ , где

$s_1$  и  $s_2$  — шаги труб в пучке и  
 $d$  — их диаметр.

В других трудах [5, 6]  $l$  выражается формулой

$$l = ml_0, \quad (4)$$

где  $l_0 = \frac{4V}{F}$  — характеристический размер,

$V$  и  $F$  — соответственно объем газового тела и площадь  
 окружающей оболочки, а

$m \approx 0,9$  — поправочный коэффициент.

Рассмотрение вопроса вычисления степени черноты по формулам (1) и (4) приводит к следующим выводам.

1. Величина  $l$  по формуле (4) не равняется величине  $l$ , вычисленной по (2) или (3).
2. Выбор для трубного пучка значения коэффициента  $m = 0,9$  в формуле (4) не обоснован в литературе соответствующим анализом.
3. Область применения формул (2) и (3) по шагам труб сравнительно невелика.
4. Формулами (2) — (4) не учитывается полностью геометрическая характеристика пучка (коридорное или шахматное расположение труб).
5. Формулы (2) — (4) не применимы при предельном случае:  $\frac{s_2}{d} = 1$ ;  $\frac{s_1}{d} \rightarrow \infty$ . В этом случае явно не учитывается угловой коэффициент, под которым трубы видят излучающий слой, и получается до  $\frac{\pi}{2}$ -кратное необоснованное увеличение расчетного количества тепла.

Ненадежность существующих методов расчета степени черноты иллюстрируется табл. 1, где приведены некоторые вычисленные по формулам (1) — (4) значения степени черноты газового слоя  $\epsilon$ , а также соответственные значения  $\epsilon$ , полученные на основе данной работы.

Задачей данной работы является разработка более общего несложного метода расчета степени черноты газового слоя для трубных пучков, обеспечивающего достаточную точность для инженерной практики. При этом использовались полученные нами соотношения для изотермического серого излучения [7], так как применением законов серого излучения задача упрощается, а точность результатов, согласно анализу

Некоторые значения степени черноты излучающего газового слоя, вычисленные по существующим методам и по результатам данной работы

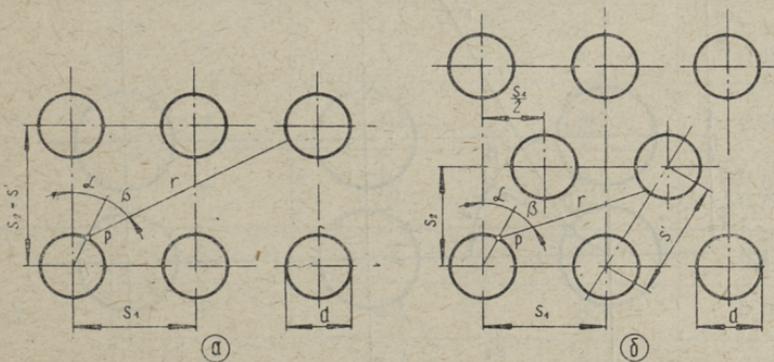
№ схемы	$\frac{s_1}{d}$	$\frac{s_2}{d}$	$kd$	$kl_0$	ε по существующим методам		ε по данной работе Форм. (7), (8) и фиг. 4
					форм. (1), (2), (3)	форм. (1), (4)	
1a	3,5	3,5	0,01	0,152	0,086	0,129	0,129
1a	5	5	0,01	0,308	0,161	0,242	0,235
1a	10	1	0,01	0,117	0,185	0,099	0,098
1a	5	5	0,05	1,54	0,586	0,751	0,643
1a	10	1	0,05	0,586	0,753	0,410	0,344
1a	5	5	0,11	3,41	0,799	0,953	0,802
1a	3	2	0,15	0,995	0,657	0,591	0,506
2	4	1/6 *	0,02	0,337	0,191	0,261	0,246
2	3	1/3 *	0,15	0,995	0,657	0,591	0,491

\* При расчете по формулам (1)–(4) использовалось среднее значение  $\frac{s_2}{d} = \frac{1}{2} \left( \frac{s_{21}}{d} + \frac{s_{22}}{d} \right)$ .

А. М. Гурвича и В. В. Митора [8], остается удовлетворительной.

### Исходные значения степени черноты

Первый этап работы состоял в получении интегрированных численных значений степени черноты ε, которые можно счи-



Фиг. 1. Поперечные сечения коридорного и шахматного трубных пучков с обозначениями

тать точными в том смысле, что они получены с учетом непостоянства толщины излучающего газового слоя в разных направлениях. Формулировка задания была следующая.

Вычислить значения  $\epsilon$  для схем на фиг. 1 по формуле

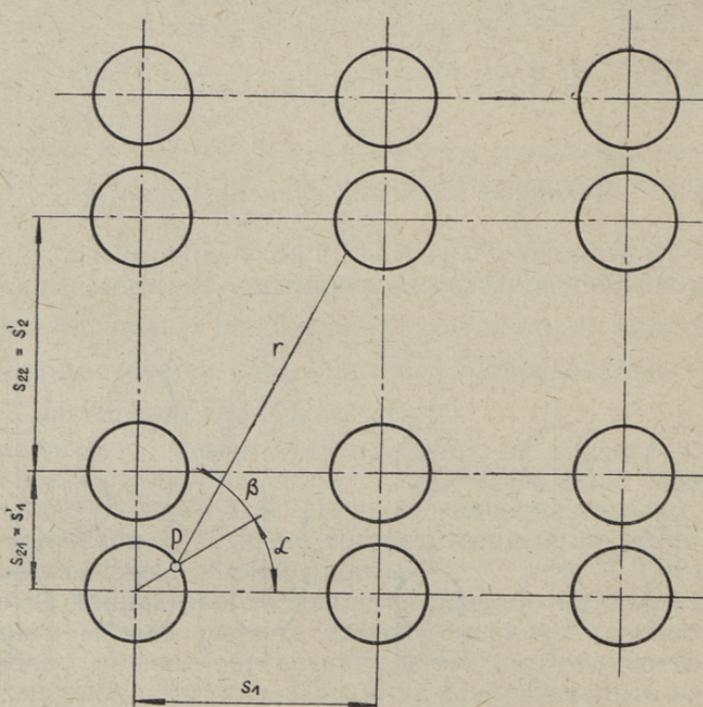
$$\epsilon = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha = -\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \int_{\beta = -\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} M(kr) \cos \beta d\beta d\alpha, \quad (5)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — углы, показанные на фиг. 1,

$r$  — длина от рассматриваемой точки  $P$  до первого пересечения с трубой, измеряемая на поперечном сечении трубного пучка.

Функция  $M$  согласно [7] определяется формулой

$$M(x) = \frac{2}{\pi} \left[ (1 + x^2) \int_x^{\infty} K_0(u) du + xK_0(x) - x^2K_1(x) \right], \quad (6)$$



Фиг. 2. Поперечное сечение коридорного трубного пучка с чередованием, в одном направлении, двух разных шагов

Таблица 2

Вычисленные по формуле (5) значения степени черноты  
излучающего газового слоя  $\varepsilon$ .  
Расположение труб — см. фиг. 2

$kd$	$\frac{s_1}{d}$	$\frac{s_{21}}{d}$	$\frac{s_{22}}{d}$	$\varepsilon$
0,005	2	1,1	4	0,027
		1,1	8	0,053
	6	1,1	4	0,086
		1,1	8	0,125
0,01	4	1,1	4	0,111
		1,1	4	0,108
	6	1,1	4	0,162
		1,1	6	0,198
		1,1	8	0,224
		1,1	8	0,220
0,02	2	1,1	8	0,166
		4	8	0,294
		1,1	8	0,388
	6	2	4	0,282
		2	8	0,410
		1	8	0,472
0,05	6	1	4	0,598
		1	8	0,598
	10	1	4	0,607
		1	8	0,715
0,1	2	1,1	8	0,449
		1,1	8	0,451
	4	1,1	8	0,660
		1,1	8	0,732
	6	2	8	0,794
		2	8	0,794
0,2	2	2	2	0,472
		1,1	8	0,763
		1,1	8	0,825
0,5	2	2	2	0,731

где  $K_0(x)$  и  $K_1(x)$  функции Бесселя от мнимого аргумента. Трубы на фиг. 1 считались бесконечно длинными и их число по всем направлениям бесконечным. Задание на программирование и вычислительные работы было дано вычислительному центру Тартуского государственного университета.

Методика и результаты этой работы опубликованы в [9].

Так как в практике часто встречаются трубные пучки, имеющие распределение труб в одном ряде, с чередованием двух разных шагов, то были проведены дополнительные вычисления по формуле (5) для схемы на фиг. 2. Задание на программирование и вычислительные работы по этой части были даны вычислительному центру Института кибернетики АН ЭССР. Программирование задания характеризуется следующими особенностями.

1. Функция  $M(kr)$  была заменена двумя аппроксимирующими полиномами, обеспечивающими четырехзначную точность значения  $M(kr)$ .

2. Интегрирование по  $\beta$  производилось по формуле трапеции. Число делений области интегрирования на участки было постепенно увеличено, пока разность двух последовательно полученных значений интегралов не стала меньше ранее определенной величины.

3. Интегрирование по  $\alpha$  производилось аналогично с применением формулы Симпсона.

Вычисления степени черноты производились на электронно-вычислительной машине «М-3» (усовершенствованная модель). Представленные в табл. 2 результаты вычислены с точностью до двух знаков после запятой.

### Анализ результатов интегрирования

Анализом приведенных в [9] и в табл. 2 результатов интегрирования было установлено, что приближенно обобщение метода расчета степени черноты  $\epsilon$  возможно на базе формул (1) и (4):

$$\epsilon = 1 - e^{-mkl_0}, \quad (7)$$

где характеристический размер  $l_0$  определяется формулой

$$l_0 = \frac{4V}{F}, \quad (8)$$

а поправочный коэффициент  $m$  является функцией от произведения  $kl_0$  и относительных шагов  $\frac{s_1}{d}$  и  $\frac{s'}{d}$  (см. фиг. 1). Было

найденно, что за параметр, определяющий приближенное значение коэффициента  $m$ , можно принять величину

$$z = \frac{kI_0}{\varphi^2}, \quad (9)$$

где  $\varphi$  — приведенный угловой коэффициент, определяемый соотношением

$$\varphi = \frac{\frac{s_1}{d} \varphi_{d,s'} + \frac{s'}{d} \varphi_{d,s_1}}{\frac{s_1}{d} + \frac{s'}{d}}. \quad (10)$$

Величины  $\varphi_{d,s_1}$  и  $\varphi_{d,s'}$  — известные угловые коэффициенты от трубы на касательные к ряду труб поверхности, параллельные соответственно шагам  $s_1$  и  $s'$ . Например  $\varphi_{d,s'}$  определяется формулой

$$\varphi_{d,s_1} = 1 - \frac{2}{\pi} \left( \arcsin \frac{d}{s_1} + \sqrt{\left(\frac{s_1}{d}\right)^2 - 1} - \frac{s_1}{d} \right). \quad (11)$$

Анализом приведенных в табл. 2 результатов установлено, что приближенное значение коэффициента  $m$  определяется достаточно удовлетворительно также параметром  $z$ , если коэффициент  $1/\varphi^2$  в формуле (9) вычислить как арифметическую среднюю

$$\frac{1}{\varphi^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varphi_{21}^2} + \frac{1}{\varphi_{22}^2} \right), \quad (12)$$

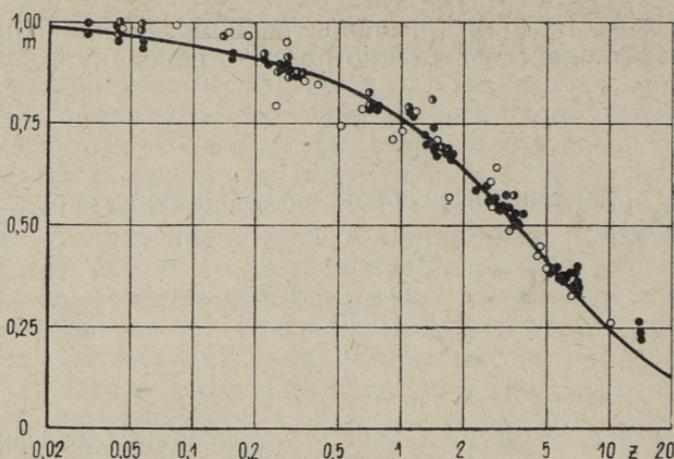
где  $\varphi_{21}$  и  $\varphi_{22}$  приведенные угловые коэффициенты, вычисляемые по формуле (10) соответственно шагам  $s_{21}$  и  $s_{22}$  (см. фиг. 2).

На фиг. 3, в зависимости параметра  $z$ , точками представляются значения коэффициента  $m$ , вычисленные из приведенных в [9] и в табл. 2 значений степени черноты по формулам (7) и (8).

В предельном случае коридорного пучка, при  $\frac{s_2}{d} = 1$ ,  $\frac{s_1}{d} \rightarrow \infty$  излучающий объем имеет вид плоского слоя толщиной  $s_1$  со степенью черноты [6]

$$\varepsilon_T = 1 - [(1 - ks_1)e^{-ks_1} - (ks_1)^2 Ei(-ks_1)], \quad (13)$$

где  $Ei(-ks_1)$  — интегральная показательная функция. Однако, ограничивающие слои поверхности волнисты, с площадью



Фиг. 3. Обработанные в координатах  $m-z$  результаты вычисления степени черноты по формуле (5):

● — коридорный пучок; — то же, с чередованием двух разных шагов в одном направлении (по фиг. 2); — шахматный пучок

$\frac{\pi}{2}$  раза больше, чем имели бы соответствующие плоскости. Следовательно, отнесенное к волнистой поверхности значение степени черноты определяется формулой:

