

Zbigniew RUDNICKI

PORÓWNANIE EMISYJNOŚCI GAZÓW OBLICZANYCH W OPARCIU
O PASMOWY MODEL EDWARDSA-BALAKRISHANA Z DANYMI HOTTELA

Streszczenie. W pracy wykorzystano eksperymentalno-teoretyczny model Edwardsa-Balakrishana. Model ten pozwala na obliczenie absorpcji przedziałowej poszczególnych pasm w funkcji ciśnienia i temperatury. W niniejszym opracowaniu, zakładając że pasma są szare wyznaczono emisyjności panchromatyczne ϵ_{H_2O} i ϵ_{CO_2} dla szerokich zakresów pL_m oraz temperatury. Wyniki porównania z wartościami prezentowanymi przez Hottela przedstawiono na wykresach.

WAŻNIEJSZE OZNACZENIA

- A - absorpcja przedziałowa, m^{-1} ,
- a - bezwymiarowa absorpcyjność przedziałowa,
- b - bezwymiarowy parametr,
- c - prędkość światła, $m s^{-1}$, $c = 2,9979 \cdot 10^8 m s^{-1}$,
- c_2 - stała w równaniu Plancka, mK, $c_2 = h \cdot c/k = 1,4388 \cdot 10^{-2} mK$,
- C_c - współczynnik korekcyjny uwzględniający wpływ ciśnień dla CO_2 ,
- C_w - współczynnik korekcyjny uwzględniający wpływ ciśnień dla H_2O ,
- \dot{e}_ν - monochromatyczna gęstość emisji ciała doskonale czarnego, Wm^{-1} ,
- g_k - waga statystyczna,
- h - stała Plancka, $Js, h = 6,626 \cdot 10^{-34} J s$,
- i - numer przedziału promieniującego gazu,
- k - stała Boltzmanna, JK^{-1} , $k = 1,38 \cdot 10^{-22} JK^{-1}$, także indeks liczbowy,
- k_ν - objętościowy monochromatyczny współczynnik absorpcji, m^{-1} ,
- L_m - średnia droga promienia, m,
- m - ilość liczb kwantowych,
- n - bezwymiarowy parametr,
- P - ciśnienie całkowite, Pa,
- P_0 - ciśnienie odniesienia, Pa, $P_0 = 10^5 Pa$,
- p - ciśnienie składnikowe, Pa,

- P_0 - bezwymiarowa funkcja wpływu ciśnienia,
 R - indywidualna stała gazowa, $\text{Jkg}^{-1} \text{K}^{-1}$,
 T - bezwzględna temperatura, K,
 T_0 - bezwzględna temperatura odniesienia, K, $T_0 = 100 \text{ K}$,
 z - udział molowy,
 ν_k - liczba kwantowa,
 $\nu_{0,k}$ - początkowa wartość liczby kwantowej,
 α - całkowita intensywność przedziału, m kg^{-1} ,
 α_0 - eksperymentalnie wyznaczona całkowita intensywność przedziału, m kg^{-1} ,
 β - bezwymiarowy parametr szerokości linii,
 β_0 - eksperymentalnie wyznaczony parametr szerokości linii,
 d_k - przyrost liczby kwantowej,
 ε - uśredniona w pełnym widmie emisyjność gazu, także emisyjność gazu obliczona w oparciu o wykresy Hottela,
 ε_λ - monochromatyczna emisyjność gazu,
 $\varepsilon_{E.B.}$ - emisyjność obliczona w oparciu o pasmowy model Edwardsa-Balakrishnana,
 ε_H - emisyjność odczytana z wykresów Hottela,
 η - liczba falowa, m^{-1} ,
 η_k - charakterystyczna liczba falowa, m^{-1} ,
 η' - dolna granica przedziału, m^{-1} ,
 η'' - górna granica przedziału, m^{-1} ,
 η_c - środek przedziału, m^{-1} ,
 ω - parametr szerokości przedziału, m^{-1} ,
 ω_0 - eksperymentalnie wyznaczony parametr szerokości przedziału, m^{-1} ,
 τ_{H1} - parametr grubości optycznej przedziału dla $p_{L_m} = 10^5 \text{ Pa}$, $\text{m Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}$,
 τ_H - bezwymiarowy parametr grubości optycznej przedziału,
 η - bezwymiarowy parametr pasma,
 σ - stała Stefana-Boltzmann, $\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$.

