



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	温度分布を有するガスのふく射能の計算法
Author(s)	谷口, 博; Taniguchi, Hiroshi
Citation	北海道大學工学部研究報告, 38, 1-21
Issue Date	1965-09-02
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/40770
Type	departmental bulletin paper
File Information	38_1-22.pdf



温度分布を有するガスのふく射能の計算法

谷 口 博

機械工学科 燃烧工学講座

A New Calculating Method of Emissive Power of Nonisothermal Gas

Hiroshi TANIGUCHI

Combustion Engineering division, Faculty of Engineering

Abstract

Many papers have been published on the calculating methods of emissive power from isothermal gas. However, on nonisothermal gas only one report by Cohen and few other related reports may be seen, notwithstanding the fact that almost all engineering problems in this field are nonisothermal in nature.

A new method is proposed in this paper for the calculation on nonisothermal gas which is bounded by two parallel black walls and has a one dimensional temperature distribution perpendicular to the walls. The gas slab is subdivided into m segments of small slabs, each of which is parallel to the walls and is approximated as a uniform temperature. The emissive power from one of the segments to one side of the walls is calculated by

$$\Delta E_n = \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\Delta pl} \right)_{T=T_n}^{pl=pl_{n-1}} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{T=T_{i-1}}^{pl=pl_{i-1}} \left| \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{T=T_{i-1}}^{pl=0} \right.}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{T=T_i}^{pl=pl_{i-1}} \left| \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{T=T_i}^{pl=0} \right.}$$

Accordingly, the total emissive power to one of the walls is

$$E = \sum_{n=1}^m \Delta E_n$$

All examples in this paper were calculated by an electronic digital computer inasmuch as a considerable amount of calculation was required to obtain good results.

The author also attempted to use several simpler formulas which were led from experiments instead of the prescribed formula, and it was shown that the majority of these simpler formulas were not suitable for this purpose.

In the prescribed formula the author defines "Ideal Gas" to be that which radiates the emissive power only in a certain region of wave length and the emissivity of which is the function of pl/T (i. e. the function of the number of molecules). For ideal gas the calculated emissive power from one of the segments in a nonisothermal gas does not show the same results as indicated in Cohen's method in which he assumed that the total gas slab is the same temperature as one of the segments. However, for a gray gas, in which the emissivity is the function of pl only, both calculations give the same result.

目 次

1. ま え が き	2
2. ガスふく射に関する考察	2
3. 温度分布を有するガスのふく射能の計算法	3
(1) Cohen による計算法	3
(2) 著者による計算法	6
4. 計算式に対する検討	7
(1) ガス温度が一樣の場合	8
(2) 第6図のごとき温度分布の場合 (8頁参照)	8
(3) 灰色ガスおよび理想ガスの場合	9
(4) 実在ガスの実験式を使用する場合	10
(5) ガスふく射率を(4)式で表わす場合 (4頁参照)	11
5. 電子計算機による計算例	11
(1) 電子計算機プログラム用フローチャート	15
(2) 電子計算機プログラム, 入力データ, 出力リスト	16
(3) 計 算 結 果	17
6. 結 び	20

1. ま え が き

ガスふく射に関しては従来より広く研究されているが、いずれも、温度の一樣な場合が大部分であり、温度分布を有する場合の研究はわずかに Cohen¹⁾などの報告を見る程度である。しかし、ガスふく射の実際応用分野では温度分布を有するガスの場合が多く、従来の研究結果のみではガスふく射能の概略値しか得ることが出来ない。

著者はこの点に主眼をおき、温度分布を有するガスのふく射能を計算する方法を検討し、計算の容易化と精度の向上を計るため電子計算機の利用を計ることとした。とくに、本報では従来あまり発表されていなかった電子計算機プログラムを記載することとした。

本研究は昭和39年度文部省科学研究費(各個研究)および昭和39年度松永研究助成金(第2回)により行なわれたものであり、研究を進めるに際し北海道大学工学部深沢正一教授、斎藤武教授、石黒亮二助教授よりご指導を頂き、また北海道大学計算センターの協力を得た。ここに深く謝意を表する次第である。

2. ガスふく射に関する考察

ガスふく射を理論計算に取入れる場合、とくに温度分布を有する複雑な場合には、簡略化するため灰色ガスとして取扱うことが多い。通常灰色ガスのふく射率およびふく射能は次式で表わしている。

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

ただし ε = ふく射率, K = 吸収係数, p = 圧力, l = 有効厚さ

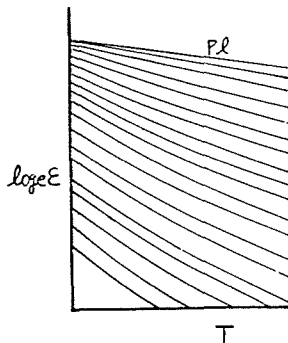
$$E = \varepsilon \cdot \sigma T^4$$

ただし E = ふく射能, σ = ステファンボルツマン定数, T = 温度

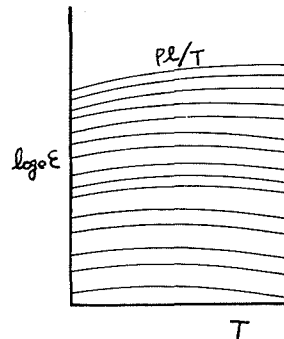
しかし, (1) 式によりガスふく射を取扱うと実在ガスによる場合と異なる結果が導き出され易い。すなわち, 実在ガスのふく射率は圧力と有効厚さのみならず温度の函数となっている。簡略化する場合は, ガスのふく射率が分子数の函数として考えたほうが妥当であるので, 理論計算に際してガスのふく射率を次式で表わすことが適当であろう。

$$\varepsilon = \left(1 - e^{-\frac{Kpl}{T}}\right) \quad (2)$$

たとえば, Hottel などにより発表されている実在ガスのふく射率の一例をあげると第1図



第1図 蒸気のふく射率

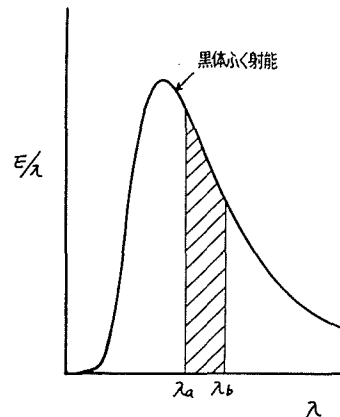


第2図 蒸気のふく射率

のごとくである。この図中のパラメータ pl を pl/T に変えて書きあらためると, 第2図のごとくになる。第2図の傾向を見ると, 理論計算に際してはガスのふく射率を灰色ガスの(1)式より(2)式で表わしたほうが実状に合うことがわかる。

(2) 式を使用すると, 理論計算を行なう場合に解を求めるのが困難であり, (1) 式を使用したほうが容易である。この点に関しては, 電子計算機を利用すれば解決することが出来るので, 単に理論解が得られ易いという理由で上述のごとき重要な点を見逃すことは不都合なことと思われる。

さらにくわしくガスふく射を取扱うには, ガスのふく射が全波長域に参与しておらず或る波長域にのみ関与していることを考慮に入れねばならない。簡単な場合として, 第3図の $\lambda_a \sim \lambda_b$ の波長域(斜線をほどこした波長



第3図 理想ガスのふく射能

域)のみふく射に關与するガスを考え、このガスを仮に理想ガスと名付け、ガスふく射を解析する場合の基本としたい。

無限有効厚さの理想ガスのふく射能は次式にて表わされる²⁾。

$$E = C_1 \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)} = F(T) \cdot \sigma T^4$$

ただし $C_1 = 2\pi C_0^2 h$, $C_2 = C_0 h/k$, $C_0 =$ 光速速度, $h =$ プランク定数, $k =$ ボルツマン定数