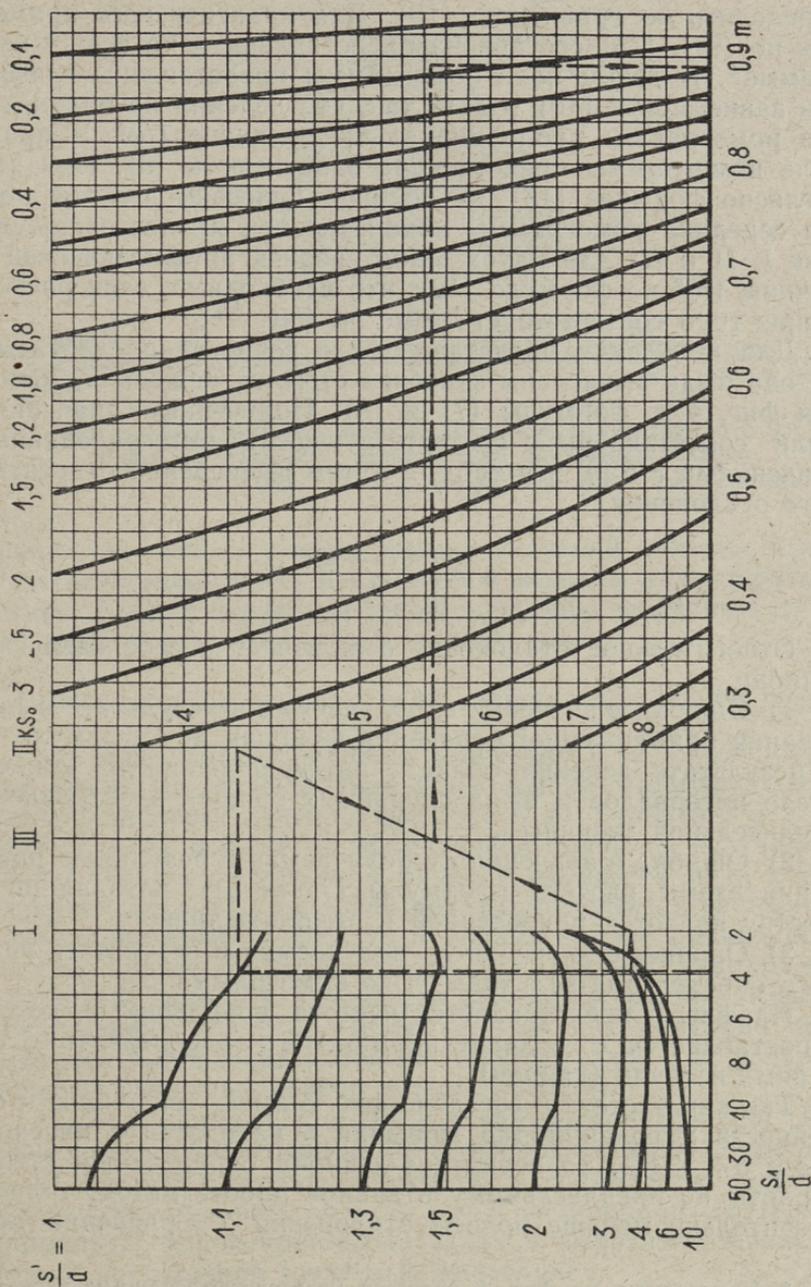
$$\varepsilon = \frac{2}{\pi} \varepsilon_T. \quad (14)$$

Имея в виду, что в данном случае  $\varphi = \frac{2}{\pi} l_0 = \frac{4}{\pi} s_1$  и  $z = \pi k s_1$ , получаем из (7) и (13)

$$\exp\left(-\frac{4}{\pi^2} m z\right) = \frac{\pi-2}{\pi} + \frac{2}{\pi} \left[ \left(1 - \frac{z}{\pi}\right) \exp\left(-\frac{z}{\pi}\right) - \left(\frac{z}{\pi}\right)^2 Ei\left(-\frac{z}{\pi}\right) \right]. \quad (15)$$

Уравнением (15) определяется зависимость  $m = m(z)$ , которая представлена на фиг. 3 сплошной линией. Так как точки удовлетворительно группируются около кривой  $m = m(z)$ , то в пределах данного материала можно рекомендовать уравнение (15) для приближенного определения коэффициента  $m$ .

В итоге данной работы и [9] интегрированием получены значения степени черноты для значительно более широкого диапазона параметров ( $\frac{s_1}{d} = 2-50$ ,  $\frac{s_2}{d} = 1-5$ ,  $kl_0 = 0,015-12$ ) чем в более ранних работах, а также установлена зависимость степени черноты от геометрической конфигурации трубного пучка. На основе этих данных установлена применяе-



Фиг. 4. Номограмма для определения поправочного коэффициента  $m$ .

мость формул (7) и (8) для приближенного определения значения степени черноты, если поправочный коэффициент  $m$  определить по уравнению (15). Для практического применения по (9)—(15) составлена представленная на фиг. 4 номограмма\*. В левом поле номограммы представлены графически зависимости (10) и (11) так, что деления на ординатной оси номограммы пропорциональны величине  $1/\varphi^2$ . В правом поле номограммы представлена зависимость (9). При этом, согласно формуле (15), на абсцисс нанесены деления по  $m$ . На середине номограммы находятся три равностоящие прямые I, II и III для нахождения средней арифметической величины  $1/\varphi^2$  по формуле (12), что необходимо, если расположение труб соответствует схеме на фиг. 2.

Для получения представления о точности предлагаемого метода были вычислены значения степени черноты  $\varepsilon_0$ , используя фиг. 4 и формулы (7) и (8). Полученные значения  $\varepsilon_0$  были сопоставлены с соответствующими интегрированными значениями  $\varepsilon$  в [9] и в табл. 2 путем вычисления относительного отклонения

$$\delta = \frac{100(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0} \% . \quad (16)$$

Относительное отклонение  $\delta$  включает в себе следующие ошибки.

1) Ошибка в значении  $\varepsilon$ , получаемая в результате использования приближенного значения функции  $M$  в формуле (5), в результате деления области интегрирования на конечное число интервалов и из-за случайных ошибок электронно-вычислительной машины.

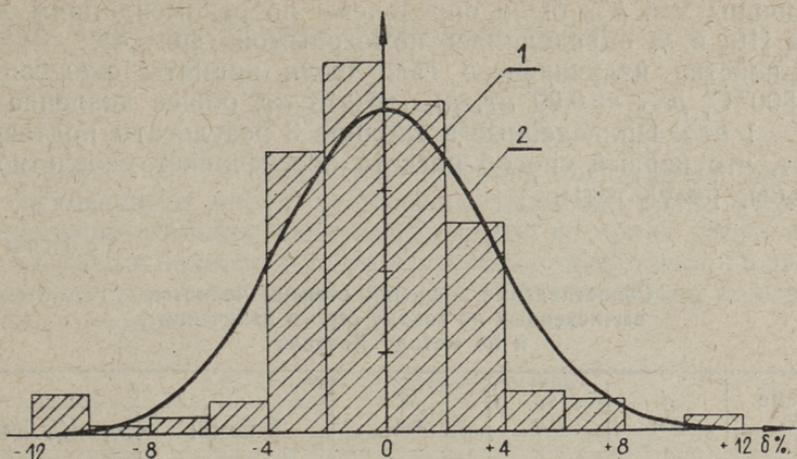
2) Ошибка в значении  $\varepsilon_0$ , получаемая в результате применения схемы расчета (формулы (7)—(15)), которая по существу является приведенной и приближенной.

3) Ошибка в значении  $\varepsilon_0$ , получаемая в результате неточного определения величины  $m$  по номограмме фиг. 4.

На фиг. 5 представляется частота появления  $\delta$ , которая сопоставляется с законом нормального распределения случайных величин (кривая).

Так как частота  $\delta$  согласно фиг. 5 имеет тенденцию к случайности и большинство значений  $\delta$  находится в интервале  $-4 < \delta < +4\%$ , то вероятная ошибка определения степени черноты по предлагаемому в данной работе методу остается значительно меньше полосы отклонений  $\delta$ . Сравнение полу-

\* Номограмма на фиг. 4 является усовершенствованным вариантом приведенной в [9] номограммы. Приведенная в [9] номограмма приспособлена к определению  $m$  только для пучков типа фиг. 1.



Фиг. 5. Сопоставление частоты появления отклонения  $\delta$  с законом нормального распределения случайных величин:

1 — частота появления  $\delta$ , 2 — кривая нормального распределения

ченных по предлагаемому методу значений степени черноты с вычисляемыми по существующим методам характеризуется в табл. 1, где в последней строке нанесены значения  $\varepsilon$  по данной работе.

### Расчет степени черноты селективно-поглощающей среды

Как известно, поглощение излучения в газах не происходит строго по экспоненциальному закону. Поэтому коэффициент ослабления лучей по формуле А. М. Гурвича и В. В. Митора [3, 4, 8] зависит от эффективной толщины излучающего слоя  $l$ . Так как в трубном пучке встречаются лучи с очень неравной длиной, а тепловой поток определяется главным образом длинными лучами, то в данном случае правильно вычислить значение коэффициента ослабления  $k$ , используя характерный размер излучающего объема  $l_0$  (вместо эффективной толщины  $l = ml_0$ ). Проверка этой рекомендации производилась вычислением степени черноты газов для некоторых геометрических вариантов двумя способами.

1) Формулами (7) и (8) и номограммой (фиг. 4). Величина  $k$  была определена по [3] (с использованием  $l_0$  вместо  $s$ ).

2) Если газ считать серым по всей области спектра  $x$  и прозрачным по всей области  $1 - x$ , то можно по Хоттелю [10] применять экспоненциальный закон и выразить степень черноты с достаточной точностью формулой

$$\varepsilon = x(1 - e^{-mk'l_0}). \quad (7a)$$

Величины  $x$  и  $k'l_0$  были определены по рекомендациям Хоттеля [10] и  $m$  определялась номограммой (фиг. 4).

Свойства излучающего газа были приняты следующие:  $t = 800^\circ \text{C}$ ,  $p_{\text{CO}_2} = 0,09 \text{ ат}$ ,  $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,15 \text{ ат}$ , общее давление газа —  $1 \text{ ата}$ . Приведенные в таблице 3 результаты подтверждают, что первый способ расчета обеспечивает удовлетворительные результаты.

Таблица 3

Сопоставление значений степени черноты, вычисленных по закону серого излучения и по методу Хоттеля

Схема №	$d$ мм	$s_1$ мм	$s_2$ мм	$\epsilon$	
				$k$ по [3]	$x$ и $k'l_0$ по [10]
1а	40	400	40	0,148	0,144
1б	80	480	320	0,318	0,322
2	40	160	$\left\{ \begin{array}{l} s_{21} = 40 \\ s_{22} = 160 \end{array} \right.$	0,153	0,154

### Рекомендации к расчету лучистого теплообмена между газовой средой и трубной поверхностью нагрева

#### 1. Общие замечания

Ниже приводятся некоторые рекомендации применительно к тепловому расчету конвективных и полурadiaционных поверхностей нагрева котельных агрегатов. При этом рассматриваются только вопросы, касающиеся лучистого теплообмена. Расчет лучистого теплообмена рекомендуется произвести по методике [3] (пп. 7—32 до 7—39, пп. 8—17 до 8—23 и пп. 8—38) со следующими уточнениями.

1—1) Степень черноты излучающих продуктов сгорания вычисляется по методу данной работы (форм. 7) с применением номограммы фиг. 4 и характерного размера  $l_0$ . Метод вычисления степени черноты единый для трубных пучков и для ширмовых поверхностей нагрева.

1—2) Характерный размер  $l_0$  определяется единой формулой

$$l_0 = \frac{4V}{F} = \left( \frac{4}{\pi} \frac{s_1 s_2}{d} - 1 \right) d. \quad (17)$$

Для пучка, поперечное сечение которого показано на фиг. 2,

среднее значение  $\frac{s_2}{d}$  определяется формулой

$$\frac{s_2}{d} = \frac{1}{2} \left( \frac{s_{21}}{d} + \frac{s_{22}}{d} \right). \quad (18)$$

Формула (17) соответствует случаю, когда пучок состоит из бесконечного числа бесконечно длинных труб. Однако уменьшение толщины излучающего слоя на краях пучка компенсируется в некоторой мере излучением обмуровки. Поэтому рекомендуется применять формулу (17) также для конечных трубных пучков.

## 2. К расчету трубных пучков

Излучение газовых объемов затухает быстро в трубных пучках. Если, например, вычислить поглощение излучения в пучке по [3], то (принимая значение углового коэффициента — 0,5) получается, что уже пять трубных рядов получают 97% от падающего на пучок излучения.

Следовательно, следующие трубные ряды получают в этом случае меньше 3% от излучения газового объема. Поэтому рекомендуется применять формулу (7—51) в [3] только при малом числе трубных рядов в пучке. Для пучков с большим числом рядов такой метод дает повышенное значение толщины излучающего слоя для всего пучка, в то время как в действительности газовый объем на трубы более пятого ряда практически не излучает. Приближенный учет излучения объема на трубы таких пучков рекомендуется произвести вычислением разности степеней черноты объема и межтрубного пространства и умножением этой величины на соотношение  $\frac{F}{H}$ , где

$F$  — поперечное сечение газохода,

$H$  — поверхность нагрева (полная поверхность трубного пучка).

Следовательно, рекомендуемая формула степени черноты с учетом излучения газового объема принимает вид:

$$\varepsilon' = \varepsilon + (\varepsilon_{объ} - \varepsilon) \frac{F}{H}, \quad (19)$$

где  $\varepsilon$  вычисляется по рекомендациям данной работы, а степень черноты газового объема  $\varepsilon_{объ}$  определяется соответственно рекомендациям в [3].

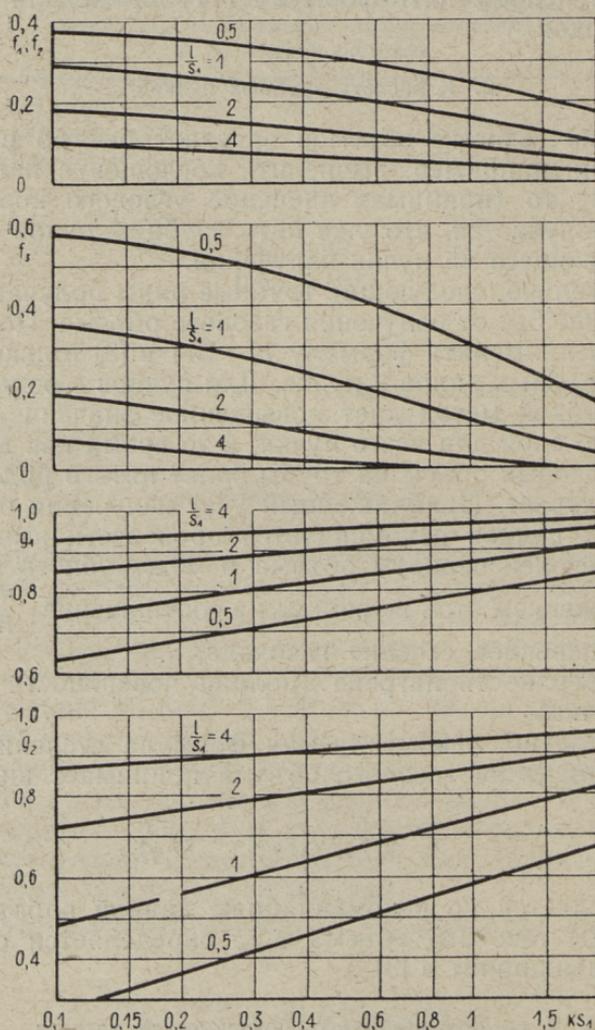
## 3. К расчету ширмовых поверхностей нагрева

3—1) Степень черноты  $\varepsilon$  излучающих продуктов сгорания вычисляется по методу данной работы с применением номо-

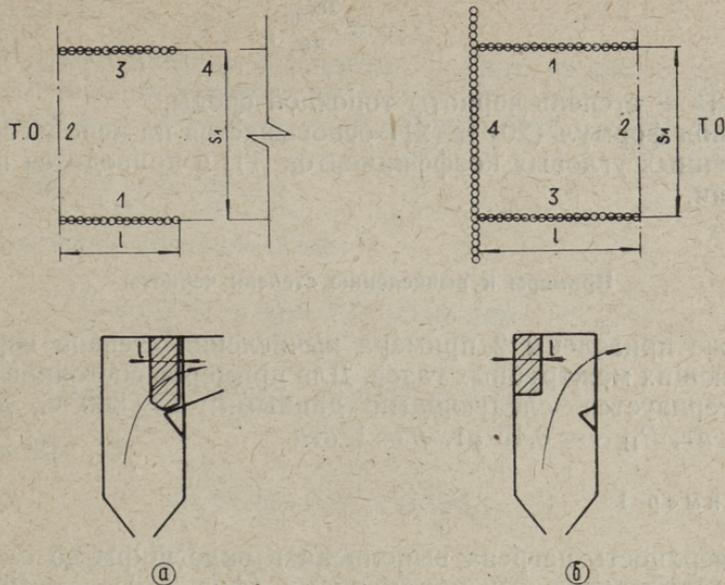
граммы фиг. 4. Характерный размер  $l_0$  определяется формулой (17). Полученное значение  $\epsilon$  относится к полной поверхности ширм.