1. Wstęp

Rozpatrując zagadnienie przepływu ciepła na drodze promieniowania w ośrodku gazowym należy znać granice pasm aktywnych oraz ich transmisyjności. Określenie tych wielkości jest możliwe, jeżeli dla każdego pasma będzie znana absorpcja przedziałowa. Podstawowym więc zagadnieniem jest znajomość absorpcji przedziałowej. Wielkość tę pozwala obliczyć eksperymentalno-teoretyczny model pasmowej emisji gazów opracowany przez Edwardsa i Balakrishnana [1]. Uproszczone zależności ułatwiające wykorzystanie tego modelu zawierają prace [2, 3]. W oparciu o radiacyjne własności pasm można obliczyć uśrednione w pełnym widmie emisyjności gazu. Porównanie tych emisyjności z wartościami prezentowanymi przez Hottela [4] umożliwia określenie wiarygodności modelu pasmowego.

2. Absorpcja przedziałowa

Absorpcja przedziałowa, zwana również [2, 3] współczynnikiem absorpcji określona jest równaniem:

$$A_i = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left[1 - \exp(-k_{\nu_1} L_m) \right] d\nu \quad (1)$$

Dla danego rodzaju gazu oraz dla rozpatrywanego pasma jest ona uzależniona od ciśnienia całkowitego gazu, ciśnienia składnikowego gazu aktywnego, iloczynu pL_m oraz temperatury gazu. Można więc napisać

$$A_i = A_i(P, p, pL_m, T) \quad (2)$$

W konstrukcji modelu pasmowego [1] absorpcję przedziałową wyraża zależność:

$$A_i = A_i(\eta_i, \omega_i, \tau_{Hi}) \quad (3)$$

Zależność tę przedstawiono w tabelicy 1.

Tabela 1

Zależności pozwalające obliczyć absorpcję przedziałową

η	τ_H	A
$\eta < 1$	$0 < \tau_H \leq \eta$	$\omega \tau_H$
	$\eta < \tau_H \leq \frac{1}{\eta}$	$\omega [(4\eta\tau_H)^{1/2} - \eta]$
	$\frac{1}{\eta} < \tau_H < \infty$	$\omega [\ln(\tau_H\eta) + 2 - \eta]$
$\eta > 1$	$0 < \tau_H \leq 1$	$\omega \tau_H$
	$1 < \tau_H < \infty$	$\omega(1 + \ln\tau_H)$

Parametry η_i , ω_i , τ_{Hi} wyznacza się z równości:

$$\eta_i = \beta_i \cdot P_{ei} \quad (4)$$

$$\beta_i \equiv \beta_i(T) = \beta_{0i} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2} \frac{\Phi_i(T)}{\Phi_i(T_0)} \quad (5)$$

$$\Phi_i(T) = \frac{\left[\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=v_{0,k}}^{\infty} \left[\frac{(v_k + g_k + |\delta_k| - 1)!}{(g_k - 1)! v_k!} e^{-u_k v_k} \right]^{\frac{1}{2}} \right]^2}{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=v_{0,k}}^{\infty} \frac{(v_k + g_k + |\delta_k| - 1)!}{(g_k - 1)! v_k!} e^{-u_k v_k}} \quad (6)$$