さらに、ふく射率を分子数の函数と考え吸収係数は一定とすると、有限厚さの理想ガスのふく射率およびふく射能は次式にて表わされる。

$$\varepsilon = F(T) \cdot \left(1 - e^{-\frac{Kpl}{T}} \right) \quad (3)$$

$$E = F(T) \cdot \left(1 - e^{-\frac{Kpl}{T}} \right) \cdot \sigma T^4$$

温度分布を有するガスのふく射を取扱う場合、後に述べるように少なくとも (3) 式程度の考慮を払い理論計算を行なう必要があると思われる。

実在ガスに対しては、ふく射に關与する波長域も単純でなく吸収係数も温度の函数であるから、ふく射率およびふく射能を表わす式として次式の形式が妥当であろう。

$$\varepsilon = \sum \varepsilon_i = \sum A_i(T) \cdot \Delta F_i(T) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K\lambda(T) \cdot pl}{T}} \right) \quad (4)$$

ただし $\varepsilon_i =$ 波長 $\lambda \sim \lambda + \Delta\lambda$ 域のふく射率, $A_i =$ 波長 $\lambda \sim \lambda + \Delta\lambda$ 域の実在ガスと理想ガスのふく射率の比, $\Delta F_i =$ 波長 $\lambda \sim \lambda + \Delta\lambda$ 域の無限有効厚さの理想ガスふく射率 (同域の黒体ふく射率)

$$E = \sum A_i(T) \cdot \Delta F_i(T) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K\lambda(T) \cdot pl}{T}} \right) \cdot \sigma T^4$$

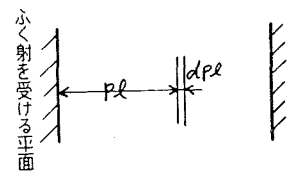
(4) 式を基本として温度分布を有するガスのふく射能の計算方式を検討した。

3. 温度分布を有するガスのふく射能の計算法

(1) Cohen による計算法¹⁾

まず、最も簡単な場合として、無限大二平面間のガスを取扱うものとし、ガスの温度分布は平面に垂直方向にのみ存在すると考える。

第4図の微小区分 dpl の片一方におよぼすふく射能およびふく射率は次の通りである。ただし、この場合ガスのふく射率が近似的に pl のみの函数であり、温度には関係しないと考える。



第4図

$$dE' = d\varepsilon \cdot \sigma T^4$$

ただし $pl = \text{圧力} \times \text{有効厚さ}$

$$d\varepsilon = \left(\frac{d\varepsilon}{dpl} \right)_{pl=0} \cdot dpl \quad (5)$$

微小区分 dpl のふく射能が区分 pl を通過して平面に達するふく射能は次の通りとなる。

$$dE = d\varepsilon \cdot \sigma T^4 \cdot \tau \quad (6)$$

ただし $\tau = \text{到達率}$

この場合、到達率は容易に求めることが出来、次の通りである。

$$\tau = \frac{\left(\frac{d\varepsilon}{dpl} \right)_{pl=pl}}{\left(\frac{d\varepsilon}{dpl} \right)_{pl=0}} \quad (7)$$

(5) 式、(7) 式を(6) 式に代入すると次の通りとなる。

$$dE = \left(\frac{d\varepsilon}{dpl} \right)_{pl=pl} \cdot dpl \cdot \sigma T^4 \quad (8)$$

電子計算機の利用を計るため、第5図のごとく二平面間を m 区分して計算を進めることとする。ただし、小区分 Δpl の間はガス温度が一樣として取扱う。

小区分 Δpl および区分 pl 相互の関係は次の通りとする。

$$pl_n = \sum_{i=1}^n \Delta pl_i$$

$$\Delta pl_n = pl_n - pl_{n-1}$$

(6) 式は次のごとく表わされる。

$$\Delta E_n = \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta pl} \right)_{pl=0} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \tau_{n-1} \quad (9)$$

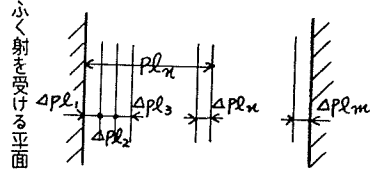
(7) 式は次のごとく表わされる。

$$\tau_{n-1} = \frac{\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta pl} \right)_{pl=pl_{n-1}}}{\left(\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta pl} \right)_{pl=0}} \quad (10)$$

ゆえに(8) 式は次の通りとなる。

$$\Delta E_n = \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta pl} \right)_{pl=pl_{n-1}} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \quad (11)$$

二平面間のガスが片一方の平面におよぼすふく射能は次の通りとなる。



第5図

$$E = \sum_{n=1}^m \Delta E_n \quad (12)$$

(2) 著者による計算法

上述と同様無限大二平面間のガスを取扱うものとする。ただし、この場合ガスのふく射率は pl および T の函数であるとして検討を進める。

第4図の微小区分 dpl の片一方におよぼすふく射能およびふく射率は次の通りである。

$$dE' = d\varepsilon \cdot \sigma T^4$$

$$d\varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{\substack{pl=0 \\ T=T}} \cdot dpl + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_{\substack{pl=0 \\ T=T}} \cdot \left(\frac{dT}{dpl} \right)_{pl=pl} \cdot dpl \quad (13)$$

微小区分 dpl のふく射能が区分 pl を通過して平面に達するふく射能は次の通りとなる。

$$dE = d\varepsilon \cdot dT^4 \cdot \tau \quad (14)$$

ガス温度が一樣の場合、この到達率は容易に求められる。すなわち、ふく射率が温度一定の場合には温度の函数として取扱わなくても良いので、(7)式を参考として次の通りに求めることが出来る。

$$\tau = \frac{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{\substack{pl=pl \\ T=T}}}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{\substack{pl=0 \\ T=T}}} \quad (15)$$

さらに、ガス温度が一定であれば次の関係がある。

$$\frac{dT}{dpl} = 0 \quad (16)$$

(13)式、(15)式、(16)式を(14)式に代入すると次の通りとなる。

$$dE = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{\substack{pl=pl \\ T=T}} \cdot dpl \cdot \sigma T^4 \quad (17)$$

(17)式は(8)式と等しくなることがわかる。すなわち、Cohenによる計算法はふく射率が pl のみの函数であるとした場合の近似計算法であるから、著者の計算法にガス温度が一定の条件を入れた場合と等しくなるのが当然である。

しかし、温度分布を有するガスの場合には到達率を求めることが困難である。本研究においては、この到達率を求めることを目的として検討を進めた。

以後、電子計算機の利用を考慮して、二平面間を m 区分して計算を進めることとしたい。

(14)式は次のごとく表わされる。

$$\Delta E_n = \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\Delta pl} \right)_{\substack{pl=0 \\ T=T_n}} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \tau_{n-1} \quad (18)$$

到達率は各小区分の到達率の積で表わされるので、次の通りとなる。

$$\tau_{n-1} = \prod_{i=2}^n \frac{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_{i-1}}^{p^l = \Delta p^l_{i-1}}}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_{i-1}}^{p^l = 0}} \quad (19)$$

ガス温度が一樣の場合には (19) 式および (15) 式から求めた到達率が互いに等しくならねばならない。

$$\tau_{n-1} = \prod_{i=1}^n \frac{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T}^{p^l = \Delta p^l_{i-1}}}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T}^{p^l = 0}} = \frac{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T}^{p^l = p^l_{n-1}}}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T}^{p^l = 0}} \quad (20)$$

しかし、(20) 式の関係は、ガスのふく射率が任意の形式の函数に対し必ずしも成立しない。従来より発表されている実在ガスのふく射率の実験式は (20) 式の関係を満足しないものが多い。この点を改善するため、次のごとき考えに基づき到達率を計算することとした。まず、区分 p^l_{n-1} が一樣な温度 T_n の場合の到達率を求め、これに対し温度が T_{n-1} となった場合の補正を加える。次に、区分 p^l_{n-2} に対し温度が T_{n-2} となった場合の補正を加え、順次補正を加える計算法である。すなわち、到達率は次の通りとなる。

$$\tau_{n-1} = \frac{\left(\frac{\Delta \varepsilon}{\Delta p^l}\right)_{T=T_n}^{p^l = p^l_{n-1}}}{\left(\frac{\Delta \varepsilon}{\Delta p^l}\right)_{T=T_n}^{p^l = 0}} \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_{i-1}}^{p^l = p^l_{i-1}} / \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_{i-1}}^{p^l = 0}}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_i}^{p^l = p^l_{i-1}} / \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_i}^{p^l = 0}} \quad (21)$$