3—2) При расчете ширмовых поверхностей открытого типа, которые получают часть тепла излучением из топочного объема, рекомендуется применять поправку на топочное излучение формулой

$$\epsilon' = (\nu f + g)\epsilon, \quad (20)$$



Фиг. 6. Графики для определения значений коэффициентов  $f_1, f_2, f_3, g_1$  и  $g_2$



Фиг. 7. Схемы поперечных сечений ширм, т. о. — топочный объём.

где

$$v = \frac{\frac{2}{\pi} q_{\text{пад}}}{\varepsilon \sigma_0 (T_{\text{г}}^4 - T_{\text{ст}}^4)},$$

- $q_{\text{пад}}$  — падающий из топочного объема на ширмовые поверхности лучистый поток,  $\text{вт}/\text{м}^2$ ,  
 $T_{\text{г}}, T_{\text{ст}}$  — абсолютные средняя температура газов в пределах ширм и температура стенок поверхности нагрева,  
 $f$  и  $g$  — коэффициенты, определяемые по фиг. 6.

$$\sigma_0 = 5,77 \cdot 10^{-8} \text{ вт}/\text{м}^2 \cdot \text{град}^4.$$

При расчете теплообмена ширм, находящихся на выходе газов из топки (см. фиг. 7а), применяются коэффициенты  $f_1$  и  $g_1$ . Если ширмы расположены около экранированной стенки топки (см. фиг. 7б), то для расчета теплообмена ширм применяются коэффициенты  $f_2 = f_1$  и  $g_2$ , а для расчета теплообмена настенных экранов коэффициенты  $f_3$  и  $g_3 \approx g_2$ . Если температура излучающих топочных газов равняется температуре газов между ширмами, то выражение для  $v$  упрощается и принимает вид:

$$\nu = \frac{2\varepsilon_{\text{топ}}}{\pi\varepsilon}, \quad (21a)$$

где  $\varepsilon_{\text{топ}}$  — степень черноты топочной среды.

Вывод формул (20) и (21) основывается на использовании обобщенных угловых коэффициентов [11] и приводится в приложении.

### Примеры к вычислению степени черноты

Ниже приведены 2 примера вычисления степени черноты излучающих межтрубных газов. Для примеров состояние газов характеризуется следующими данными:  $t = 800^\circ \text{C}$ ,  $p_{\text{CO}_2} = 0,09 \text{ ат}$ ,  $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,15 \text{ ат}$ ,  $p = 1 \text{ ата}$ .

#### Пример 1

Поверхность нагрева выполнена в виде ширм со следующими геометрическими параметрами (фиг. 1а):  $s_1 = 400 \text{ мм}$ ,  $s_2 = 40 \text{ мм}$ ,  $d = 40 \text{ мм}$ .

$$1. \quad \frac{s_1}{d} = 10; \quad \frac{s_2}{d} = 1.$$

2. По формуле (17)

$$l_0 = \left( \frac{4}{\pi} \cdot 10 - 1 \right) 0,04 = 0,470 \text{ м.}$$

3. По [3]

$$k = 1,65 \cdot 0,24 = 0,396.$$

$$4. \quad kl_0 = 0,186 = 0,396 \cdot 0,470.$$

5. По номограмме фиг. 4:  $m = 0,86$ .

$$6. \quad mkl_0 = 0,160 = 0,86 \cdot 0,186.$$

7. По формуле (7)

$$\varepsilon = 1 - e^{-0,160} = 0,148.$$

Результаты вычисления степени черноты по другим рекомендациям следующие.

1. С применением формул (1) — (3):  $\varepsilon = 0,243$ .

2. По формулам (1) и (4) (принимая  $m = 0,9$ ):  $\varepsilon = 0,176$

3. Расчет ширмы по [3] ( $l = 1,8s_1$ ):  $\varepsilon = 0,226$ .

4. Расчет ширмы по [12]:  $\varepsilon = 0,144$ .

## Пример 2

Поверхность нагрева выполнена в виде трубного пучка, поперечное сечение которого представляется на фиг. 2. Параметры пучка:  $s_1 = 160$  мм,  $s_{21} = 40$  мм,  $s_{22} = 160$  мм,  $d = 40$  мм.

1.  $\frac{s_1}{d} = 4$ ;  $\frac{s_{21}}{d} = 1$ ;  $\frac{s_{22}}{d} = 4$ .

2. Принимая согласно (18)

$$\frac{s_2}{d} = \frac{1}{2} (1 + 4) = 2,5, \text{ получаем}$$

$$l_0 = \left( \frac{4}{\pi} \cdot 4 \cdot 2,5 - 1 \right) 0,04 = 0,470 \text{ м.}$$

3. По [3]

$$k = 1,65 \cdot 0,24 = 0,396.$$

4.  $kl_0 = 0,396 \cdot 0,470 = 0,186$ .

5. По номограмме фиг. 4 (см. пример на номограмме):

$$m = 0,89.$$

6.  $mkl_0 = 0,89 \cdot 0,186 = 0,166$ .

7. По формуле (7)

$$\varepsilon = 1 - e^{-0,166} = 0,153.$$

Результаты вычисления степени черноты по другим рекомендациям следующие.

1) Формулы (1) — (3):  $\varepsilon = 0,153$ .

2) Формулы (1) и (4) при  $m = 0,9$ :  $\varepsilon = 0,176$ .

## Приложение

Вывод формул приведенной степени черноты для расчета ширмовых поверхностей с учетом топочного излучения.

Предлагается, что

- 1) излучение на всей ширине топки постоянное,
- 2) для излучения продуктов сгорания применимы законы серого излучения,
- 3) не учитывается отражение излучения от тепловоспринимающих поверхностей,
- 4) ширмы достаточно длинные в одном направлении для того, чтобы задачу можно было рассматривать как плоскую, (схемы поперечных сечений ширм представлены на фиг. 7),

5) трубы в ширме расположены с шагом  $\frac{s_2}{d} = 1$ , то-есть полная поверхность нагрева на  $\frac{\pi}{2}$  раза больше проекционной поверхности.

На фиг. 7 представлены две схемы рассматриваемых вариантов. Если ширмы расположены на выходе газов из топки то покидающие ширмы газы продолжают излучаться на ширмы. Приблизительно соответствует этому случаю схема на фиг. 7а, где междуширмовой излучающий объем условно продолжен за ширмами. Фиг. 7б соответствует случаю, если ширмы расположены у экранированной стенки топки так, что образуется объем с тремя тепловоспринимающими стенками.

Падающий тепловой поток на проекционную поверхность «1» (см. рис. 7а) является суммой из падающего из топки на поверхность 2 теплового потока  $q_T$ , умноженного на обобщенный угловой коэффициент  $\psi_{12}$  и из теплового потока создаваемого излучением междуширмового газового объема  $\varepsilon_1 \sigma_0 (T_2^4 - T_{ст}^4)$ , где  $T_2$  и  $T_{ст}$  температуры газов и стенки, а степень черноты газов  $\varepsilon_1$  выражается через обобщенные угловые коэффициенты.

$$\varepsilon_1 = 1 - \sum_i \psi_{1i}, \quad (i = 2, 3, 4).$$

Падающий тепловой поток на единицу ширмовой поверхности получается умножением полученной суммы на  $2/\pi$ :

$$q = \frac{2}{\pi} q_T \psi_{12} + \frac{2}{\pi} \sigma_0 (1 - \sum_i \psi_{1i}) (T_2^4 - T_{ст}^4).$$

Согласно данной работе степень черноты межтрубного газового объема для бесконечного пучка при  $\frac{s_2}{d} = 1$ :

$$\varepsilon \approx \frac{2}{\pi} \varepsilon_T,$$

где  $\varepsilon_T$  степень черноты плоскопараллельного газового слоя толщиной  $s_1$ . Следовательно

$$q = \varepsilon \sigma_0 (T_2^4 - T_{ст}^4) \left[ \frac{\frac{2}{\pi} q_T}{\varepsilon \sigma_0 (T_2^4 - T_{ст}^4)} \psi_{12} + \frac{1 - \sum_i \psi_{1i}}{\varepsilon_T} \right]$$

и обозначая

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \psi_{12}, \\ g_1 &= \frac{1 - \sum_i \psi_{1i}}{\varepsilon_\tau} \end{aligned} \right\}, \quad (i = 2, 3, 4),$$

получается формула приведенной степени черноты:

$$\varepsilon' = \left[ \frac{\frac{2}{\pi} q_\tau}{\varepsilon \sigma_0 (T_2^4 - T_{\text{ст}}^4)} f_1 + g_1 \right] \varepsilon. \quad (21)$$

Для вычисления лучистых потоков по (фиг. 7б) получают аналогичные выражения коэффициентов  $f$  и  $g$  в формуле (21), а именно для стенки «1» или «3»:

$$\left. \begin{aligned} f_2 &= \psi_{12}, \\ g_2 &= (1 - \sum_i \psi_{1i}) / \varepsilon_\tau \end{aligned} \right\} (i = 2, 3, 4)$$

и для стенки «4»:

$$\left. \begin{aligned} f_3 &= \psi_{42}, \\ g_3 &= (1 - \sum_i \psi_{4i}) / \varepsilon_\tau \end{aligned} \right\} (i = 1, 2, 3).$$

Некоторые значения коэффициентов  $f_1, f_2, f_3, g_1$  и  $g_2$  вычислены по данным [11] и представлены на фиг. 6. Величина коэффициента  $g_3$  совпадает с  $g_2$  с точностью нескольких процентов. Поэтому рекомендуется принять  $g_3 = g_2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Стырикович и Р. С. Бернштейн. «Советское котлоурбостроение» № 1—2, 1941, 37.
2. E. Eckert. VDI — Forschungsheft 387, Ausgabe 13, Bd. 8, 1937.
3. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод). Госэнергоиздат, 1957.
4. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский. Справочник по теплопередаче. Госэнергоиздат, 1959.
5. Теплотехнический справочник, том I. Госэнергоиздат, 1957.
6. А. С. Невский. Теплообмен излучением в металлургических печах и топках котлов. Металлургиздат, 1958.
7. И. Р. Микк, И. П. Эпик. Инженерно-физический журнал, 4, № 6, 90, (1961).

8. А. М. Гурвич, В. В. Митор. «Теплоэнергетика» № 12, 1955, 28.
9. И. Р. Микк. «Теплоэнергетика». К определению степени черноты излучающих газов в трубном пучке. № 9, 1963.
10. В. Х. Мак-Адамс. Теплопередача (перевод с английского). Металлургиздат, 1961.
11. И. Р. Микк. Инженерно-физический журнал 5, № 11, 1962.
12. И. П. Эпик, И. Р. Микк, Э. Я. Ратник. Изв. ВУЗ'ов, Энергетика № 3, 63, 1960.

УДК 536.3  
621.182.9.001.5

*А. А. Отс*

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ФАКЕЛА ПО ГЛУБИНЕ ТОПОЧНОГО ПРОСТРАНСТВА

Одним из факторов, влияющих на условия теплообмена между факелом и топочными экранами, является термический пограничный слой около топочных стен. Однако, до сих пор вопросы распределения лучистых потоков и температура факела по глубине топочного пространства мало изучены и не отражены в методике расчета теплообмена в топках [1].

Можно предполагать, что толщина термического пограничного слоя и подъем температуры в ней зависят от целого ряда факторов, но главным образом от степени загрязненности топочных экранов летучей золой. С увеличением загрязненности топочных экранов увеличивается температура их наружных слоев, что вызывает менее резкий подъем температуры в термическом пограничном слое. Поэтому исследования распределения лучистой энергии по глубине топочного пространства были проведены в топке котла высокого давления типа ТП-17 и в топке котла среднего давления типа БК375-39Ф при сжигании эстонских горючих сланцев в пылевидном состоянии, имея в виду, что интенсивность загрязнения топок названных котлов резко различается друг от друга.

### Характеристика исследуемых котлов

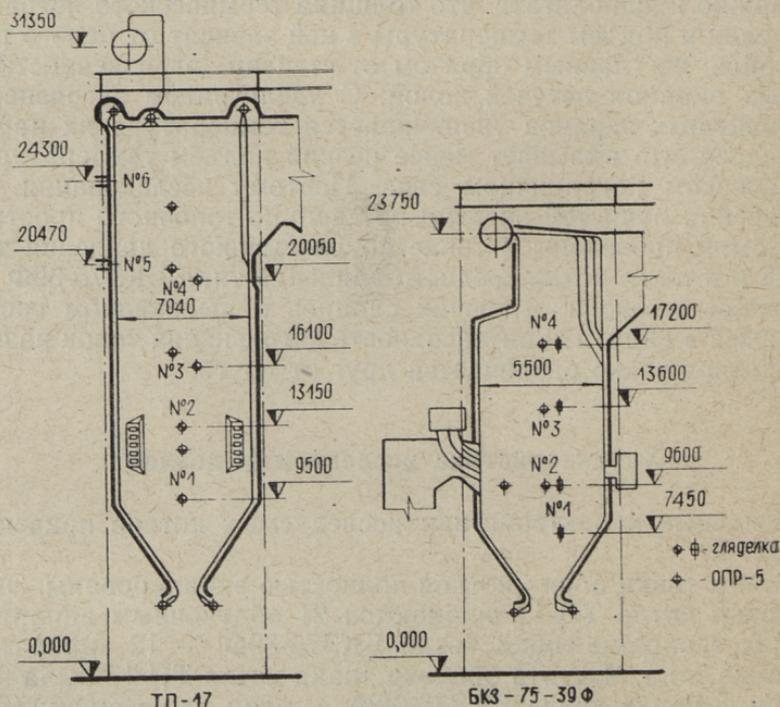
Основные характеристики исследуемых котлов приведены в табл. 1.

Стены топки обоих котлов полностью экранированы. Экраны топки котла ТП-17 очищаются 21 обдувочным аппаратом ОНР-5, а экраны топки котла БК375-39Ф — 12 аппаратами этого же типа. Частота обдувки топки котла ТП-17 была 0,5—0,7 1/ч, а топка котла БК375-39Ф — один раз в смену (8 ч).