$$P_{ei} = \left[\frac{P}{P_0} + \frac{P_1}{P_0} (b_1 - 1) \right]^n \quad (7)$$

$$\omega_i = \omega_{0i} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

$$\tau_{Hi} = \tau_{H1i} \cdot p L_m \quad (9)$$

$$\tau_{H1} = \frac{\alpha_i}{R \cdot T \cdot \omega_i} \quad (10)$$

$$\alpha_i \equiv \alpha_i(T) = \alpha_{0i} \frac{\left[1 - \exp\left(-\sum_{k=1}^m \pm u_k \delta_k\right) \right] \Phi_1(T)}{\left[1 - \exp\left(-\sum_{k=1}^m \pm u_{0,k} \delta_k\right) \right] \Phi_1(T_0)} \quad (11)$$

$$\Psi_i(T) = \frac{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=v_{0,k}}^{\infty} \frac{(v_k + g_k + |\delta_k| - 1)!}{(g_k - 1)! v_k!} e^{-u_k v_k}}{\prod_{k=1}^m \sum_{v_k=0}^{\infty} \frac{(v_k + g_k - 1)!}{(g_k - 1)! v_k!} e^{-u_k v_k}} \quad (12)$$

$$u_k = h c \nu_k / kT \quad (13)$$

$$u_{0,k} = h c \nu_k / kT_0 \quad (14)$$

Tablica 2

Zestawienie parametrów potrzebnych do obliczenia absorpcji przedziałowej H₂O i CO₂

Ro- dziej gazu	Parametry state	Pasma ν ₁ , ν ₂ , ...	n	b	ν ₀ m ⁻¹	ν _C m ⁻¹	ν ^{''} m ⁻¹	a _i	α ₀ m/kg	β ₀	ω ₀ m ⁻¹
H ₂ O	m = 3 ν ₁ = 365200 m ⁻¹	1. rotational 0, 0, 0	1	$T \left(\frac{1}{T}\right)^{\frac{1}{2}} + 0,5$	50000			1,0	5200 · 10 ⁵	0,14311	2840
	ν ₂ = 159500 m ⁻¹	2. 6, 3 μ 0, 1, 0	1	$T \left(\frac{1}{T}\right)^{\frac{1}{2}} + 0,5$		161000		0,80	41,2 · 10 ⁵	0,09427	5640
	ν ₃ = 375600 m ⁻¹	3. 2, 7 μ 0, 2, 0 1, 0, 0 0, 0, 1	1	$T \left(\frac{1}{T}\right)^{\frac{1}{2}} + 0,5$	380000			0,70	2,30 · 10 ⁵ 22,40 · 10 ⁵	0,13219	6000
	g ₁ = 1	4. 1, 87 μ 0, 1, 1	1	$T \left(\frac{1}{T}\right)^{\frac{1}{2}} + 0,5$	462000		620000		3,0 · 10 ⁵	0,08169	4310
	g ₂ = 1	5. 1, 38 μ 1, 0, 1	1	$T \left(\frac{1}{T}\right)^{\frac{1}{2}} + 0,5$	620000		810000		2,5 · 10 ⁵	0,11628	1270
	g ₃ = 1										
CO ₂	m = 3 ν ₁ = 135100 m ⁻¹	1. 15 μ 0, 1, 0	0,7	1,3		66700		0,89	19,0 · 10 ⁵	0,06157	1270
	ν ₂ = 66700 m ⁻¹	2. 10, 4 μ -1, 0, 1	0,8	1,3	84900		101300		2,47 · 10 ⁻⁴	0,04017	1340
	ν ₃ = 239600 m ⁻¹	3. 9, 4 μ 0, -2, 1	0,8	1,3	101300		114100		2,48 · 10 ⁻⁴	0,11888	1010
	g ₁ = 1	4. 4, 3 μ 0, 0, 1	0,8	1,3			246000	0,89	110 · 10 ⁵	0,24723	1120
	g ₂ = 2	5. 2, 7 μ 1, 0, 1	0,65	1,3			383000	0,88	4,0 · 10 ⁵	0,13341	2350
	g ₃ = 1	6. 2, 0 μ 2, 0, 1	0,65	1,3	440000		600000		0,066 · 10 ⁵	0,39305	3450

W równaniach (4),..., (14) występują parametry, które dla H_2O oraz CO_2 przedstawiono w tablicy 2.