ガス温度が一樣の場合には、(21) 式において第 2 項の連乗した値が 1 となるので、(15) 式の結果と等しくなり (19) 式の不都合な点が改善されている。(21) 式を (18) 式に代入すると、小区分 Δp^l_n より片一方の平面におよぼすふく射能が求められる。

$$\Delta E_n = \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\Delta p^l}\right)_{T=T_n}^{p^l = p^l_{n-1}} \cdot \Delta p^l_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_{i-1}}^{p^l = p^l_{i-1}} / \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_{i-1}}^{p^l = 0}}{\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_i}^{p^l = p^l_{i-1}} / \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho l}\right)_{T=T_i}^{p^l = 0}} \quad (22)$$

二平面間のガスが片一方の平面におよぼすふく射能は次の通りとなる。

$$E = \sum_{n=1}^m \Delta E_n \quad (23)$$

(22) 式および (23) 式が本研究の主題である温度分布を有するガスのふく射能計算式である。

4. 計算式に対する検討

著者による計算式 (22) 式および (23) 式に対し種々の条件の場合を適用して、妥当性を検討することとした。

(1) ガス温度が一樣の場合

ガスふく射率を $\varepsilon(pl, T)$ と表わすものとする。

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= \frac{\varepsilon(pl_n, T) - \varepsilon(pl_{n-1}, T)}{\Delta pl_n} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\varepsilon'(pl_{i-1}, T)/\varepsilon'(0, T)}{\varepsilon'(pl_{i-1}, T)/\varepsilon'(0, T)} \\ &= \left\{ \varepsilon(pl_n, T) - \varepsilon(pl_{n-1}, T) \right\} \cdot \sigma T^4 \end{aligned}$$

$$\text{ただし} \quad \varepsilon'(pl_i, T_i) = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial pl} \right)_{T=T_i}^{pl=pl_i}$$

$$E = \sum_{n=1}^m \Delta E_n = \sum_{n=1}^m \left\{ \varepsilon(pl_n, T) - \varepsilon(pl_{n-1}, T) \right\} \cdot \sigma T^4 = \varepsilon(pl_m, T) \cdot \sigma T^4$$

ただし $\varepsilon(pl_0, T) = 0$ とする。

一方、定義によりガスの有効厚さ pl_m のふく射率は $\varepsilon(pl_m, T)$ であるので、ふく射能は $\varepsilon(pl_m, T) \cdot \sigma T^4$ となり上記にて求めたふく射能と一致する。

(2) 第6図のごとき温度分布の場合

ガスふく射率を前項同様 $\varepsilon(pl, T)$ とし、まず、 $pl_1 \sim pl_j$ の間のふく射能を求める。

$$\Delta E_{jn} = \left\{ \varepsilon(pl_n, T_j) - \varepsilon(pl_{n-1}, T_j) \right\} \cdot \sigma T_j^4$$

次に、 $pl_{j+1} \sim pl_k$ の間のふく射能を求める。

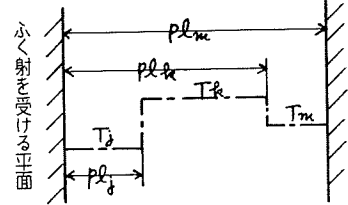
$$\begin{aligned} \Delta E_{kn} &= \frac{\varepsilon(pl_n, T_k) - \varepsilon(pl_{n-1}, T_k)}{\Delta pl_n} \cdot pl_n \cdot \sigma T_k^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\varepsilon'(pl_{i-1}, T_{i-1})/\varepsilon'(0, T_{i-1})}{\varepsilon'(pl_{i-1}, T_i)/\varepsilon'(0, T_i)} \\ &= \left\{ \varepsilon(pl_n, T_k) - \varepsilon(pl_{n-1}, T_k) \right\} \cdot \sigma T_k^4 \cdot \frac{\varepsilon'(pl_j, T_j)/\varepsilon'(0, T_j)}{\varepsilon'(pl_j, T_k)/\varepsilon'(0, T_k)} \end{aligned}$$

最後に、 $pl_{k+1} \sim pl_m$ の間のふく射能を求める。

$$\begin{aligned} \Delta E_{mn} &= \left\{ \varepsilon(pl_n, T_m) - \varepsilon(pl_{n-1}, T_m) \right\} \cdot \sigma T_m^4 \\ &\quad \cdot \frac{\varepsilon'(pl_k, T_k)/\varepsilon'(0, T_k)}{\varepsilon'(pl_k, T_m)/\varepsilon'(0, T_m)} \cdot \frac{\varepsilon'(pl_j, T_j)/\varepsilon'(0, T_j)}{\varepsilon'(pl_j, T_k)/\varepsilon'(0, T_k)} \end{aligned}$$

ゆえに、 $pl_1 \sim pl_m$ の間のふく射能は次の通りとなる。

$$\begin{aligned} E &= \sum_{n=1}^j \Delta E_{jn} + \sum_{n=j+1}^k \Delta E_{kn} + \sum_{n=k+1}^m \Delta E_{mn} \\ &= \varepsilon(pl_j, T_j) \cdot \sigma T_j^4 \\ &\quad + \left\{ \varepsilon(pl_k, T_k) - \varepsilon(pl_j, T_k) \right\} \cdot \sigma T_k^4 \cdot \frac{\varepsilon'(pl_j, T_j)/\varepsilon'(0, T_j)}{\varepsilon'(pl_j, T_k)/\varepsilon'(0, T_k)} \\ &\quad + \left\{ \varepsilon(pl_m, T_m) - \varepsilon(pl_k, T_m) \right\} \cdot \sigma T_m^4 \cdot \frac{\varepsilon'(pl_k, T_k)/\varepsilon'(0, T_k)}{\varepsilon'(pl_k, T_m)/\varepsilon'(0, T_m)} \cdot \frac{\varepsilon'(pl_j, T_j)/\varepsilon'(0, T_j)}{\varepsilon'(pl_j, T_k)/\varepsilon'(0, T_k)} \end{aligned}$$



第6図

一方この二平面間を3分割してふく射能を求めると、次の通りとなる。

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= \frac{\varepsilon(pl_n, T_n) - \varepsilon(pl_{n-1}, T_n)}{\Delta pl_n} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\varepsilon'(pl_{i-1}, T_{i-1})/\varepsilon'(0, T_{i-1})}{\varepsilon'(pl_{i-1}, T_i)/\varepsilon'(0, T_i)} \\ E &= \varepsilon(pl_1, T_1) \cdot \sigma T_1^4 + \left\{ \varepsilon(pl_2, T_2) - \varepsilon(pl_1, T_2) \right\} \cdot \sigma T_2^4 \cdot \frac{\varepsilon'(pl_1, T_1)/\varepsilon'(0, T_1)}{\varepsilon'(pl_1, T_2)/\varepsilon'(0, T_2)} \\ &\quad + \left\{ \varepsilon(pl_3, T_3) - \varepsilon(pl_2, T_3) \right\} \cdot \sigma T_3^4 \cdot \frac{\varepsilon'(pl_2, T_2)/\varepsilon'(0, T_2)}{\varepsilon'(pl_2, T_3)/\varepsilon'(0, T_3)} \cdot \frac{\varepsilon'(pl_1, T_1)/\varepsilon'(0, T_1)}{\varepsilon'(pl_1, T_2)/\varepsilon'(0, T_2)} \end{aligned}$$

上式の pl_1, pl_2, pl_3 を pl_j, pl_k, pl_m に、 T_1, T_2, T_3 を T_j, T_k, T_m に置換えると、最初に求めたふく射能と一致する。