Топка котла высокого давления оборудована угловыми

## Основные характеристики исследуемых котлов

№ п/п	Наименование	Единица измерения	Котел ТП-17	Котел БКЗ75-39Ф
1	2	3	4	5
1	Производительность котла	<i>т/ч</i>	220	75
2	Давление перегретого пара	<i>ата</i>	100	40
3	Температура перегретого пара	$^{\circ}\text{C}$	540	425
4	Температура питательной воды	$^{\circ}\text{C}$	215	150
5	Температура горячего воздуха	$^{\circ}\text{C}$	290	250
6	Диаметр экранных труб	<i>мм</i>	60	80
7	Шаг экранных труб	<i>мм</i>	64	100
8	Степень экранирования	—	0,972	0,98
9	Ширина топки	<i>мм</i>	9852	6200
10	Глубина топки	<i>мм</i>	7040	5500
11	Расчетная высота топки	<i>мм</i>	22000	14500
12	Эффективная лучевоспринимающая поверхность	$\text{м}^2$	828	392
13	Объем топки	$\text{м}^3$	1497	500
14	Объемная теплонапряженность топки	$\text{Мкал/м}^3 \cdot \text{ч}$	110	118



Фиг. 1. Схемы топок

горелками, индивидуально соединенными с шахтными мельницами. Угловая горелка состоит из трех ярусов, в каждом по три секции. Свободное сечение для подачи аэросмеси каждой секции равно  $124 \times 446$  мм.

Топка котла среднего давления оборудована двумя шахтными мельницами с фронтальным расположением амбразур. Размеры амбразур  $1560 \times 1460$  мм. Внутри амбразур и в задней стене топки расположены шлицы для подачи вторичного воздуха.

Схемы исследуемых котлов приведены на фиг. 1.

### Проведение опытов

Для измерения падающих лучистых потоков в пространстве топочной камеры был использован плоский радиометр нестационарного теплового режима [2] с толщиной диафрагмы 17,35 мм. Результаты измерений обрабатывались по формуле, приведенной в [3]:

$$\varepsilon_p q_n = (1 + \beta) c \gamma \delta \frac{\Delta t}{\Delta \tau}, \quad (1)$$

где  $c$  — теплоемкость материала диафрагмы,  
 $\gamma$  — удельный вес материала диафрагмы,  
 $\delta$  — толщина диафрагмы,  
 $\Delta t$  — подъем температуры в диафрагме в промежутке времени  $\Delta \tau$ ,  
 $\beta$  — коэффициент собственного излучения передней стенки диафрагмы радиометра.

Радиометр был снабжен охлаждаемым стержнем для введения его в глубину топки. Охлаждающим агентом был использован сжатый воздух.

Схема расположения лючков для введения радиометра в топочное пространство представлена на фиг. 1. Лючки на топке котла ТП-17 располагались как на боковой (№№ 1—4), так и на фронтальной стене (№№ 5—6). Так как угловое расположение горелок обеспечивает симметричное расположение факела в топке [4], то интенсивности излучения факела, измеренные из лючков №№ 5—6, приблизительно равны излучениям, измеренным из боковых стен на таком-же уровне. Все лючки (№№ 1—6) располагаются в средней части стены топки.

Измерения в топке котла БК375-39Ф были проведены из четырех лючков, расположенных в боковой стене (см. фиг. 1).

Измерения падающих лучистых потоков были проведены на девяти-десяти расстояниях от плоскости экранных труб, в

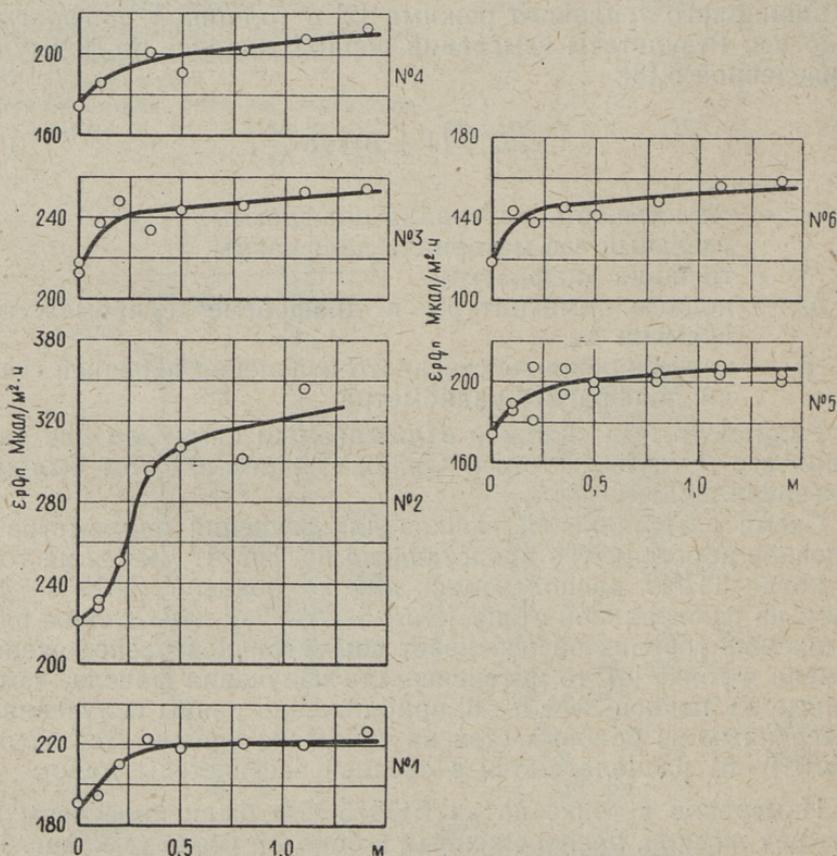
пределах от 0,0 до 1,4 м для топки котла ТП-17 и от 0,0 до 1,8 м для топки котла БКЗ75-39Ф.

Во время измерений паропроизводительность котла и воздушный режим топки поддерживались постоянными.

Тепловосприятие радиационных поверхностей котлоагрегатов, сжигающих эстонские сланцы, уменьшается со временем за счет роста отложений на поверхностях [5, 6]. Поэтому циклы измерений лучистых потоков по глубине топки производились в возможно короткий срок (в течение 15—20 минут).

### Результаты опытов

Параллельное проведение измерений падающих лучистых потоков по глубине топочного пространства котлов ТП-17 и



Фиг. 2. Распределение интенсивности излучения по глубине топки котла ТП-17

**Характеристика работы котлов при проведении измерений  
падающих лучистых потоков**

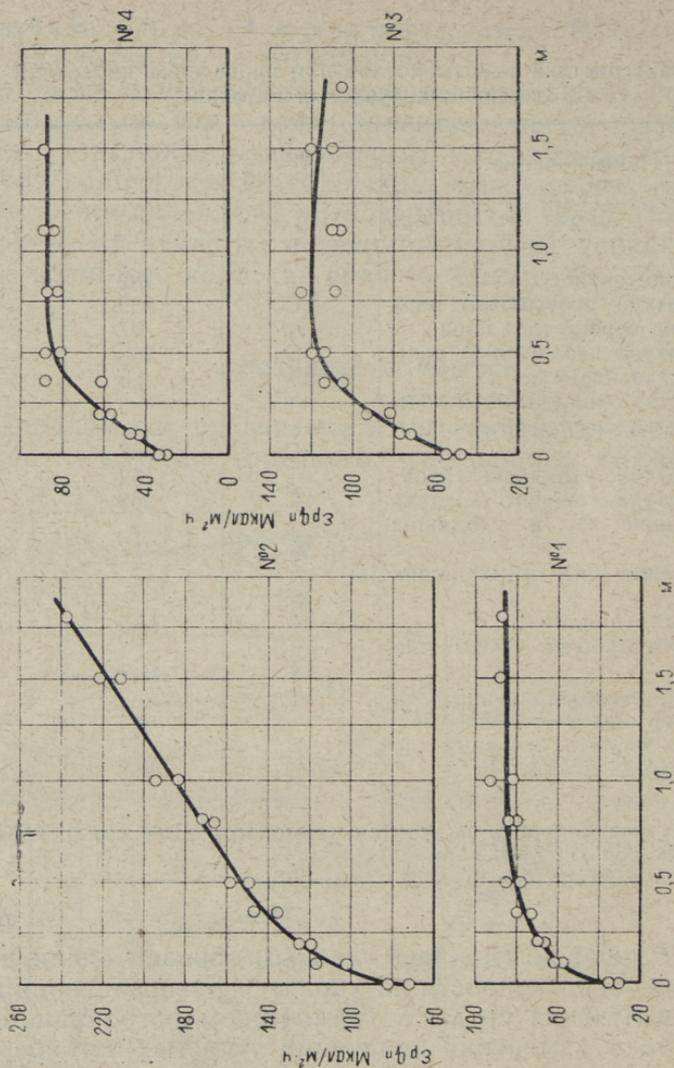
№ п/п	Наименование	Единица измерения	Котел ТП-17	Котел БК375-39Ф
1	2	3	4	5
1	Производительность котла	т/ч	182	68,9
2	Температура перегретого пара	°С	539	403
3	Давление перегретого пара	ата	97	34
4	Температура питательной воды	°С	208	148
5	Количество впрыска	т/ч	4,3	—
6	Количество охлаждающей воды	т/ч	—	23
7	Температура газов после пароперегревателя *	°С	687	577
8	Температура уходящих газов	°С	162	161
9	Температура горячего воздуха	°С	268	202
10	Содержание O <sub>2</sub> в уходящих газах	%	9,7	—
11	Содержание CO <sub>2</sub> в уходящих газах	%	—	15,0
12	Влажность топлива	%	14,5	13,8
13	Зольность рабочей массы топлива	%	41,3	42,5
14	Содержание минеральной CO <sub>2</sub> в рабочей массе топлива		14,4	12,9
15	Низшая теплота сгорания рабочей массы топлива **	ккал/кг	2462	2596

\* Дана без поправки излучения термпары. Для котла ТП-17 данная поправка при  $D = 180$  т/ч  $\sim 55^\circ\text{C}$ .

\*\* Рассчитана по формуле Г. Саара [7].

БК375-39Ф дают возможность главным образом оценить влияние степени загрязненности на характер распределения интенсивности излучения среды в термическом пограничном слое.

Результаты измерений падающих лучистых потоков в топке котла высокого давления представлены на фиг. 2. Измерения проводились при средней производительности котла  $D = 182$  т/ч или при теплонапряженности топочной камеры  $BQ_T/V_T = 91$  Мкал/м<sup>3</sup>·ч. Характеристики работы котла приведены в табл. 2. На фиг. 2 показан падающий лучистый поток факела, измеренный через лючки №№ 1—6 на разных расстояниях от плоскости топочных экранов. Аналогичный график изменения падающих лучистых потоков в топке котла БК375-39Ф представлен на фиг. 3 при средней нагрузке котла  $D = 68,9$  т/ч или при теплонапряженности топочного объема  $BQ_T/V_T = 110$  Мкал/м<sup>3</sup>·ч. Характеристика работы котла приведена также в табл. 2.



Фиг. 3. Распределение интенсивности излучения по глубине топки котла БКЗ75-39Ф

Эти опытные данные показывают, что падающий полусферический лучистый поток увеличивается с увеличением расстояния от топочных экранов. На расстояниях от экрана менее 0,2—0,4 м происходит быстрый подъем интенсивности излучения факела. В пределах расстояния 0,5—1,5 м подъем интенсивности излучения факела практический прекращается, за исключением района горелок или амбразур (лючки № 2), где происходит интенсивное выгорание сланцевой пыли и имеет место максимальный лучистый поток в плоскости экранов.

Таким образом поперечное сечение факела, заполняющего объем топки, является неизотермическим. Основной причиной этой неизотермичности является теплообмен между экраном и факелом.

Неизотермичность газового слоя вблизи экранной поверхности в данном сечении топки удобно представить в виде зависимости

$$\Delta \bar{q} = f(z), \quad (2)$$

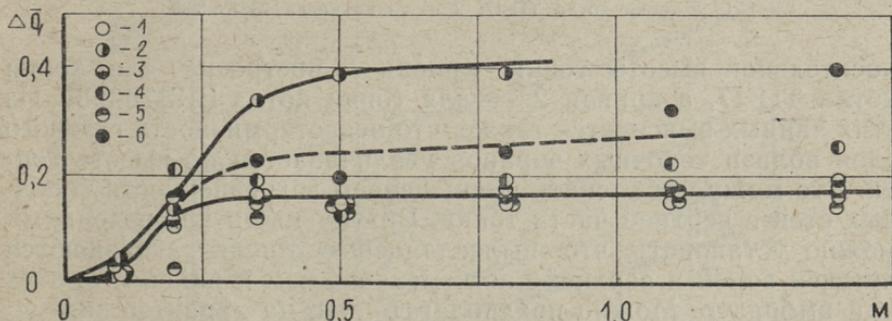
где  $z$  — расстояние от плоскости экрана,

$$\Delta \bar{q} = \frac{\varepsilon_p q_n}{(\varepsilon_p q_n)_э} - 1,$$

$\varepsilon_p q_n$  и  $(\varepsilon_p q_n)_э$  — интенсивность излучения факела, соответственно на расстоянии  $z$  и в плоскости экрана в данном сечении топки.

Величина  $\Delta \bar{q}$  является мерой неизотермичности факела и может быть условно названа степенью неизотермичности.

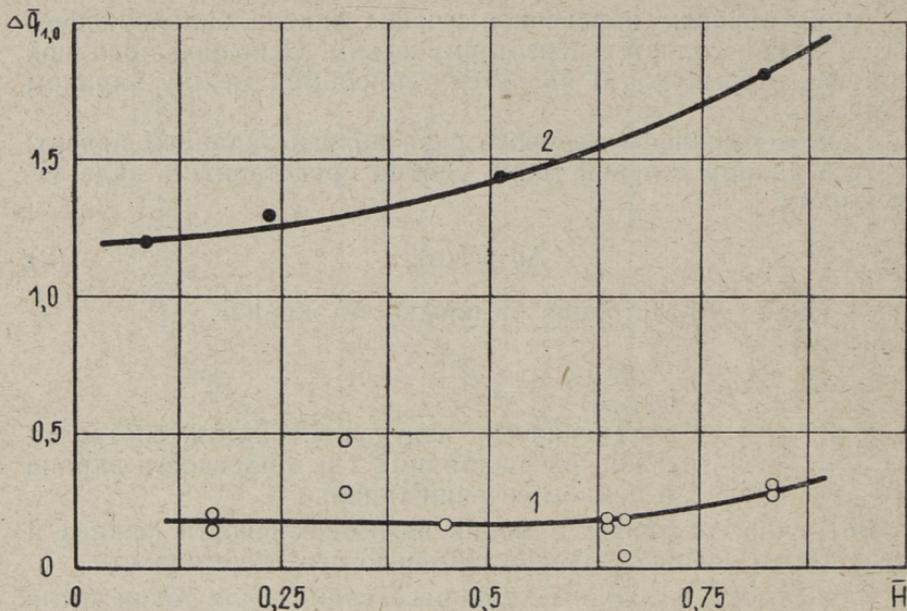
Зависимость величины  $\Delta \bar{q}$  от расстояния  $z$  для топки котла ТП-17 приведена на фиг. 4. Из этой фигуры видно, что она



Фиг. 4. Зависимость величины  $\Delta \bar{q}$  от расстояния  $z$  в топке котла ТП-17; 1 по 6 — №№ лючков

выражается единой кривой по направлениям осей лючков №№ 1, 3, 4 и 5, причем излучение газового слоя в промежутке от  $z=0,0$  до  $1,0$  м увеличивается в среднем на 15—20% ( $\Delta \bar{q} = 0,15 - 0,20$ ). Степень неизотермичности газового слоя  $\Delta \bar{q}$  по осям лючков №№ 2 и 6 больше, доходящая например лючка № 6 до  $\Delta \bar{q} \approx 0,3$ .