Edwards i Balakrishnan [1] założyli, że pasma promieniujących gazów są czarne i przyjęto dla nich nieco inne stałe punkty odniesienia w stosunku dla tablicy 2. W niniejszym opracowaniu założono, że pasma są szare. Charakterystyczne parametry pasm przyjęto według wskazówek Edwardsa i Nelsona [5]. Ponieważ eksperymentalne dane dla rotacyjnego pasma H_2O uwzględniają widmo powyżej 50000 m^{-1} [1], wobec tego wartość tę przyjęto jako dolną granicę pasma. Zgodnie z zaleceniami Edwardsa [1] dla rotacyjnego pasma H_2O przyjmuje się dawniej opracowaną zależność

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left[-17,6 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (15)$$

Pasmo $2,7\mu$ dla H_2O składa się z trzech nakrywających się pasm. Parametr szerokości linii dla tego pasma wyznacza się z zależności:

$$\beta = \left\{ \sum_{j=1}^3 (\sigma_j \beta_j)^{1/2} \right\}^2 / \left\{ \sum_{j=1}^3 \sigma_j \right\} \quad (16)$$

Całkowita intensywność tego pasma jest określona równaniem

$$\sigma = \sum_{j=1}^3 \sigma_j \quad (17)$$

Z uwagi na rezonans Fermiego, przy obliczaniu funkcji Φ oraz $\bar{\Phi}$ dla pasma $9,4\mu$ wykorzystuje się przyrosty liczb kwantowych pasma $10,4\mu$. Początkowa wartość liczby kwantowej $v_{0,k} = 0$, jeżeli przyrosty liczb kwantowych δ są dodatnie oraz $v_{0,k} = \delta'_k$, jeżeli pojawia się minus.

3. Emisyjność gazu

Uśrednioną w pełnym widmie emisyjność promieniującego gazu definiuje równanie

$$\bar{\epsilon} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\eta} \delta_{\eta} d\eta}{\int_0^{\infty} \delta_{\eta} d\eta} \quad (18)$$

gdzie:

$$\epsilon_{\nu} = 1 - \exp(-k_{\nu 1} L_m) \quad (19)$$

Z uwagi na to, że wartości całek w liczniku równania (18) dla tak zwanych okien równają się zero, otrzymuje się

$$\epsilon = \frac{\sum_i \int_{\nu_1}^{\nu_2} [1 - \exp(-k_{\nu 1} L_m)] \dot{\epsilon}_{\nu} d\nu}{\sigma T^4} \quad (20)$$

Dałaj przyjmuje się, że zmienność funkcji Plancka $\dot{\epsilon}_{\nu}$ w granicach pasm jest niewielka i średnią wartość można wyłączyć przed znak całki. Otrzymuje się

$$\epsilon = \frac{\sum_i \int_{\Delta \nu_1} \frac{\dot{\epsilon}_{\nu} d\nu}{\Delta \nu_1} \cdot \int_{\Delta \nu_1} [1 - \exp(-k_{\nu 1} L_m)] d\nu}{\sigma T^4} \quad (21)$$

Uwzględniając równanie (1) otrzymuje się

$$\epsilon = \frac{\sum_i \frac{A_i}{\Delta \nu_1} \int_{\Delta \nu_1} \dot{\epsilon}_{\nu} d\nu}{\sigma T^4} \quad (22)$$

Równanie (22) można również zapisać w postaci

$$\epsilon = \sum_i \frac{A_i}{\Delta \nu_1} \left| F\left(\frac{\nu_2}{T}\right) - F\left(\frac{\nu_1}{T}\right) \right| \quad (23)$$

gdzie:

$$F\left(\frac{T}{\nu}\right) = \frac{\int_0^{\nu} \dot{\epsilon}_{\nu} d\nu}{\sigma T^4} \quad (24)$$

Obszerne tablice funkcji F można znaleźć w pracy [6]. W niniejszym opracowaniu wykorzystano zależności analityczne podane przez Wiebelta [7].