この結果から、(22)式、(23)式により計算する場合、区分数の影響を受けないことがわかり、実際に計算する場合区分数を任意にえらんでも差支えないことが明らかとなった。

(3) 灰色ガスおよび理想ガスの場合

灰色ガスのふく射率は(1)式で表わされるので、ふく射能は次の通りとなる。

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= \frac{(1 - e^{-Kpl_n}) - (1 - e^{-Kpl_{n-1}})}{\Delta pl_n} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{K e^{-Kpl_{i-1}}/K}{K e^{-Kpl_{i-1}}/K} \\ &= (1 - e^{-K\Delta pl_n}) \cdot e^{-Kpl_{n-1}} \cdot \sigma T_n^4 \end{aligned} \quad (24)$$

ガスのふく射率を(2)式で表わす場合、ふく射能は次の通りとなる。

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= \frac{\left(1 - e^{-\frac{Kpl_n}{T_n}}\right) - \left(1 - e^{-\frac{Kpl_{n-1}}{T_n}}\right)}{\Delta pl_n} \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\frac{K}{T_{i-1}} e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_{i-1}}} / \frac{K}{T_{i-1}}}{\frac{K}{T_i} e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_i}} / \frac{K}{T_i}} \\ &= \left(1 - e^{-\frac{K\Delta pl_n}{T_n}}\right) \cdot e^{-\frac{Kpl_{n-1}}{T_n}} \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_{i-1}}}}{e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_i}}} \\ &= \left(1 - e^{-\frac{K\Delta pl_n}{T_n}}\right) \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n e^{-\frac{K\Delta pl_{i-1}}{T_{i-1}}} \end{aligned} \quad (25)$$

理想ガスのふく射率は(3)式で表わされるので、ふく射能は次の通りとなる。

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= \frac{F(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{Kpl_n}{T_n}}\right) - F(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{Kpl_{n-1}}{T_n}}\right)}{\Delta pl_n} \\ &\quad \cdot \Delta pl_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\frac{F(T_{i-1})K}{T_{i-1}} e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_{i-1}}} / \frac{F(T_{i-1})K}{T_{i-1}}}{\frac{F(T_i)K}{T_i} e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_i}} / \frac{F(T_i)K}{T_i}} \\ &= F(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K\Delta pl_n}{T_n}}\right) \cdot e^{-\frac{Kpl_{n-1}}{T_n}} \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_{i-1}}}}{e^{-\frac{Kpl_{i-1}}{T_i}}} \\ &= F(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K\Delta pl_n}{T_n}}\right) \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n e^{-\frac{K\Delta pl_{i-1}}{T_{i-1}}} \end{aligned} \quad (26)$$

(24)式、(25)式、(26)式に温度が一樣の条件を入れると次の通りとなる。

$$\Delta E_n = (1 - e^{-K\Delta pl_n}) \cdot \sigma T^4 \cdot e^{-Kpl_{n-1}} \quad (27)$$

$$\Delta E_n = \left(1 - e^{-\frac{K \Delta p l_n}{T}}\right) \cdot \sigma T^4 \cdot e^{-\frac{K p l_{n-1}}{T}} \quad (28)$$

$$\Delta E_n = F(T) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K \Delta p l_n}{T}}\right) \cdot \sigma T^4 \cdot e^{-\frac{K p l_{n-1}}{T}} \quad (29)$$

(25) 式と (28) 式および (26) 式と (29) 式を比較すると、温度分布を有する場合と温度の一樣の場合との違いが明らかである。しかし、(24) 式と (27) 式を比較した場合は $T_n = T$ とすると互いに等しくなり、この違いを表わすことが出来ない。

この点から考慮しても、温度分布を有する場合を論ずるためには灰色ガスの式 (1) 式よりも (2) 式の方が妥当であることがわかる。さらに、理想ガスとして (3) 式で表わせればより実状に適合した結果が得られるものと思われる。

(4) 実在ガスの実験式を使用する場合

a. ガスふく射率 $\epsilon = A \cdot p l^B \cdot T^C$ の場合

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= \frac{A \cdot p l_n^B \cdot T_n^C - A \cdot p l_{n-1}^B \cdot T_n^C}{\Delta p l_n} \cdot \Delta p l_n \cdot \sigma T_n^4 \\ &\cdot \lim_{\delta p l \rightarrow 0} \prod_{i=2}^n \frac{A \cdot B \cdot p l_{i-1}^{B-1} \cdot T_{i-1}^C / A \cdot B \cdot \delta p l_{i-1}^{B-1} \cdot T_{i-1}^C}{A \cdot B \cdot p l_{i-1}^{B-1} \cdot T_{i-1}^C / A \cdot B \cdot \delta p l_{i-1}^{B-1} \cdot T_{i-1}^C} \\ &= A \cdot (p l_n^B - p l_{n-1}^B) \cdot T_n^C \cdot \sigma T_n^4 \end{aligned} \quad (30)$$

(30) 式において温度が一樣の場合を求めると次の通りとなる。

$$\Delta E_n = A \cdot (p l_n^B - p l_{n-1}^B) \cdot T^C \cdot \sigma T^4 \quad (31)$$

b. ガスふく射率 $\epsilon = 1 - \frac{1 - e^{-A(T) p l}}{A(T) p l}$ の場合³⁾

$$\begin{aligned} \Delta E_n &= \frac{\left(1 - \frac{1 - e^{-A(T_n) p l_n}}{A(T_n) p l_n}\right) - \left(1 - \frac{1 - e^{-A(T_n) p l_{n-1}}}{A(T_n) p l_{n-1}}\right)}{\Delta p l_n} \\ &\cdot \Delta p l_n \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\frac{1 - (1 + A(T_{i-1})) e^{-A(T_{i-1}) p l_{i-1}}}{A(T_{i-1}) p l_{i-1}^2} / \frac{A(T_{i-1})}{2}}{\frac{1 - (1 + A(T_i)) e^{-A(T_i) p l_{i-1}}}{A(T_i) p l_{i-1}^2} / \frac{A(T_i)}{2}}} \\ &= \left(\frac{1 - e^{-A(T_n) p l_{n-1}}}{A(T_n) p l_{n-1}} - \frac{1 - e^{-A(T_n) p l_n}}{A(T_n) p l_n}\right) \cdot \sigma T_n^4 \\ &\cdot \prod_{i=2}^n \frac{\{1 - (1 + A(T_{i-1})) p l_{i-1}\} e^{-A(T_{i-1}) p l_{i-1}} / A(T_{i-1})^2}{\{1 - (1 + A(T_i)) p l_{i-1}\} e^{-A(T_i) p l_{i-1}} / A(T_i)^2} \end{aligned} \quad (32)$$

(32) 式において温度が一樣の場合を求めると次の通りとなる。

$$\Delta E_n = \left(\frac{1 - e^{-A(T) p l_{n-1}}}{A(T) p l_{n-1}} - \frac{1 - e^{-A(T) p l_n}}{A(T) p l_n}\right) \cdot \sigma T^4 \quad (33)$$

c. ガスふく射率 $\epsilon = A(T) \cdot (1 - e^{-K p l})$ の場合⁴⁾

$$\Delta E_n = \frac{A(T_n) \cdot (1 - e^{-K p l_n}) - A(T_n) \cdot (1 - e^{-K p l_{n-1}})}{\Delta p l_n}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \Delta p l_n \cdot \sigma T_n^4 \prod_{i=2}^n \frac{A(T_{i-1}) K e^{-K p l_{i-1}} / A(T_{i-1}) K}{A(T_i) K e^{-K p l_{i-1}} / A(T_i) K} \\ & = A(T_n) \cdot (1 - e^{-K \Delta p l_n}) \cdot \sigma T_n^4 \cdot e^{-K p l_{n-1}} \end{aligned} \quad (34)$$