Неизотермичность газового слоя вблизи экранных поверхностей в топке котла среднего давления на 6—7 раз больше, чем в топке котла высокого давления. Это видно из фиг. 5, где представлена зависимость  $\Delta \bar{q}_{1,0}$  ( $\Delta \bar{q}$  при  $z = 1,0$  м) от от-



Фиг. 5. Зависимость величины  $\Delta \bar{q}_{1,0}$  от относительной высоты топки:  
 1 — топка котла ТП-17; 2 — топка котла БК375-39Ф.

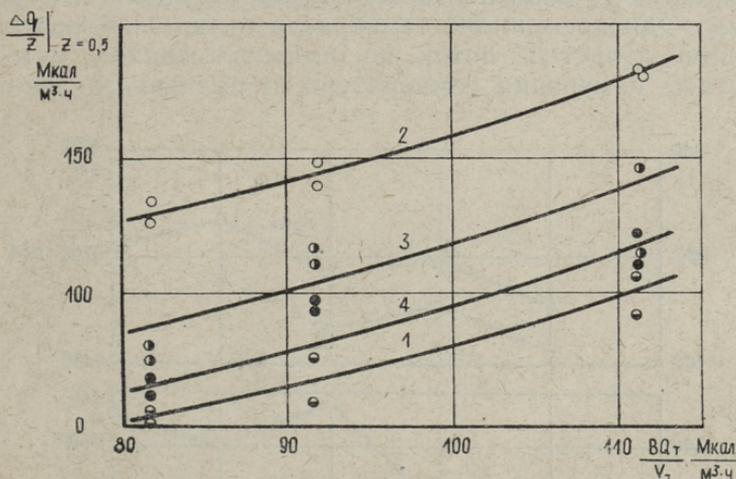
носительной высоты топки. Кривая 1 построена для топки котла ТП-17, а кривая 2 — для топки котла БК375-39Ф. Из этих данных выясняется также, что неизотермичность газового слоя вблизи топочных экранов увеличивается по высоте топки. Это можно объяснить уменьшением загрязненности топочных стен в верхней части топки. Визуальными наблюдениями можно установить, что пылесланцевые топки загрязняются летучей золой в верхней части меньше, чем в районе горелок или амбразур. Можно предполагать, что на характер зависимости  $\Delta q$  от высоты топки оказывает влияние также турбулентность факела. С увеличением турбулентности температура газов вблизи экранов приближается к температуре в центре сечения, за счет чего уменьшается неизотермичность. Повидимому турбулентность газового потока по высоте топки уменьшается и может оказать обратное влияние на величину  $\Delta \bar{q}_{1,0}$ .

Из полученных данных видно, что толщина неизотермичного пограничного слоя вблизи топочных экранов в топках котла высокого давления несколько меньше, чем в топке котла среднего давления. Повышение интенсивности излучения в пограничном слое топки среднего давления, наоборот, больше, чем в топке котла высокого давления.

Разница между неизотермичностями пограничного слоя в топках котлов среднего и высокого давления объясняется

главным образом тем, что топка котла ТП-17 загрязняется намного сильнее, чем топка котла БК375-39Ф. На экранных трубах котла ТП-17 образуются плотные отложения, которые во время обдувки топки не удаляются, а экранные трубы топки котла среднего давления легко очищаются обдувкой. Чем выше загрязненность топочной камеры, тем больше температура наружных слоев отложений при данной температуре внутренней среды в экранных трубах. С повышением температуры наружных слоев отложений увеличивается их собственное излучение, за счет чего уменьшается неизотермичность в слоях газов вблизи экранных поверхностей.

Влияние тепловой нагрузки топки на неизотермичность пограничного слоя было исследовано в топке котла БК375-39Ф при теплонпряженностях топочного объема  $BQ_T/V_T = 82, 92$  и  $112 \text{ Мкал/м}^3 \cdot \text{ч}$ . Эти опыты показали, что толщина термического пограничного слоя мало зависит от теплонпряженности топки и составляет приблизительно  $0,5 \text{ м}$ . В то же время заметное влияние оказывает теплонпряженность на подъем интенсивности излучения в слое. Ввиду этого на фиг. 6 при-



Фиг. 6. Зависимость скорости подъема интенсивности излучения в пограничном слое в зависимости от теплонпряженности топки котла БК375-39Ф:

1, 2, 3 и 4 — №№ лючков

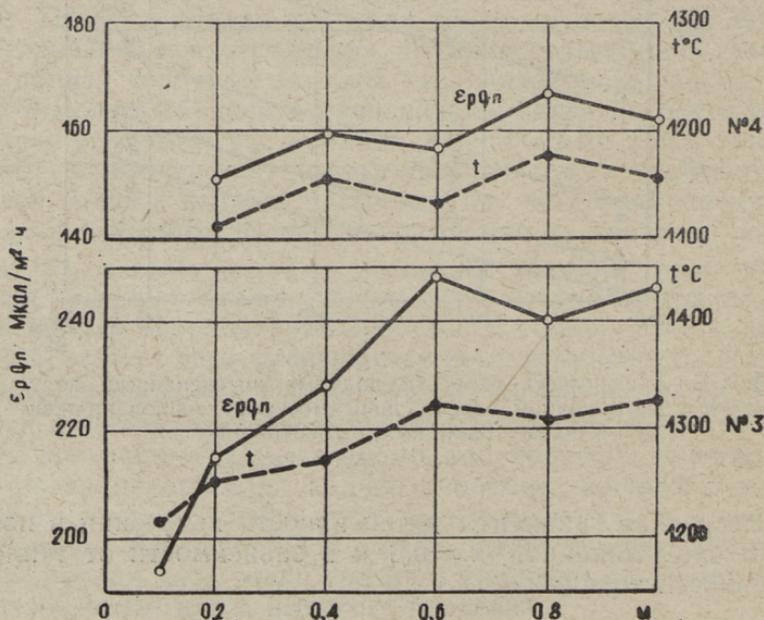
ведены средние градиенты интенсивности излучения в пограничном слое толщиной  $z = 0,5 \text{ м}$  в зависимости от теплонпряженности топки:

$$\frac{\epsilon_p q_n - (\epsilon_p q_n)_0}{z} \Big|_{z=0,5} = \frac{\Delta q}{z} \Big|_{z=0,5} \quad (3)$$

Из фиг. 6 видно, что с увеличением теплонапряженности топочного объема с 80 до 110  $\text{Мкал}/\text{м}^3 \cdot \text{ч}$ . (на 30%) увеличение градиента  $\Delta q/z$  лежит в пределах от 40% (гляделка № 1) до 65% (гляделка № 2). Увеличение неизотермичности факела с повышением теплонапряженности топочного объема объясняется тем, что с повышением теплонапряженности топки температура в средней части топочного пространства увеличивается, а температура топочных стен повышается мало.

### Температура газов в пограничном слое

Определение температуры газов в термическом пограничном слое было проведено через лючки №№ 3 и 4 в топке котла ТП-17 при нагрузке  $D = 193 \text{ т/ч}$  или при теплонапряженности топочного объема  $BQ_T/V_T = 95 \text{ Мкал}/\text{м}^3 \cdot \text{ч}$ . Температура газов была измерена отсосной термопарой с боковыми защитными экранами. Поскольку подъем интенсивности излучения в пограничном слое этой топки не превышает 20—25%, то влияние излучения на торец термопары является незначительным. Одновременно с температурой был измерен также падающий лучистый поток по вышеизложенной методике. Результаты измерения температуры и падающего лучистого



Фиг. 7. Зависимость температуры газов и интенсивности излучения от расстояния  $z$  в топке котла ТП-17

потока в пограничном слое представлены на фиг. 7. Из этого графика видно, что кривая  $t=t(z)$  хорошо следует зависимости  $\varepsilon_p q_n = q(z)$ .

Температура газов в термическом пограничном слое является достаточно высокой, доходя при глубине  $z=1,0$  м, замеренная через лючок № 3 до  $1325^\circ\text{C}$  и через лючок № 4 до  $1150^\circ\text{C}$ . Экстраполируя кривые  $t(z)$  к точке  $z=0$ , видим, что температура газов вблизи экранных труб превышает  $1000^\circ\text{C}$ . Таким образом подъем температуры газов в термическом пограничном слое этой точки составляет  $100-200^\circ\text{C}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тепловой расчет котельных агрегатов (нормативный метод). Госэнергоиздат, 1957.
2. А. К. Внук. «Теплоэнергетика», № 8, 1958.
3. И. П. Эпик, А. А. Отс. Известия АН ЭССР, серия техн. и физ.-мат. наук, № 1, 1963.
4. И. П. Эпик, А. А. Отс, И. Р. Микк. «Теплоэнергетика», № 12, 1961.
5. И. П. Эпик, А. А. Отс. Известия вузов — энергетика, № 8, 1962.
6. А. М. Гурвич, Г. Е. Ожигов. «Теплоэнергетика», № 12, 1957.
7. И. П. Эпик. Влияние минеральной части сланцев на условия работы котлоагрегата. Госиздательство ЭССР, 1961.



УДК 536.2  
621.182.9.001.45

А. А. Отс

## ТЕПЛОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ОТЛОЖЕНИЙ НА ЭКРАННЫХ ТРУБАХ

Интенсивность теплообмена между факелом и топочными экранами при камерном сжигании твердых топлив в пылевидном состоянии существенно зависит от теплового сопротивления отложений летучей золы на экранных трубах. За счет теплового сопротивления отложений снижается эффективность работы топочных экранов и увеличивается температура газов на выходе из топки. Тепловое сопротивление отложений, образовавшихся на экранных трубах топки, зависит от целого ряда факторов, как: химический состав неорганической части топлива и ее взаимодействие с топочными газами; температура металла экранных труб, концентрация и гранулометрический состав летучей золы в топочных газах; условия и частота очистки топочных поверхностей во время эксплуатации котла; аэродинамика топочной камерой и т. д.

В настоящей статье приводятся данные о тепловом сопротивлении отложений, образовавшихся на топочных экранах котла высокого давления ТП-17 при сжигании эстонских сланцев. Эстонские сланцы являются топливом с высоким содержанием неорганической части и высоким содержанием карбоната кальция в ней. Приведенные ниже значения тепловых сопротивлений рассчитаны на основе опытных данных, полученных во время тепловых исследований котла и топки\*.

Сжигаемое во время опытов топливо имело следующую характеристику:  $W^p = 13,5\%$ ,  $A^p + (CO_2)^p = 39 + 14\%$  и  $Q_{гн} = 2500$  ккал/кг. Коэффициент избытка воздуха в конце топки колебался в пределах  $\alpha = 1,2 - 1,3$  и температура горячего воздуха  $t_{г.в.} = 260 - 290^\circ C$ .

На экранные трубы топки котла ТП-17 во время эксплуатации образуются отложения с двухслойной структурой. Ниж-

\* Характеристика котла ТП-17 приведена на стр. 46 данного сборника.

ний слой является плотным и прочно связанным с экранными трубами. Этот слой во время обдувки экранных труб не удаляется, т. е. нижний слой отложений является несдуваемым. На нижнем слое возникает наружный слой, который с ним слабо связан и удаляется во время очистки топки, т. е. верхний слой является сдуваемым. Несдуваемый слой отложений является значительно плотнее, чем сдуваемый слой, который имеет пористую структуру. Это вполне согласуется с современными представлениями о механизме образования плотных отложений [1].

Двухслойная структура отложений видна на снимке заднего экрана котла ТП-17, проработавшего после капитального ремонта и очистки 3500 часов (фиг. 1).



Фиг. 1. Вид на загрязненную стенку топки котла ТП-17

Поскольку сдуваемый слой отложений имеет пористую структуру, то можно предполагать, что он имеет более низкий коэффициент теплопроводности, чем несдуваемый слой. Поэтому уже незначительная толщина верхнего слоя может иметь существенное тепловое сопротивление. Толщина верхнего слоя отложений, а следовательно и их тепловое сопротивление, увеличиваются со временем между двумя циклами обдувки топки, чем объясняется нестационарность теплообмена в топке котла ТП-17. После обдувки топки температура газов на выходе из нее увеличивается при постоянной теплонапряженности топочного объема. Скорость роста температуры газов на выходе из топки при теплонапряженности топочного объема  $q_v = 100 \text{ Мкал/м}^3\text{ч}$  доходит до  $50^\circ \text{С}$  в час.

Основываясь на высказанном, можно выразить общую толщину отложений как сумму из толщин несдуваемых ( $\delta_0$ )

и сдуваемых ( $\delta_1$ ) отложений:

$$\delta = \delta_0 + \delta_1. \quad (1)$$

Как показывает эксплуатационная практика, в шахтно-мельничных топках котлов среднего давления производительностью 65—85 т/ч при сжигании эстонских сланцев нижний слой отложений при применении паровой обдувки практически отсутствует. Во время обдувки экранные поверхности таких котлов очищаются практически до металла, кроме участка задней стенки топки против амбразур, где стенка шлакуется. Таким образом (в топках котлов среднего давления при сжигании эстонских сланцев) толщина несдуваемого слоя значительно меньше, чем в топках котлов высокого давления. Поскольку температура стенки металла экранных труб в котле высокого давления на 70—80°С выше температуры металла экранных труб в котлах среднего давления (~250°С), то можно предполагать, что повышение температуры металла экранных труб благоприятно влияет на образование плотных несдуваемых отложений. Несомненно, определенное влияние на образование отложений окажут также и тепловая форсировка ( $BQ_T/\Omega$ , где  $\Omega$  — поперечное сечение топки) и аэродинамика топочного пространства [1].

Считая приведенную толщину несдуваемых отложений независимой от времени, что допустимо при относительно небольшом количестве циклов очистки топки, выражаем общую приведенную толщину отложений в следующем виде:

$$\delta = \delta_0 + a\tau^m, \quad (2)$$

где  $\tau$  — время, отсчитываемое от окончания цикла обдувки топки,

$a, m$  — коэффициенты.

Основываясь на выражение (1), определяем тепловое сопротивление отложений формулой:

$$R = \frac{\delta_0}{\lambda_0} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} \quad (3)$$

или

$$R = R_0 + R_1. \quad (4)$$

Для определения средних значений тепловых сопротивлений отложений ( $R$ ) были использованы данные о тепловосприятии топочных экранов и падающих на стены топки лучистых потоков. На основе этих величин можно написать следующие уравнения теплового баланса топки:

$$\epsilon_{\text{ст}} \sigma_0 T_{\text{ст}}^4 = \epsilon_{\text{ст}} q_{\text{пад}}^{\text{ср}} - q_9^{\text{ср}}, \quad (5)$$

$$T_{\text{ст}} - T_{\text{ср}} = R q_9^{\text{ср}}, \quad (6)$$

где  $q_{\text{пад}}^{\text{ср}}$  — средний падающий лучистый поток на стены топки,

$q_9^{\text{ср}}$  — среднее тепловосприятие топочных экранов,

$\epsilon_{\text{ст}}$  — степень черноты топочных стен (отложений),

$T_{\text{ст}}$  — абсолютная температура наружной поверхности отложений,

$T_{\text{ср}}$  — абсолютная температура среды внутри экранных труб,

$\sigma_0$  — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Совместное решение уравнений (5) и (6) дает возможность рассчитать тепловое сопротивление из формулы

$$R = \frac{\sqrt[4]{\frac{\epsilon_{\text{ст}} q_{\text{пад}}^{\text{ср}} - q_9^{\text{ср}}}{\epsilon_{\text{ст}} \sigma_0}} - T_{\text{ср}}}{q_9^{\text{ср}}} \quad (7)$$

Величины  $q_{\text{пад}}^{\text{ср}}$  и  $q_9^{\text{ср}}$ , входящие в формулу (7), были определены как средние для всей поверхности топочных стен. Поскольку входящие в формулу величины определены как средние, то тепловое сопротивление отложений представляет собой среднюю величину. В действительности толщины как сдуваемых, так и несдуваемых слоев по высоте топки являются неодинаковыми и тепловые сопротивления в разных местах топки разные. Принятая в настоящей работе методика определения тепловых сопротивлений отложений не позволяет определить их локальные значения.