Dla $x = \frac{c_2 \nu}{T} \geq 2$

$$F\left(\frac{T}{T_0}\right) = \frac{15}{\pi^2} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{e^{-xj}}{j^4} \left[[(j \cdot x + 3)j \cdot x + 6] \cdot jx + 6 \right] \quad (25)$$

dla $x < 2$

$$F\left(\frac{T}{T_0}\right) = 1 - \frac{15}{\pi^2} x^3 \left(\frac{1}{3} - \frac{x}{8} + \frac{x^2}{60} - \frac{x^4}{5040} + \frac{x^6}{272160} - \frac{x^8}{13305600} \right) \quad (26)$$

4. Wyniki obliczeń

Obliczenia absorpcji przedziałowych oraz emisyjności uśrednionych w pełnym widmie przeprowadzono dla dwutlenku węgla oraz pary wodnej, jako gazów mających decydujące znaczenie przy analizie promieniowania spalin. Przyjęto, że całkowite ciśnienie gazu wynosi $P = 1,013 \cdot 10^5$ Pa. Przeciętne udziały molowe CO_2 oraz H_2O w spalinach uzyskiwanych w piecach przemysłowych wynoszą $Z_{\text{CO}_2} = 0,12$, $Z_{\text{H}_2\text{O}} = 0,17$. Wpływ ciśnień składnikowego oraz całkowitego na emisyjność gazu [4] określona za pomocą zależności:

$$\epsilon_{\text{CO}_2}(P_{\text{CO}_2}, P) = [\epsilon_{\text{H}}]_{\text{CO}_2} \cdot C_c \quad (27)$$

$$\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}(P_{\text{H}_2\text{O}}, P) = [\epsilon_{\text{H}}]_{\text{H}_2\text{O}} \cdot C_w \quad (28)$$

Dla CO_2 założono $C_c = 1$, natomiast dla H_2O przyjęto następującą zależność:

$$C_w = a_1 x^2 + b_1 x + c_1 \quad (29)$$

W tabelicy 3 przedstawiono wartości współczynników a_1 , b_1 , c_1 obliczone metodą najmniejszych kwadratów dla różnych wartości iloczynu $P_{\text{H}_2\text{O}} L_m$. Argumentem równania (29) jest wielkość zdefiniowana równaniem

$$x = \frac{P_{\text{H}_2\text{O}} + P}{2} \quad (30)$$

Dane do obliczenia poprawki C_w zaczerpnięto z pracy Hottela [4].

Tablica 3

Wartości współczynników równania (29)
w zależności od wartości $p_{H_2O} L_m$

$p_{H_2O} L_m \cdot 10^{-5} \text{Pam}$	a_1	b_1	c_1
0,00154	-0,666	2,154	0,0895
0,01930	-0,524	1,850	0,205
0,03860	-0,519	1,687	0,284
0,30880	-0,494	1,513	0,361
0,77200	-0,476	1,335	0,455
1,54400	-0,395	1,104	0,543
3,08800	-0,393	0,992	0,602

Zależność parametru grubości optycznej CO_2 od temperatury dla pasm $2,7\mu$, $4,3\mu$, 15μ przedstawiono na rysunku 1, natomiast dla pasm $2,0\mu$, $9,4\mu$ i $10,4\mu$ na rysunku 2. Na rysunku 3 pokazano zależność parametru szerokości linii CO_2 od temperatury dla poszczególnych pasm.

Zależność parametru grubości optycznej H_2O od temperatury przedstawiono na rysunku 4 natomiast wpływ temperatury na parametr szerokości linii H_2O pokazano na rysunku 5.