(34) 式において温度が一様の場合を求めると次の通りとなる。

$$\Delta E_n = A(T) \cdot (1 - e^{-K \Delta p l_n}) \cdot \sigma T^4 \cdot e^{-K p l_{n-1}} \quad (35)$$

(32) 式と (33) 式を比較すると、温度分布を有する場合と温度の一様の場合との違いが明らかである。これに反し、(30) 式と (31) 式および (34) 式と (35) 式を比較した場合は $T_n = T$ とすると互いに等しくなり、この違いを表わすことが出来ない。

すなわち、従来より発表されている実験式の中には温度分布を有するガスの場合に適用すると、実状に合わぬ形式のものがあることがわかった。

(5) ガスふく射率を (4) 式で表わす場合

$$\begin{aligned} \Delta E_{in} & = \frac{A_\lambda(T_n) \cdot \Delta F_\lambda(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K_\lambda(T_n) p l_n}{T_n}}\right) - A_\lambda(T_n) \cdot \Delta F_\lambda(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K_\lambda(T_n) p l_{n-1}}{T_n}}\right)}{\Delta p l_n} \cdot \Delta p l_n \cdot \sigma T_n^4 \\ & \cdot \prod_{i=2}^n \frac{A_\lambda(T_{i-1}) \cdot \Delta F_\lambda(T_{i-1}) \cdot K_\lambda(T_{i-1}) e^{-K_\lambda(T_{i-1}) p l_{i-1}} / A_\lambda(T_{i-1}) \cdot \Delta F_\lambda(T_{i-1}) \cdot K_\lambda(T_{i-1})}{A_\lambda(T_i) \cdot \Delta F_\lambda(T_i) \cdot K_\lambda(T_i) e^{-K_\lambda(T_i) p l_{i-1}} / A_\lambda(T_i) \cdot \Delta F_\lambda(T_i) \cdot K_\lambda(T_i)} \\ & = A_\lambda(T_n) \cdot \Delta F_\lambda(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K_\lambda(T_n) \Delta p l_n}{T_n}}\right) \cdot e^{-K_\lambda(T_n) p l_{n-1}} \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n \frac{e^{-K_\lambda(T_{i-1}) p l_{i-1}}}{e^{-K_\lambda(T_i) p l_{i-1}}} \\ & = A_\lambda(T_n) \cdot \Delta F_\lambda(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K_\lambda(T_n) \Delta p l_n}{T_n}}\right) \cdot \sigma T_n^4 \cdot \prod_{i=2}^n e^{-\frac{K_\lambda(T_{i-1}) \Delta p l_{i-1}}{T_{i-1}}} \end{aligned} \quad (36)$$

$$E = \sum_{n=1}^m \Delta E_{in}$$

(36) 式を検討すると $A_\lambda(T_n) \cdot \Delta F_\lambda(T_n) \cdot \left(1 - e^{-\frac{K_\lambda(T_n) \Delta p l_n}{T_n}}\right) \cdot \sigma T_n^4$ の項は小区分 $\Delta p l_n$ の片一方におよぼすふく射能を表わし、 $e^{-\frac{K_\lambda(T_{i-1}) \Delta p l_{i-1}}{T_{i-1}}}$ の項は小区分 $\Delta p l_{i-1}$ を通過する際の到達率を表わしている。ゆえに、 $\prod_{i=2}^n e^{-\frac{K_\lambda(T_{i-1}) \Delta p l_{i-1}}{T_{i-1}}}$ は区分 $p l_{n-1}$ の到達率であることがわかる。

この結果からも、(22) 式、(23) 式が妥当であることが明らかであると思われる。

5. 電子計算機による計算例

(22) 式、(23) 式により計算を行なう場合、区分数を増加して目標の温度分布に近づけると計算が相当複雑になり、筆算で行なうのは難しくなって来る。さらに重要なことは、筆算には誤りの介入する可能性が多く、複雑な場合ほどこの傾向が大となる。ゆえに、上記二欠点を除くため、電子計算機を使用する方針をとった。電子計算機プログラムは自動プログラム(日立 HARP)⁹⁾ により作成した。

本研究においては Schack³⁾ により発表されている炭酸ガスのふく射能の実験式を使用して、計算を進めることとした。この実験式は下記に示す通りである。

$$E = E_1 + E_2 + E_3$$

$$E_1 = K_1 \left(1 + 0.026 \frac{t}{100} \right) \left(1 - \frac{1 - e^{-18pl\sqrt{\frac{273}{T}}}}{18pl\sqrt{\frac{273}{T}}} \right)$$

$$E_2 = K_2 \left(1 + 0.031 \frac{t}{100} \right) \left(1 - 0.6 \frac{1 - e^{-115pl\sqrt{\frac{273}{T}}}}{115pl\sqrt{\frac{273}{T}}} - 0.4 \frac{e^{-115pl\sqrt{\frac{273}{T}}} - e^{-\left(140 + \frac{650}{1000}\right)pl}}{pl\left(140 + \frac{650}{1000} - 115\sqrt{\frac{273}{T}}\right)} \right)$$

$$E_3 = K_3 \left(1 - \frac{1 - e^{-32pl}}{32pl} \right)$$

ただし $T = 273 + t$

K_1, K_2, K_3 は T の函数である。

ゆえに、炭酸ガスのふく射率は次の通りとなる。

$$\varepsilon = \frac{(E_1 + E_2 + E_3)}{\sigma T^4} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$$

$$\varepsilon_1 = \frac{K_1 \left(1 + 0.026 \frac{t}{100} \right)}{\sigma T^4} \left(1 - \frac{1 - e^{-18pl\sqrt{\frac{273}{T}}}}{18pl\sqrt{\frac{273}{T}}} \right) \quad (37)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{K_2 \left(1 + 0.031 \frac{t}{100} \right)}{\sigma T^4} \left(1 - 0.6 \frac{1 - e^{-115pl\sqrt{\frac{273}{T}}}}{115pl\sqrt{\frac{273}{T}}} - 0.4 \frac{e^{-115pl\sqrt{\frac{273}{T}}} - e^{-\left(140 + \frac{650}{1000}\right)pl}}{pl\left(140 + \frac{650}{1000} - 115\sqrt{\frac{273}{T}}\right)} \right) \quad (38)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{K_3}{\sigma T^4} \left(1 - \frac{1 - e^{-32pl}}{32pl} \right) \quad (39)$$

(37) 式, (38) 式, (39) 式を pl にて偏微分すると次の様になる。

$$\varepsilon_1' = \frac{K_1 \left(1 + 0.026 \frac{t}{100} \right)}{\sigma T^4} \cdot \frac{1 - \left(1 + 18pl\sqrt{\frac{273}{T}} \right) e^{-18pl\sqrt{\frac{273}{T}}}}{18pl^2\sqrt{\frac{273}{T}}} \quad (40)$$

$$\varepsilon_2' = \frac{K_2 \left(1 + 0.031 \frac{t}{100} \right)}{\sigma T^4} \left(0.6 \frac{1 - \left(1 + 115pl\sqrt{\frac{273}{T}} \right) e^{-115pl\sqrt{\frac{273}{T}}}}{115pl^2\sqrt{\frac{273}{T}}} + 0.4 \frac{\left(1 + 115pl\sqrt{\frac{273}{T}} \right) e^{-115pl\sqrt{\frac{273}{T}}} - \left(1 + \left(140 + \frac{650}{1000} \right) pl \right) e^{-\left(140 + \frac{650}{1000} \right) pl}}{\left(140 + \frac{650}{1000} - 115\sqrt{\frac{273}{T}} \right) pl^2} \right) \quad (41)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{K_3}{\sigma T^4} \left(\frac{1 - (1 + 32pl) e^{-32pl}}{32pl^2} \right) \quad (42)$$