Падающий лучистый поток на стены топки был замерен радиометром нестационарного теплового режима [2]. Методика измерений приведена в [3].\* При определении средних падающих лучистых потоков исходили из того, что распределение интенсивности излучения факела по ширине топочных стен котла ТП-17 в различных сечениях топки является подобным. Поэтому во время исследований были зафиксированы лишь изменения падающих лучистых потоков по высоте топки только в средней части экранов —  $\epsilon_{\text{р}} q_{\text{пад}} (\bar{H})$ , где  $\epsilon_{\text{р}}$  — степень черноты диафрагмы радиометра и  $\bar{H}$  — относительная высота

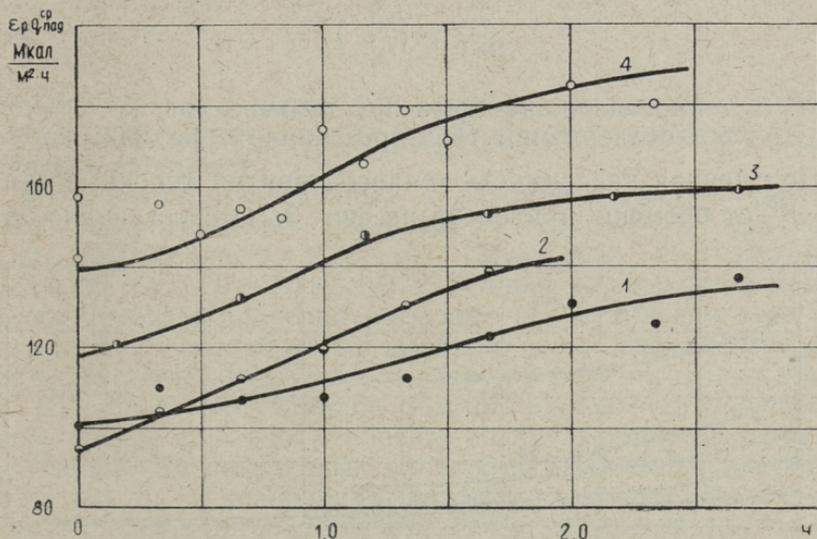
\* См. также стр. 45 настоящего сборника.

топки. Средний падающий лучистый поток был рассчитан из выражения:

$$\epsilon_r q_{\text{пад}}^{\text{ср}} = \xi \int_0^1 \epsilon_r q_{\text{пад}}(\bar{H}) d\bar{H}. \quad (8)$$

В формуле (8) коэффициент  $\xi$  обозначает отношение среднего значения интенсивности излучения на данном уровне топки к максимальной ее величине на этом же уровне. По [4]  $\xi = 0,92$ .

При постоянной теплонапряженности топочного объема средний падающий лучистый поток не является постоянным, а зависит от времени, так как со временем увеличивается толщина слоя отложений. Это в свою очередь увеличивает обратное излучение от отложений в топочный объем, за счет чего увеличивается интенсивность излучения факела. Зависимость  $\epsilon_r q_{\text{пад}}^{\text{ср}}$  от времени при различных теплонапряженностях топочного объема приведена на фиг. 2. На горизонтальной оси на-



Фиг. 2. Зависимость среднего падающего лучистого потока на стены топки от времени:

1 —  $q_v = 78$ ; 2 —  $q_v = 84$ ; 3 —  $q_v = 89$ ; 4 —  $q_v = 107$  Мкал/м<sup>3</sup>·ч

несено время  $\tau$ , отсчитываемое от окончания цикла обдувки топки. Зависимость  $\epsilon_r q_{\text{пад}}^{\text{ср}}(\tau)$  была найдена путем графического интегрирования кривых  $\epsilon_r q_{\text{пад}}(\bar{H})$ . Из фиг. 2 видно, что более высокой теплонапряженности топочного объема соответствует более интенсивный падающий лучистый поток. Нужно

также отметить, что прирост интенсивности излучения факела на стены топки со временем увеличивается.

Тепловосприятие топочных экранов  $q_{\text{э}}^{\text{ср}} = B_p Q_{\text{л}} / F_{\text{ст}}$  был определен из теплового баланса топки. Тепловосприятие топки на единицу веса сжигаемого топлива был рассчитан из формулы:

$$Q_{\text{л}} = Q_{\text{т}} - I_{\text{т}}'', \quad (9)$$

где  $Q_{\text{т}}$  — полезное тепловыделение в топке;

$I_{\text{т}}''$  — теплосодержание газов на выходе из топки.

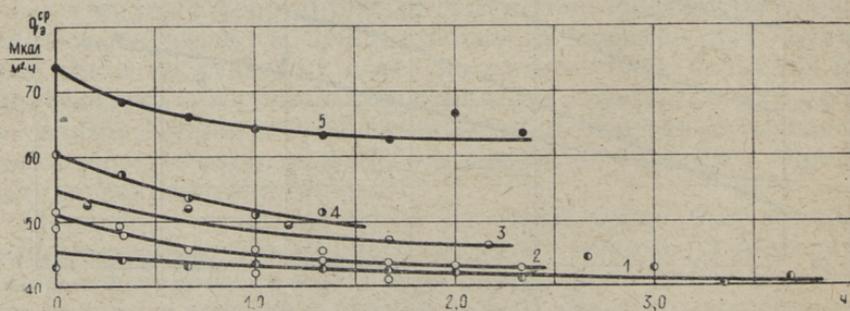
Во время проведения опытов количество сжигаемого топлива и температура газов на выходе из топки не измерялись. Поэтому расход топлива был определен из обратного теплового баланса котла, а  $I_{\text{т}}''$  из обратного теплового баланса пароперегревателя (в опытах была замерена температура газов за пароперегревателем). С целью упрощения балансовых расчетов было использовано следующее соотношение между теплосодержанием газов и температурой [5]:

$$\frac{\vartheta}{1000} = \left( \frac{I}{I_{1000}} \right)^n, \quad (10)$$

где  $I$  — теплосодержание газа при температуре  $\vartheta$ ;

$I_{1000}$  — теплосодержание газа при температуре  $1000^\circ\text{C}$ .

Полученная зависимость тепловосприятия топочных экранов  $q_{\text{э}}^{\text{ср}}$  от времени приведена на фиг. 3. Отсюда видно, что



Фиг. 3. Зависимость тепловосприятий топочных экранов от времени:

1 —  $q_v = 68$ ; 2 —  $q_v = 84$ ; 3 —  $q_v = 89$ ; 4 —  $q_v = 96$ ; 5 —  $q_v = 107$  Мкал/м<sup>2</sup>·ч

тепловосприятие топки за первый час после окончания цикла обдувки уменьшается значительно быстрее, чем за последующее время. Заметное влияние на  $q_{\text{э}}^{\text{ср}}$  окажет теплонапряженность топочного объема. С увеличением  $q_v$  величина  $q_{\text{э}}^{\text{ср}}$  увеличивается.

Расчет теплового сопротивления отложений был проведен при степени черноты отложений и диафрагмы радиометра  $\varepsilon_{ст} = \varepsilon_p = 0,82$ . Подставляя величины  $q_{пад}^{ср}$  и  $q_{э}^{ср}$  для момента

Таблица 1

Тепловое сопротивление несдуваемых отложений

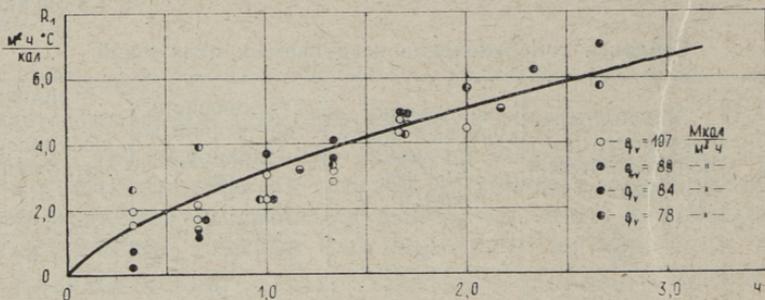
№ п/п	Теплонапряженность топочного объема, $q_v$ Мкал/м <sup>3</sup> ·ч	Падающий лучистый поток, $\varepsilon_p q_{пад}^{ср}$ Мкал/м <sup>2</sup> ·ч	Тепловосприимчивость топочных экранов, $q_{э}^{ср}$ Мкал/м <sup>2</sup> ·ч	Тепловое сопротивление несдуваемых отложений, $R_0$ м <sup>2</sup> ·ч·град/ккал
1	2	3	4	5
1	107	144	73,7	7,6
2	107	159	67,9	9,3
3	89	121	52,5	10,5
4	84	95	56,6	7,0
5	84	95	54,4	7,5
6	78	101	52,2	9,0
7	68	100	43,2	11,3

времени  $\tau = 0$  в формулу (7), получаем тепловое сопротивление несдуваемых отложений  $R_0$ . Полученные значения  $R_0$  приведены в таблице 1.

Из данных, приведенных в таблице 1, видно, что тепловое сопротивление несдуваемых отложений при  $q_v = 68 - 107$  Мкал/м<sup>3</sup>·ч в среднем  $R_0 = 0,0085$  м<sup>2</sup>·ч·град/ккал и колеблется от 0,0070 до 0,0113. Одной из вероятных причин такого разброса значений теплового сопротивления несдуваемого слоя отложений может являться неодинаковая эффективность действия обдувочных приборов в разных циклах обдувки. При более эффективной обдувке несомненно получатся более низкие значения теплового сопротивления несдуваемых отложений. Из полученных данных не выясняется четкая зависимость  $R_0$  от теплонапряженности топочного объема, хотя заметна тенденция уменьшения  $R_0$  с увеличением  $q_v$ . Это объясняется, повидимому, зависимостью коэффициента теплопроводности отложений от температуры. Анализ средней температуры слоя несдуваемых отложений показывает, что в пределах изменения  $q_v = 68 - 107$  Мкал/м<sup>3</sup>·ч средняя температура слоя не меняется больше, чем на 120°С.

За время эксплуатации котла ТП-17 можно визуальнo установить некоторое постепенное увеличение толщины нижнего, несдуваемого слоя отложений. Но несмотря на то, что приведенные в таблице 1 данные получены в течение 2-х месяцев работы котла, такое увеличение в тепловом смысле не

замечается. Возможно, что это изменение осталось незаметным из-за малого количества опытных данных, а возможно также, что имеет место увеличение плотности и вместе с этим также и теплопроводности слоя во времени.



Фиг. 4. Зависимость теплового сопротивления сдуваемых отложений от времени

По формуле (7) были определены также тепловые сопротивления верхнего, т. е. сдуваемого слоя  $R_1$ . Зависимость  $R_1$  от времени приведена на фиг. 4. Из фигуры видно, что в начальный период после обдувки экранных поверхностей топки тепловое сопротивление сдуваемых отложений увеличивается особенно быстро, а далее темп замедляется. Зависимость  $R_1$  от времени можно выразить следующей эмпирической формулой:

$$R_1 = 0,0032 \sqrt[3]{\tau^2} \frac{m^2 \cdot ч \cdot град}{ккал} \quad (11)$$

Опытные данные на фиг. 4 показывают отсутствие четкой зависимости скорости роста теплового сопротивления сдуваемых отложений от теплонапряженности топочного объема при  $q_v = 78 - 107 \text{ Mkal/m}^3 \cdot ч$ . При увеличении теплонапряженности топочного объема  $q_v$  за счет увеличения количества сжигаемого топлива повышается скорость газов в поперечном сечении топки (или тепловая форсировка топки), увеличивая интенсивность массообмена между запыленным потоком газов и топочными стенками. С ростом  $q_v$  увеличивается также средняя температура факела, что в свою очередь приведет к повышению скорости газов, а также их вязкости. Поэтому можно предполагать, что критерий Рейнольдса топочной камеры является приблизительно пропорциональным расходу сжигаемого топлива, т. е. теплонапряженности топки. Поскольку явления тепло- и массообмена являются аналогичными (для частиц твердой фазы размерами меньше  $10^{-3} \text{ мм}$ ) и описываются одними и теми же дифференциальными уравнениями, то

для оценки интенсивности массообмена можно использовать в первом приближении те же критериальные соотношения, что и для теплообмена. Рассматривая топочную стену как плоскую стенку, можно интенсивность массообмена между изотермическим потоком запыленных газов и топочными стенками принять пропорциональной величине  $q_v^{0,8}$ . При изменении теплонапряженности топочного объема в вышеуказанных пределах массообмен должен увеличиваться примерно на  $\left(\frac{107}{78}\right)^{0,8} = 1,29$  раз. Однако это не отражается в изменении скорости роста теплового сопротивления отложений  $R_1$  от  $q_v$  (фиг. 4). Можно предполагать, что определенное влияние на интенсивность массообмена окажет неизотермичность топочного процесса. С увеличением теплонапряженности топочного объема увеличивается температура пограничного слоя за счет увеличения температуры наружных слоев отложений. В результате этого увеличивается вязкость и толщина газов в пограничном слое. За счет этого уменьшается вероятность оседания частиц летучей золы на экранные трубы.

Аналогично за счет неизотермичности процесса массообмена можно объяснить и нелинейную зависимость теплового сопротивления сдуваемых отложений от времени. С увеличением температуры пограничного слоя уменьшается количество оседающей летучей золы на экранных трубах. Однако, определенное влияние на зависимости  $R_1 = f(\tau)$  могут оказать и другие факторы. Так, с повышением температуры отложений их теплопроводность и плотность увеличиваются. Зависимости коэффициента теплопроводности отложений от температуры исследовали Р. С. Прасолов и И. А. Вайншенкер [6]. Отсюда выясняется существенное влияние температуры на коэффициент теплопроводности отложений. На процесс теплообмена в топке может также влиять падение отложений под влиянием собственного веса при больших их размерах [1].

Отсюда и видно, что механизм загрязнения топочных экранов требует дальнейшего уточнения.

Формула (11) получена на основе обработки опытных материалов для топки котла высокого давления с угловым расположением горелок. Поэтому она описывает лишь частный случай и в более общем виде показывает качественную сторону зависимости теплового сопротивления сдуваемых отложений от времени. Постоянные  $a = 0,0032$  и  $m = 2/3$ , входящие в формулу (11), могут зависеть от многих факторов, а главным образом повидимому от температуры металла экранных труб и аэродинамики топочной камеры (конфигурация и размеры топочной камеры, расположение и тип горелок и т. д.).