(40)式, (41)式, (42)式に $pl=0$ を代入すると不定形となるので, 分子分母を微分して $pl \rightarrow 0$ の極限をとると次の通りとなる。

$$\lim_{pl \rightarrow 0} \varepsilon_1' = \frac{K_1 \left(1 + 0.026 \frac{t}{100} \right)}{\sigma T^4} \cdot \frac{18 \sqrt{\frac{273}{T}}}{2} \quad (43)$$

$$\lim_{pl \rightarrow 0} \varepsilon_2' = \frac{K_2 \left(1 + 0.031 \frac{t}{100} \right)}{\sigma T^4} \left(0.6 \frac{115 \sqrt{\frac{273}{T}}}{2} + 0.4 \frac{115 \sqrt{\frac{273}{T}} + 140 + \frac{650}{T}}{2} \right) \quad (44)$$

$$\lim_{pl \rightarrow 0} \varepsilon_3' = \frac{K_3}{\sigma T^4} \cdot \frac{32}{2} \quad (45)$$

(37)式, (40)式, (43)式, (38)式, (41)式, (44)式, (39)式, (42)式, (45)式を(22)式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \Delta E_{1n} &= K_1 \left(1 + 0.026 \frac{t_n}{100} \right) \left(\frac{1 - e^{-18pl_{n-1} \sqrt{\frac{273}{T_n}}}}{18pl_{n-1} \sqrt{\frac{273}{T_n}}} - \frac{1 - e^{-18pl_n \sqrt{\frac{273}{T_n}}}}{18pl_n \sqrt{\frac{273}{T_n}}} \right) \\ &\quad \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\left\{ 1 - \left(1 + 18pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_{i-1}}} \right) e^{-18pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_{i-1}}}} \right\} / \frac{273}{T_{i-1}}}{\left\{ 1 - \left(1 + 18pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_i}} \right) e^{-18pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_i}}} \right\} / \frac{273}{T_i}} \quad (46) \\ \Delta E_{2n} &= K_2 \left(1 + 0.031 \frac{t_n}{100} \right) \left(0.6 \frac{1 - e^{-115pl_{n-1} \sqrt{\frac{273}{T_n}}}}{115pl_{n-1} \sqrt{\frac{273}{T_n}}} - 0.6 \frac{1 - e^{-115pl_n \sqrt{\frac{273}{T_n}}}}{115pl_n \sqrt{\frac{273}{T_n}}} \right) \\ &\quad + 0.4 \frac{e^{-115pl_{n-1} \sqrt{\frac{273}{T_n}}} - e^{-\left(140 + \frac{650}{T_n} \right) pl_{n-1}}}{pl_{n-1} \left(140 + \frac{650}{T_n} - 115 \sqrt{\frac{273}{T_n}} \right)} - 0.4 \frac{e^{-115pl_n \sqrt{\frac{273}{T_n}}} - e^{-\left(140 + \frac{650}{T_n} \right) pl_n}}{pl_n \left(140 + \frac{650}{T_n} - 115 \sqrt{\frac{273}{T_n}} \right)} \\ &\quad \cdot \prod_{i=2}^n \frac{\left\{ 0.6 \frac{1 - \left(1 + 115pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_{i-1}}} \right) e^{-115pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_{i-1}}}}}{115 \sqrt{\frac{273}{T_{i-1}}}} \right\}}{\left\{ 0.6 \frac{1 - \left(1 + 115pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_i}} \right) e^{-115pl_{i-1} \sqrt{\frac{273}{T_i}}}}{115 \sqrt{\frac{273}{T_i}}} \right\}} \end{aligned}$$

$$a_{25} = 0.07779973036$$

$$a_{30} = 0.1814566777$$

$$a_{31} = 1.573800955$$

$$a_{32} = -0.3726032841$$

$$a_{33} = 0.1692194844$$

$$a_{34} = -0.01154830254$$

$$a_{35} = -0.02911521766$$

(46)式, (47)式, (48)式, (49)式, (50)式, (51)式, (52)式により電子計算機プログラムを作成した。

(1) 電子計算機プログラム用フローチャート

サブプログラム

50 SUB No.1

$$TSL = \text{LOGF}(TS/1000)$$

$$AK1 = \text{EXP}(\sum AK \cdot TSL^M)$$

$$AK2 = \text{EXP}(ZAK \cdot TSL^N)$$

$$AK3 = \text{EXP}(ZAK \cdot TSL^N)$$

$$X1 = 18 \text{ PLS} \sqrt{273/TS}$$

$$X21 = 115 \text{ PLS} \sqrt{273/TS}$$

$$X22 = (140 + 650000/TS) \text{ PLS}$$

$$X3 = 32 \text{ PLS}$$

$$E51 = AK1 \left(1 + 0.026 \frac{TS-273}{100} \right) \left(1 - \frac{1 - \text{EXP}(-X1)}{X1} \right)$$

$$E52 = AK2 \left(1 + 0.031 \frac{TS-273}{100} \right) \left(1 - 0.6 \frac{1 - \text{EXP}(-X21)}{X21} - 0.4 \frac{\text{EXP}(-X21) - \text{EXP}(-X22)}{X22 - X21} \right)$$

$$E53 = AK3 \left(1 - \frac{1 - \text{EXP}(-X3)}{X3} \right)$$

RETURN

60 SUB No.2

$$X1 = 18 \text{ PLS} \sqrt{273/TS}$$

$$X21 = 115 \sqrt{273/TS}$$

$$X22 = X21 \cdot \text{PLS}$$

$$X23 = (140 + 650000/TS)$$

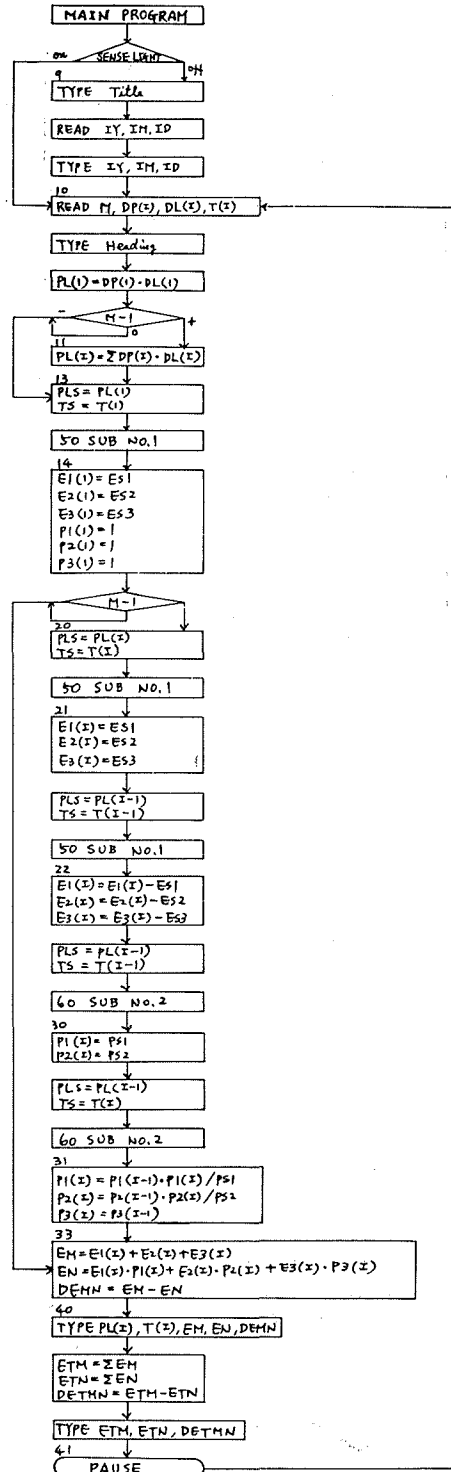
$$X24 = X23 \cdot \text{PLS}$$

$$P51 = \frac{1 - (1+X1) \text{EXP}(-X1)}{X1^2}$$

$$P52 = \frac{0.6 \frac{1 - (1+X22) \text{EXP}(-X22)}{X22} + 0.4 \frac{(1+X22) \text{EXP}(-X22) - (1+X24) \text{EXP}(-X24)}{X22 - X24}}{0.6 X1 + 0.4 (X21 + X23)}$$