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. П. Эпик. Влияние минеральной части сланцев на условия работы котлоагрегата. Эстгосиздат, Таллин, 1961.
2. А. К. Внукон. «Теплоэнергетика», № 8, 1958.
3. И. П. Эпик, А. А. Отс. Известия АН Эстонской ССР, серия техн. и физико-мат. наук, № 1, 1963.
4. И. П. Эпик, А. А. Отс, И. Р. Микк. «Теплоэнергетика», № 12, 1961.
5. Р. Н. Ууэсоо. Известия АН Эстонской ССР, серия техн. и физико-мат. наук, № 1, 1958.
6. Р. С. Прасолов, И. А. Вайншенкер. «Теплоэнергетика», № 3, 1960.

УДК 536. 25  
621. 182. 9. 001. 57

*Ю. К. Муст*

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ НА МОДЕЛИ ТОПКИ С ФРОНТАЛЬНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ГОРЕЛОК

Топки котлов ТП-17, работающие на эстонских сланцах, сильно загрязняются летучей золой. Для обеспечения нормальной работы котла необходимо обдуть экраны топки через каждые 2—3 часа. В связи с проектированием новых котлов ТП-67 [1], которые снабжаются фронтальными горелками, возник вопрос о влиянии компоновки топки на загрязнение экранных поверхностей. Загрязнение топочных экранов в общем зависит от физических свойств и состава минеральной части топлива, от температур газов и поверхностей экранов, от избытка воздуха в топке и аэродинамики топки. Из перечисленных факторов можно конструктивно, путем изменения компоновки топки, повлиять лишь на аэродинамику топки. По работам [2, 3] можно считать доказанным, что важное, если не решающее значение в загрязнении поверхностей нагрева имеет перенос на поверхность тончайших фракций золы и паров, возникающих при улетучивании и возгонке некоторых компонентов минеральной части топлива в топочном процессе.

Перенос тончайшей пыли и паров на поверхности нагрева описывается законами турбулентного массообмена [4]. В связи с этим, на основании аналогии между теплообменом и массообменом, имеется возможность изучения влияния аэродинамических факторов на загрязнение топочной камеры путем исследования конвективной теплоотдачи в топке. Исследование конвективного теплообмена в действующих топках связано с большими трудностями, вследствие чего такое исследование практически осуществимо только на аэродинамических моделях топок.

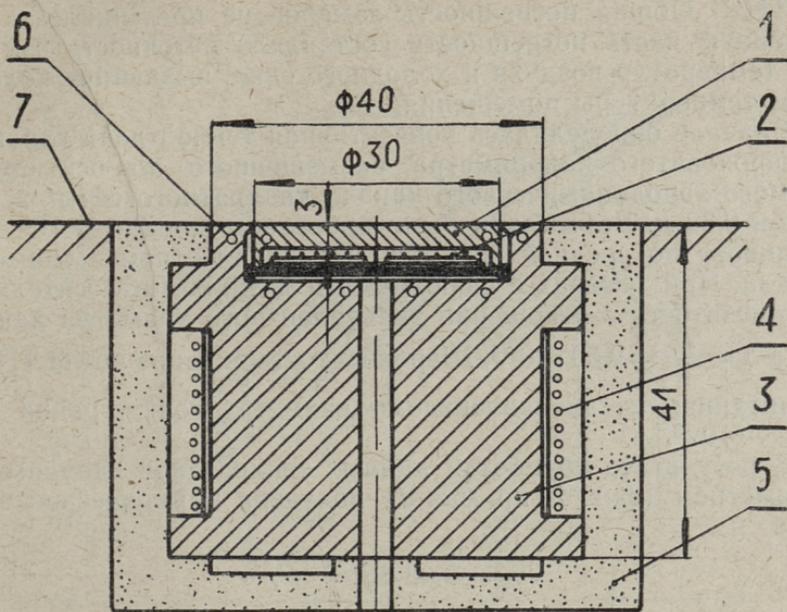
С аэродинамической точки зрения топка представляет собой канал прямоугольного сечения небольшой длины, имею-

щий сложный вход (в виде горелок) и оканчивающийся коленом, ось которого направлена под углом  $90^\circ$  к оси канала. В топочной камере, непосредственно за входным сечением, за счет сгорания топлива происходит резкое увеличение объема газов. По мере приближения к выходному сечению топки из-за охлаждения объем газов несколько уменьшается. На холодных моделях моделировать изменение объема газов не представляется возможным.

В отношении загрязнения значительный интерес представляют данные о локальных коэффициентах конвективной теплоотдачи, т. е. о конвективности на экранах, которые больше всего подвергаются загрязнению, а также зависимость их конвективности от компоновки топки. При фронтальном расположении такими экранами являются — задний и боковой экраны.

Для получения данных о конвективной теплоотдаче экранов был изготовлен стенд, состоящий из открытого аэродинамического канала, электрического калориметра для сравнения локальных коэффициентов конвективной теплоотдачи и геометрически подобных моделей топок. Замеры поля скоростей в моделях топок при продувке воздухом показывают [5], что поле скоростей определяется в основном условиями входа, а влияние же геометрии выхода из топки незначительно. Это обстоятельство дало возможность отказаться на данном этапе исследования конвективности от учета влияния геометрии выхода и ограничить задачу исследованием влияния входа (горелок) на конвективность стенок прямого канала. При проведении опыта модель топки была размещена посередине открытого аэродинамического канала. Для выравнивания поля скоростей в канале и для уменьшения пульсаций канал имел между моделью и вентилятором гасительную камеру. Локальные коэффициенты теплоотдачи определялись с помощью плоского поверхностного калориметра следующей конструкции (фиг. 1). Датчик и компенсационный блок калориметра были изготовлены из красной меди. Измерительный датчик отделялся от компенсационного блока тепловой изоляцией, состоящей из пластинок эбонита и воздушных зазоров толщиной 0,1 мм. Были изготовлены калориметры с гладкой и шероховатой поверхностями, которые закреплялись в измерительных плитах соответственно с гладкой и шероховатой поверхностями. Шероховатость калориметра и плиты была геометрически подобной поверхности топочного экрана. Абсолютная величина шероховатости была  $\Delta = 0,9$  мм. При замерах измерительная плита образовала одну стену модели топки.

Коэффициент конвективной теплоотдачи определялся по электрической мощности датчика и разности температур по-



Фиг. 1. Калориметр:

1. датчик калориметра, 2. нагревательный элемент калориметра, 3. компенсационный блок, 4. нагреватель компенсационного блока, 5. тепловая изоляция компенсационного блока, 6. точка закрепления одной из 4-х термопар по окружности калориметра, 7. измерительная плита.

верхности датчика и воздуха при тепловом равновесии. Поверхность датчика и компенсационный корпус имели точно одинаковую температуру. Коэффициент теплоотдачи вычислялся по формуле

$$\alpha = \frac{I \cdot U \cdot 0,86}{F(t_B - t_{ст})}, \quad (1)$$

где  $I$ ,  $U$ ,  $F$  и  $t_{ст}$  соответственно ток, напряжение, поверхность и температура поверхности датчика и  $t_B$  температура воздуха. Все замеры проводились при разности температур воздуха и поверхности датчика около  $7^\circ\text{C}$ , что позволило отказаться от учета теплоотдачи излучением. Неточности измерений, возникающие из-за теплопроводности между датчиком и компенсационным корпусом, при разности температур между датчиком и корпусом  $0,1^\circ\text{C}$ , не превышали 2%. При замерах эта разность температур была приблизительно в 10 раз меньше.

Указанная температура термостатированного холодного спая и воздуха замерялась ртутными термометрами точно  $0,1^\circ\text{C}$ . Температура стенки датчика замерялась медно-константановыми термопарами при помощи потенциометра

ППТН-1. Общая погрешность замеров не превышала  $\pm 5\%$ . Основную часть погрешности составляла неточность измерения температур воздуха и холодного спая, вызванная колебанием температуры помещения.

Вначале определялась конвективная теплоотдача гладкого и шероховатого калориметра, размещенного по оси стенки прямого аэродинамического канала квадратного сечения размером  $0,36$  м. Все замеры были проведены при  $Re_d \geq 10^5$ , рассчитанного по средней скорости и эквивалентному диаметру канала. При замерах с шероховатым датчиком относительная шероховатость в отношении эквивалентного диаметра канала была  $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{d} = 2,50 \cdot 10^{-3}$ . Шероховатость экранов котла ТП-67, рассчитанная по эквивалентному диаметру топки, равна  $\bar{\Delta} = 2,77 \cdot 10^{-3}$ .

В результате обработки данных теплоотдачи гладким калориметром (фиг. 2, прямая 1) получена эмпирическая формула

$$\bar{Nu}_x = 0,0375 Re_x^{0,8} P_r^{1/3} \quad (2)$$

или

$$\alpha = 10,4 \omega_{cp}^{0,8}, \quad (2a)$$

которая хорошо согласуется с известной формулой для плоской пластины при турбулентном пограничном слое. Линейным размером в (2) является длина обогреваемой части калориметра  $x = 0,035$  м, участвующей в образовании температурного пограничного слоя.

Замеры шероховатым калориметром проводились в двух положениях. В одном положении направление шероховатости совпадало с направлением оси канала, в другом положении калориметр с измерительной плитой был повернут на  $90^\circ$  по отношению к оси канала. В результате обработки данных измерений (фиг. 2) были получены следующие зависимости коэффициента теплоотдачи от средней скорости в канале:

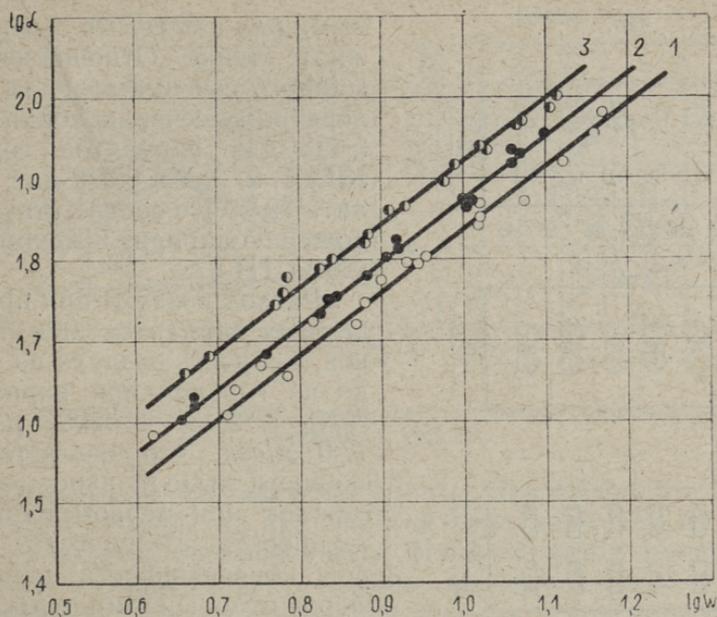
для продольного омывания шероховатой поверхности (прямая 2)

$$\alpha = 11,8 \omega_{cp}^{0,8} \quad (3)$$

и для поперечного омывания шероховатой поверхности (прямая 3)

$$\alpha = 13,0 \omega_{cp}^{0,8}, \quad (4)$$

При расчете коэффициента теплоотдачи по формуле (1) для шероховатого калориметра за определяющую поверхность



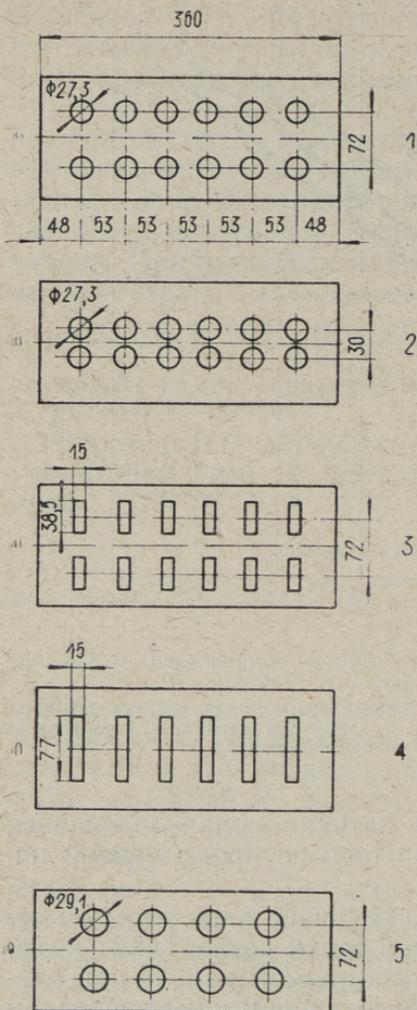
Фиг. 2. Зависимость коэффициента конвективной теплоотдачи от средней скорости в канале квадратного сечения:

1. плоская стенка, 2. шероховатая стенка с поверхностью геометрически подобной поверхности экрана, направления шероховатости вдоль оси канала, 3. шероховатая стенка с шероховатостью поперек оси канала

была принята полная поверхность датчика, соприкасающаяся с воздухом. Последняя в 1,55 раз больше проекционной поверхности датчика.

Сопоставление формул (3) и (4) показывает, что при относительной шероховатости экранов топки котла ТП-67 коэффициент конвективной теплоотдачи в прямом канале при продольном омывании экранов на 10% ниже, чем при поперечном омывании.

Влияние компоновки топки на конвективный теплообмен ее стенок при фронтальном расположении горелок определялось на моделях топки. Модель топки разместили в аэродинамическом канале так, что ее заднюю или боковую стенку образовали шероховатая измерительная плита. Направление шероховатости плиты совпало с направлением экранных труб. Была определена конвективность по оси заднего и бокового экранов при пяти вариантах фронтальных горелок (фиг. 3). За основу для построения модели была принята компоновка топки котла ТП-67. Небольшие размеры модели (поперечное сечение  $0,36 \times 0,204$  м) не позволяли пользоваться геометрически подобными горелками и горелки имитировались круг-



Фиг. 3. Варианты горелок

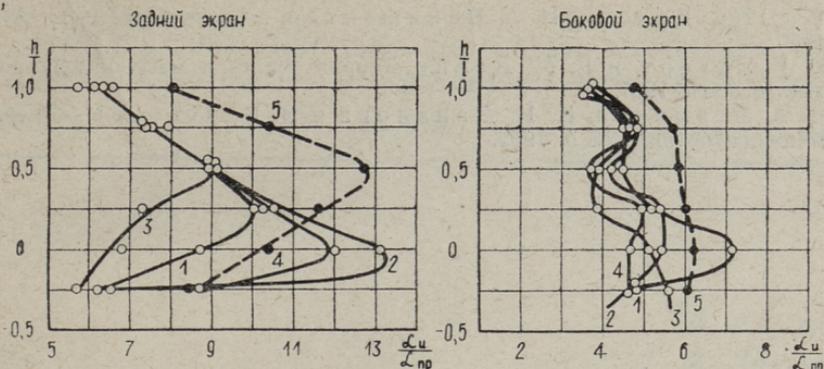
ном виде через отношение  $h/l$ , где  $h$  — высота от уровня горелок,  $l$  — размер глубины топки (расстояние от фронтальной стенки к задней стенке). Из фиг. 4 видно, что конвективность заднего экрана сильно зависит от типа и расположения горелок, а конвективность боковых экранов от типа горелок зависит мало.

Из фиг. 4 также видно, что варианты горелок №№ 1, 2, 3 и 4 с одинаковыми суммарными сечениями характеризуются «семейством» кривых, причем у вариантов с более низкими максимальными значениями конвективности этот максимум

лыми или щелевыми отверстиями в стенке. Отношение суммарного сечения горелок к поперечному сечению топки было 0,093 для вариантов горелок №№ 1, 2, 3, 4 и 0,072 для варианта № 5, что соответствует отношению вариантов техпроекта котла ТП-67.

Расход воздуха при продувке всех вариантов был одинаков. Скорость воздуха на выходе из горелок при вариантах №№ 1, 2, 3, 4 была равной 17,0 м/сек, что соответствует скорости выхода аэросмеси из горелок при первом варианте техпроекта. Результаты замеров конвективности даны на фиг. 4 отношениями  $\alpha_n/\alpha_{np}$ , где  $\alpha_n$  — замеренный коэффициент теплоотдачи и  $\alpha_{np}$  — коэффициент теплоотдачи при омывании шероховатого калориметра в продольном потоке в канале при скорости равной средней скорости воздуха в поперечном сечении модели топки.

На фиг. 4 величина  $\alpha_n/\alpha_{np}$  представлена на разных высотах от уровня горелок (уровень 0,0). Высота дана в безразмерном



Фиг. 4. Конвективная теплоотдача заднего и бокового экранов при разных вариантах горелок

расположен на более высоком уровне. При  $h/l \geq 0,5 - 0,75$  все точки этого семейства практически совпадают как на задней стенке, так и на боковой стенке. Иной характер конвективности, чем у серии №№ 1—4, имеет вариант 5 с уменьшенным отношением суммарного сечения горелок к поперечному сечению топки (0,072 вместо 0,093 при вариантах №№ 1—4).

Наиболее низкая конвективность заднего экрана,  $a_p/a_{пр} \leq 9 - 10$  имеет место при двухрядном расположении горелок, щелевых (вариант 3) и круглых (вариант 1), в последнем случае одного лишь при достаточном расстоянии между рядами. Отсюда следует, что уменьшение конвективности топочных экранов достигается при неизменном суммарном сечении и геометрически подобных горелках за счет дробления струй путем уменьшения эквивалентного диаметра горелок.

Следует отметить высокую относительную конвективность даже лучших исследуемых вариантов.

Указанные варианты имели коэффициент конвективной теплоотдачи в 5—10 раз больше по сравнению с «идеальным» случаем, т. е. экраном, расположенным на стенке прямого аэродинамического канала. Это указывает на то, что еще имеются резервы для уменьшения конвективной теплоотдачи, следовательно и скорости загрязнения топочных экранов, которые могут быть использованы при улучшении аэродинамики топочной камеры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Патыченко, В. П. Резник и В. П. Железняк. «Энергомашиностроение» № 2, 1962.
2. И. П. Эпик. Влияние минеральной части сланцев на условия работы котлоагрегата. Эстгосиздат, 1961.

3. Р. С. Прасолов и И. А. Вайншенкер. «Теплоэнергетика», № 3, 1960.
4. Э. Р. Эккерт и Р. М. Дрейк. Теория тепло- и массообмена. Госэнергоиздат, 1961.
5. В. А. Пермяков, Н. И. Данилова и В. В. Лебедев. «Энергомашиностроение» № 5, 1962.

УДК 536. 3

*И. Р. Микк,  
Т. М. Лаусмаа*

## ПРИМЕНИМОСТЬ НЕКОТОРЫХ ФОРМУЛ СЕРОГО ИЗЛУЧЕНИЯ К РАСЧЕТУ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВ

(Сообщение)

Общепринятые формулы степени черноты излучающих объемов строго применимы только для серой среды, так как при их выводе степень черноты считается постоянной для всего спектра длины волны. Но так как газы не соответствуют этому условию, то использование формул для серой среды в случае газов дает некоторую ошибку.

Чтобы найти степень черноты газов для объемного излучения, А. С. Невский [1] произвел численное интегрирование для газовых объемов в виде плоскопараллельного слоя и шара. Результаты расчетов даны в виде таблицы в зависимости от температуры и  $pl$  или  $pd$  ( $pL$  в случае слоя) с точностью до четвертого знака, где  $p$  — давление газа,  $d$  — диаметр шара,  $L$  — толщина плоскопараллельного слоя и  $l$  — характеристический размер излучающей системы, определяемый известной формулой

$$l = \frac{4V}{F}, \quad (1)$$

где  $V$  — объем излучающей системы и  $F$  — полная площадь ограничивающих объем стенок.

Хотел в своих работах [2] приходит к выводу, что пропускная способность газов с какой угодно точностью можно выразить в следующем виде

$$D = xe^{-k_x ps} + ye^{-k_y ps} + \dots + (1 - x - y - \dots), \quad (2)$$

где  $x$  и  $y$  — постоянные, которые характеризуют ширину и

свойства полос спектра. Для упрощенного случая, когда газ рассматривается состоящим только из двух компонентов, из которых один является серым и поглощает энергию по всему спектру одинаково, а другой диаметрическим, Хоттел дает формулу:

$$D = 1 - \varepsilon = xe^{-k_x ps} + (1 - x), \quad (3)$$

где значение  $x$  определяется формулой

$$x = \frac{\varepsilon_d^2}{2\varepsilon_d - \varepsilon_{2d}}, \quad (4)$$

и  $\varepsilon_d$  — степень черноты при некотором значении  $ps$ ,  
 $\varepsilon_{2d}$  — степень черноты при  $2ps$ .

Целью данной работы является выяснение применимости к газам формул степени черноты серого объемного излучения и рекомендации Хоттеля в случае, когда газовые объемы имеют простую геометрическую форму, а также оценка величины, могущей возникнуть при этой ошибке. Для оценки величины ошибки сравнивались степени черноты, полученные при помощи формул серого объемного излучения, со значениями, полученными в [1]. Из формул степени черноты серого объемного излучения использовали в данной работе две [1]:

а) для плоскопараллельного слоя:

$$\varepsilon_s = 1 - \left[ \left( 1 - \frac{kl}{2} \right) e^{-\frac{kl}{2}} - \left( \frac{kl}{2} \right)^2 Ei \left( -\frac{kl}{2} \right) \right], \quad (5)$$

где  $Ei$  обозначает интегральную показательную функцию и

б) для шара:

$$\varepsilon_s = 1 - \frac{1 - (1 + 1,5kl)e^{-1,5kl}}{1,125(kl)^2}. \quad (6)$$

Входящие в (5) и (6) значения  $kl$  были найдены по формуле

$$kl = -\ln(1 - \varepsilon_n), \quad (7)$$

где одномерная степень черноты  $\varepsilon_n$  определялась по графикам для  $\text{CO}_2$  или  $\text{H}_2\text{O}$  [2] соответственно выбранному значению  $pl$ .

Проверка применимости рекомендации Хоттеля производилась в следующем порядке:

(1) По значениям  $ps < pl$  и  $2ps > pl$  определялся  $x$  по формуле (4).

(2) Входящие в (5) и (6) значения  $kl$  определялись по формуле (3), где за  $\epsilon_n$  было принято значение  $\epsilon$ , вычисленное по графикам [2].

(3) Определялось значение  $\epsilon_s$  по формуле (3), предварительно заменяя экспонентную функцию в (3) на последние члены формул (5) или (6).

Абсолютная разность определяется формулой:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_s - \epsilon_n, \quad (8)$$

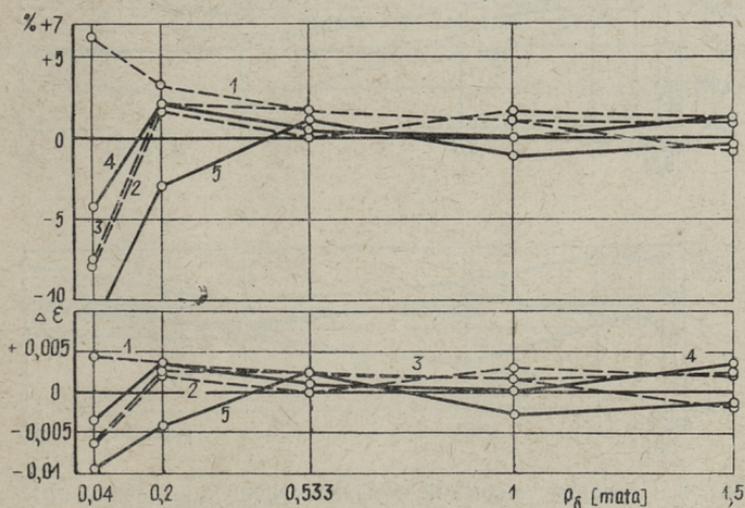
а относительная — формулой

$$\delta = 100 \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_n}, \quad \% \quad (9)$$

где  $\epsilon_s$  — вычисленная в данной работе степень черноты,  $\epsilon_n$  — степень черноты по [1].

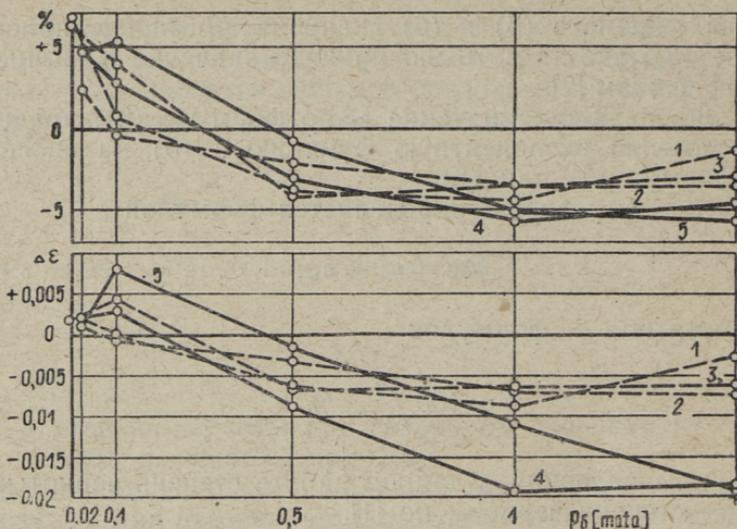
Представленные на фиг. 1—3 результаты данной работы позволяют сделать следующие выводы:

1. Применение для расчета степени черноты газов формул серого излучения дает достаточную для технических расчетов точность. При этом применение рекомендации Хоттеля приводит к результатам такой же точности, однако при этом расчет значительно усложняется.

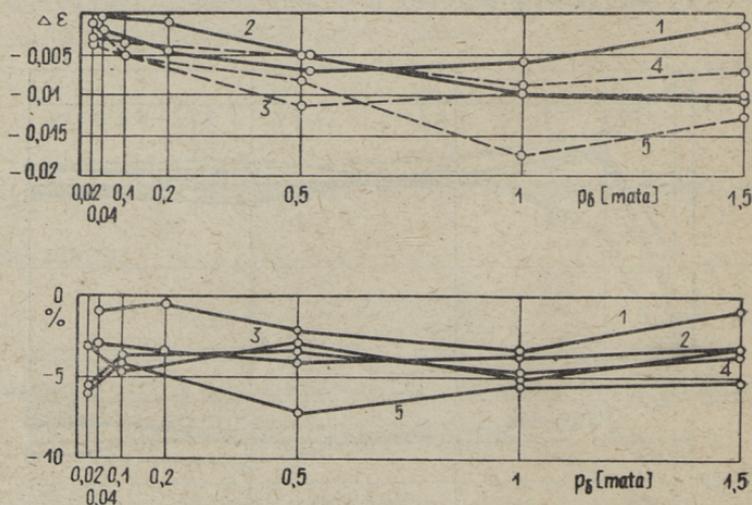


Фиг. 1. Сравнение степеней черноты шарообразного объема, численно интегрированных и вычисленных по формуле для серой среды при разных параметрах:

1 —  $\text{CO}_2$ ,  $t=1000^\circ\text{C}$ , 2 —  $\text{CO}_2$ ,  $t=600^\circ\text{C}$ , 3 —  $\text{CO}_2$ ,  $t=800^\circ\text{C}$ , 4 —  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $t=600^\circ\text{C}$ , 5 —  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $t=1000^\circ\text{C}$



Фиг. 2. Сравнение степеней черноты плоскопараллельного слоя, вычисленных при помощи численного интегрирования и формулы для серой среды при разных параметрах:  
 1 —  $\text{CO}_2$ ,  $t=600^\circ\text{C}$ , 2 —  $\text{CO}_2$ ,  $t=1000^\circ\text{C}$ , 3 —  $\text{CO}_2$ ,  $t=800^\circ\text{C}$ , 4 —  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $t=600^\circ\text{C}$ , 5 —  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $t=1000^\circ\text{C}$



Фиг. 3. Сравнение значений степеней черноты, численно интегрированных и вычисленных при помощи формул для серой среды с рекомендацией Хоттеля, на разных параметрах для шара и плоского слоя:  
 1 — шар,  $\text{CO}_2$ ,  $t=600^\circ\text{C}$ , 2 — шар,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $t=1000^\circ\text{C}$ , 3 — плоск. слой,  $\text{CO}_2$ ,  $t=600^\circ\text{C}$ , 4 — плоск. слой,  $\text{CO}_2$ ,  $t=1000^\circ\text{C}$ , 5 — плоск. слой,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $t=600^\circ\text{C}$

2. В случае плоского слоя и шара ошибка, которая возникает при применении формулы для серого объемного излучения при значениях  $pl > 0,2$  остается в пределах  $\pm 5\%$ .

3. Для газовых объемов других геометрических конфигураций интегрированные данные о степени черноты в литературе отсутствуют. Но исходя из результатов, полученных для шара и плоского слоя, можно считать вероятным, что и в других случаях замкнутых излучающих систем методы, рекомендованные в данной работе, применимы с той же точностью.

4. В формулах данной работы считается коэффициент поглощения среды  $k$  постоянной. Поэтому для определения величины  $k$  для чистых газов можно использовать графики Хотелла и Эгберта, а для смеси водяного пара и углекислого газа формулу Гурвича и Митора [3].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Невский. Теплообмен излучением в металлургических печах и топках котлов. Свердловск, Металлургиздат, 1958.
2. Мак-Адамс. Теплопередача. Москва, Металлургиздат, 1962 (перевод с английского).
3. А. М. Гурвич и В. В. Митор. Теплоэнергетика № 12, 1955.



ТЕПЛОБМЕН И ТОПОЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
СБОРНИК СТАТЕЙ

Таллинский политехнический институт

Редактор И. Микк

Технический редактор Я. Мыттус

Сдано в набор 13 VI 1963. Подписано к печати 21 XII 1963. Бумага 60×90<sup>1/16</sup>  
Печатных листов 5,0. Учетно-издательских листов 3,75. Тираж 600 экз. МВ 10721  
Заказ № 5106.

Типография им. Х. Хейдеманна,

Тарту, ул. Юликооли 17/19 I.

Цена 26 коп.



Цена 26 коп.