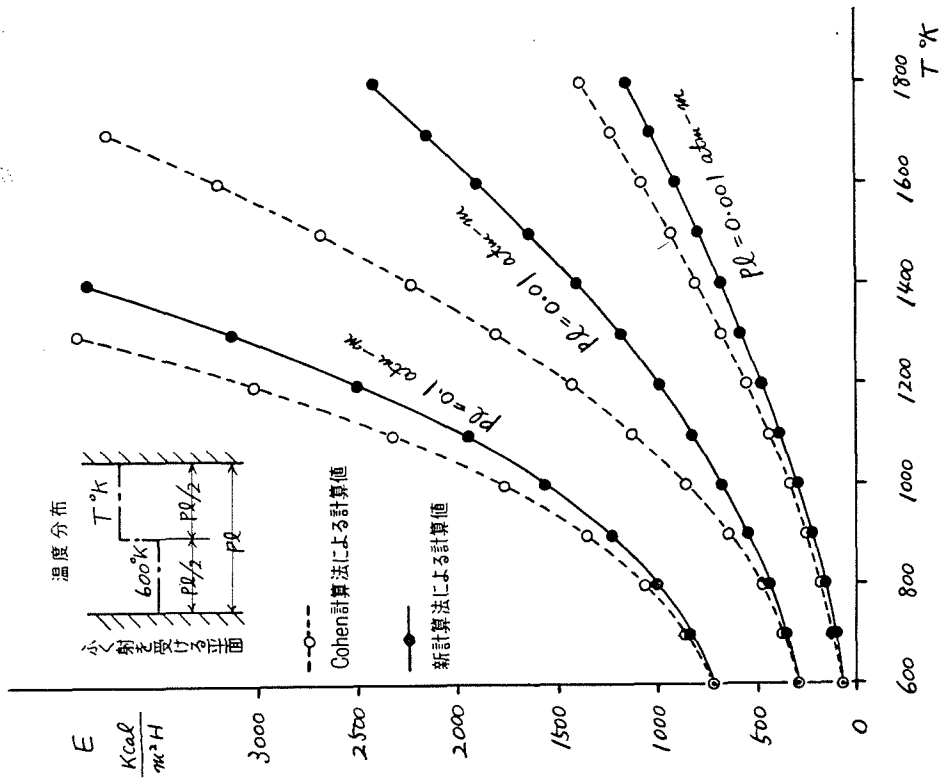
RETURN

メインプログラム

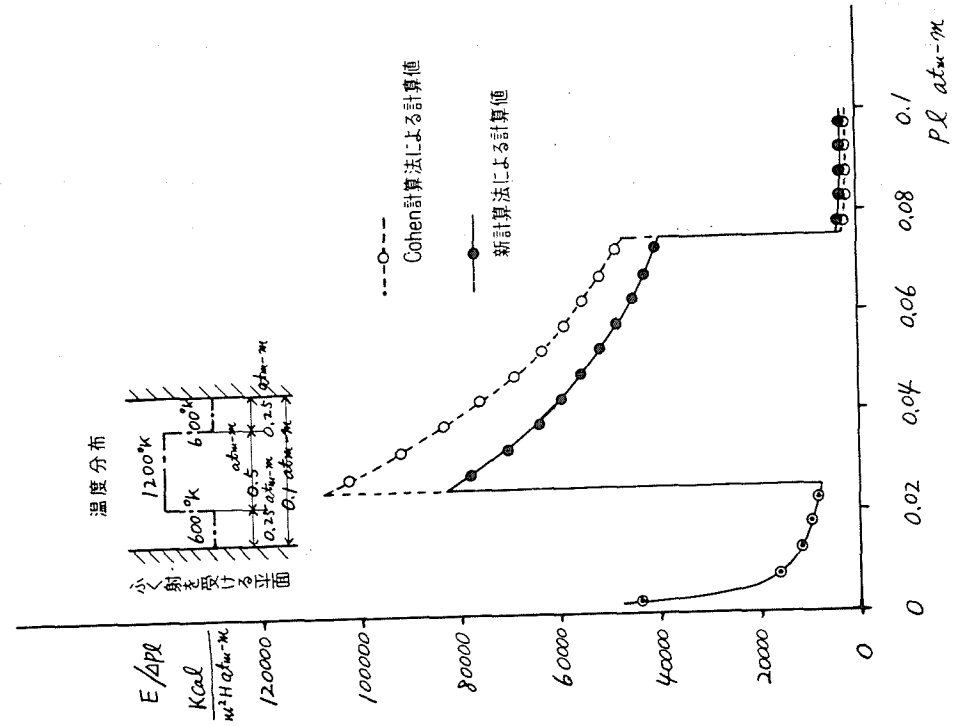


(3) 計算結果

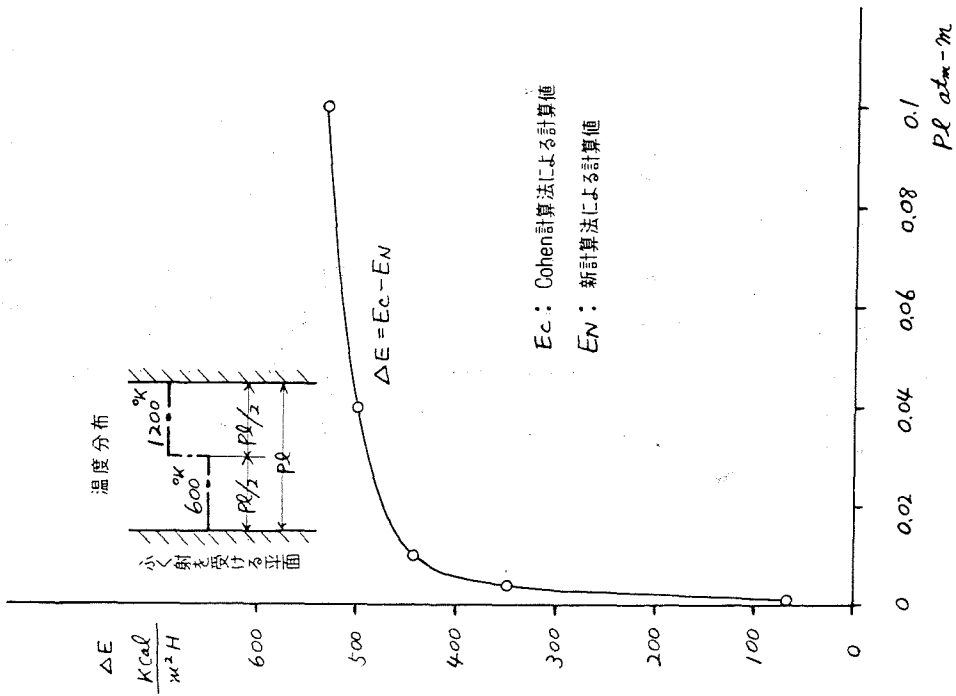
第7図および第8図は従来のCohenによる計算法の計算値と著者による計算法の計算値との比較を示すものである。Cohenによる計算法は到達率を求める場合、ふく射率が pl のみの函数として計算を進めているため、概略値として取扱われるものである。著者による計算法は前述のごとく、到達率を求める場合、ふく射率が pl および T の函数であるとして計算を進めているので、温度分布を有するガスの場合に対しより妥当な結果を得ることが出来るものと思われる。



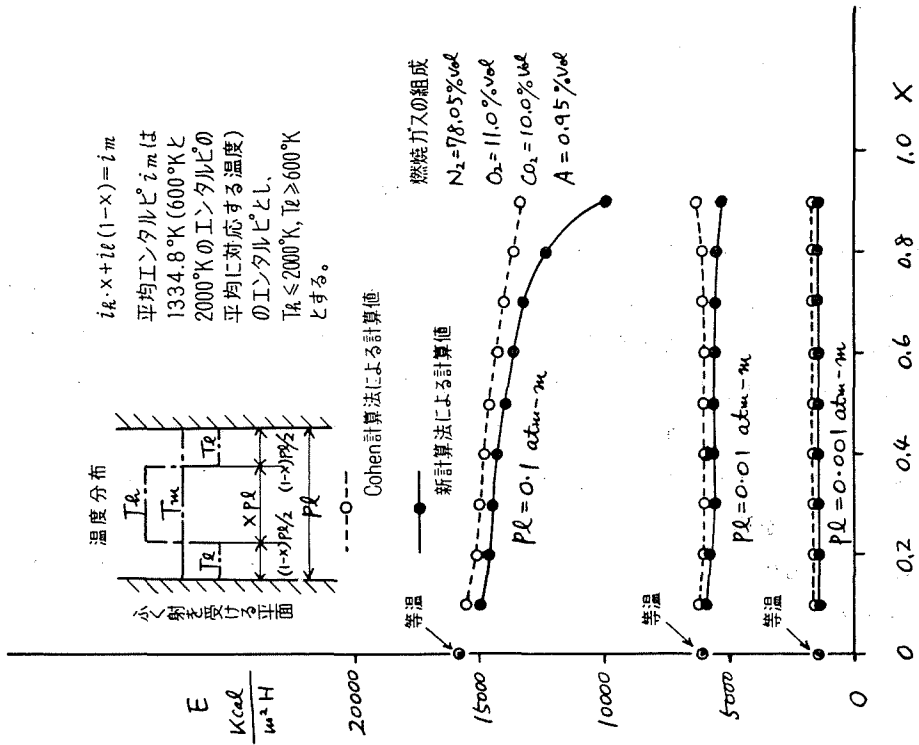
第7図 温度分布を有する炭酸ガスのふく射能計算値



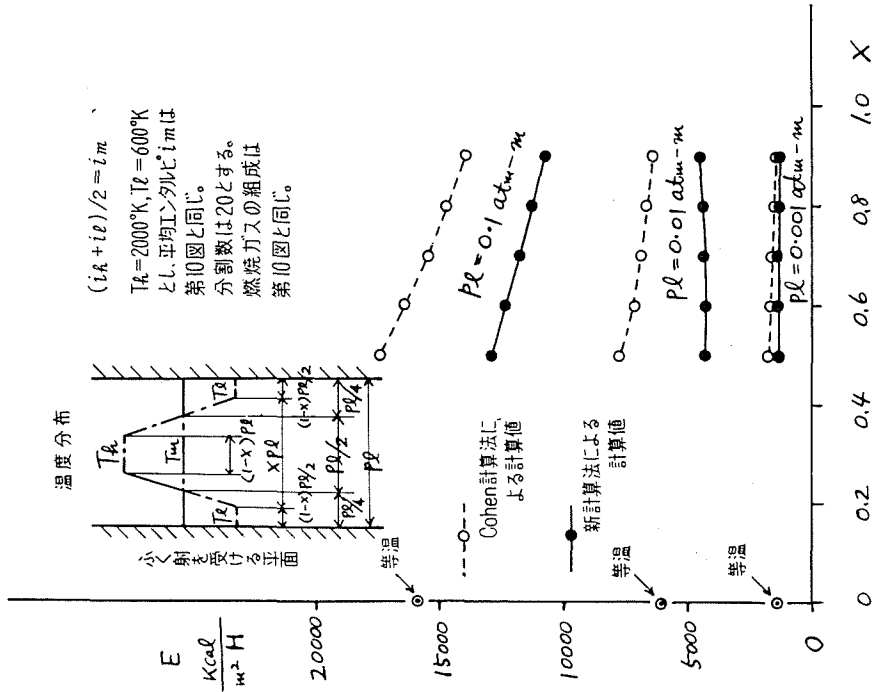
第9図 温度分布を有する炭酸ガスのふく射能分布計算値



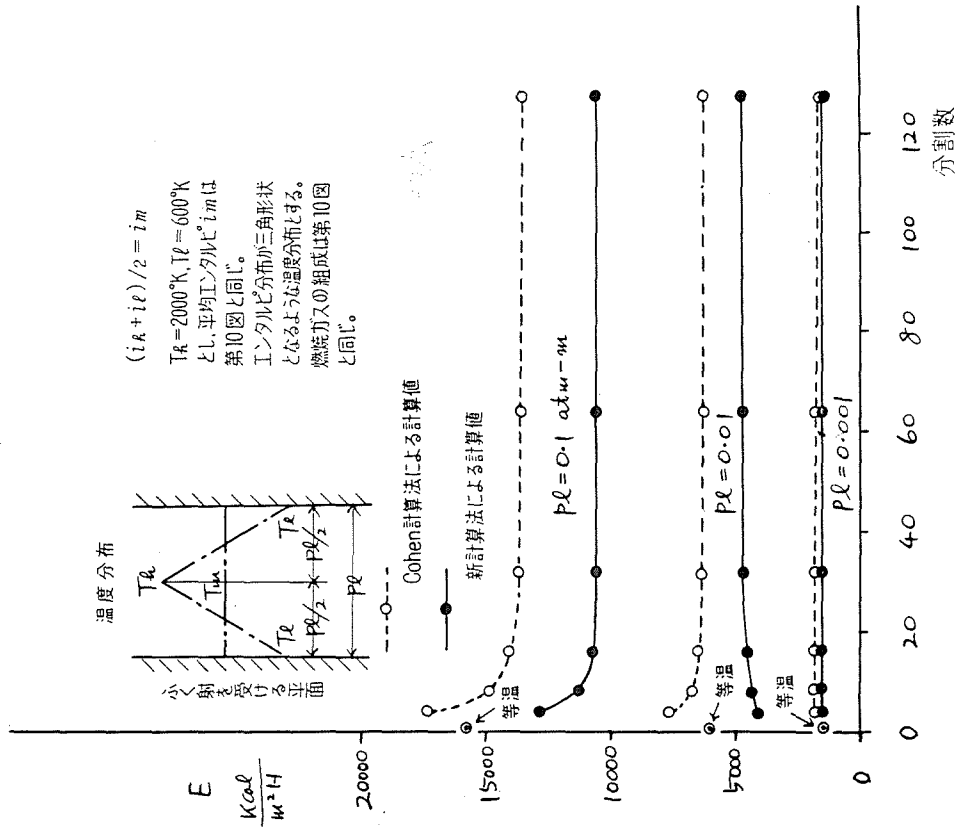
第8図 温度分布を有する炭酸ガスのふく射能計算値の比較



第10図 温度分布を有する燃焼ガスのふく射能計算値



第11図 温度分布を有する燃焼ガスのふく射能計算値



第12図 温度分布を有する燃焼ガスのふく射能計算値に対する分割数の影響

6. 結 び

本研究により、従来あまり明らかにされていなかった温度分布を有するガスのふく射能を計算することが出来た。とくに、伝達途中に存在するガスの到達率を求めるに際し、ふく射率が pl と T との函数であることを考慮して検討を進めた。さらに、従来より発表されている実験式に適用し得るよう、任意の形式の函数に対しても不都合のない方法を採用した。

ただし、従来より発表されている実験式のうちには、温度分布を有する場合に適合しないと思われる形式のあることを見出し、今後ガスふく射に関する実験式を作成するに際し注意する必要があることを述べた。

計算を進めるに際し、計算の容易化と誤りの減少を目標として電子計算機プログラムを作成し、これを記載した。

文 献

- 1) McAdams, William H.: Heat Transmission, 3rd Ed., pp. 92-94 (1954), Mc Graw Hill.
- 2) Harrison, Thomas R.: Radiation Pyrometry and its underlying Principles of Radiant Heat Transfer, pp. 15-27, John Wiley & Sons.
- 3) Schack, Alfred: Der Industrielle Wärmeübergang, 6th Ed., pp. 223-244 (1962), Verlag Stahleisen.
- 4) Hottel, H. C.: Journal of the Institute of Fuel, 34-6, pp. 220-236 (1961-6).
- 5) 日立製作所: 自動プログラミングマニュアル (HARP 103), pp. 3-58 (1963-6), 日立製作所.