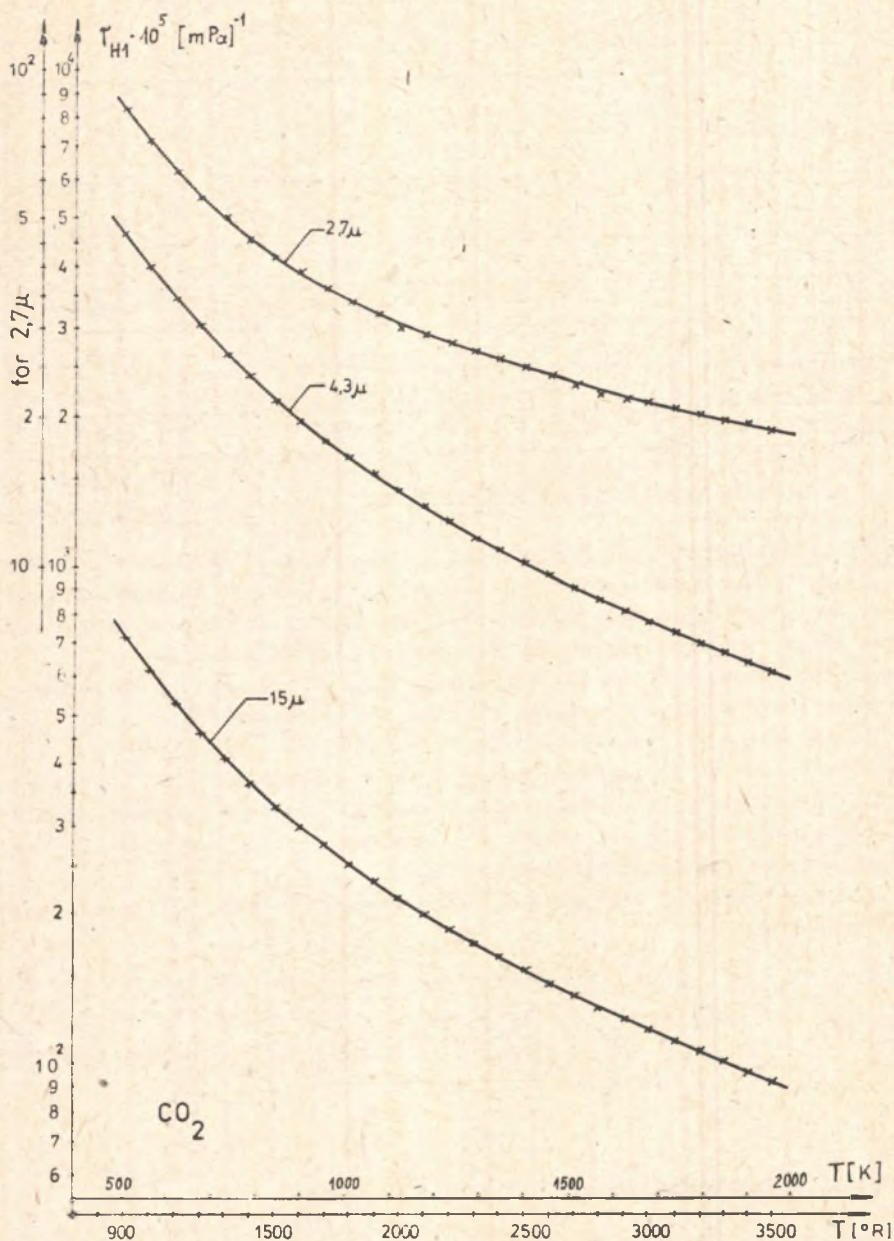
Na rysunkach 6 i 7 przedstawiono porównanie emisyjności CO_2 określonych według Hottela z wartościami obliczonymi w oparciu o pasmowy model Edwardsa-Balakrishnana w zależności od temperatury gazu. Na rysunkach 8 i 9 przedstawiono podobne zależności dla H_2O .

Przeciętny, względny błąd dla N porównywanych punktów obliczono zgodnie z równaniem

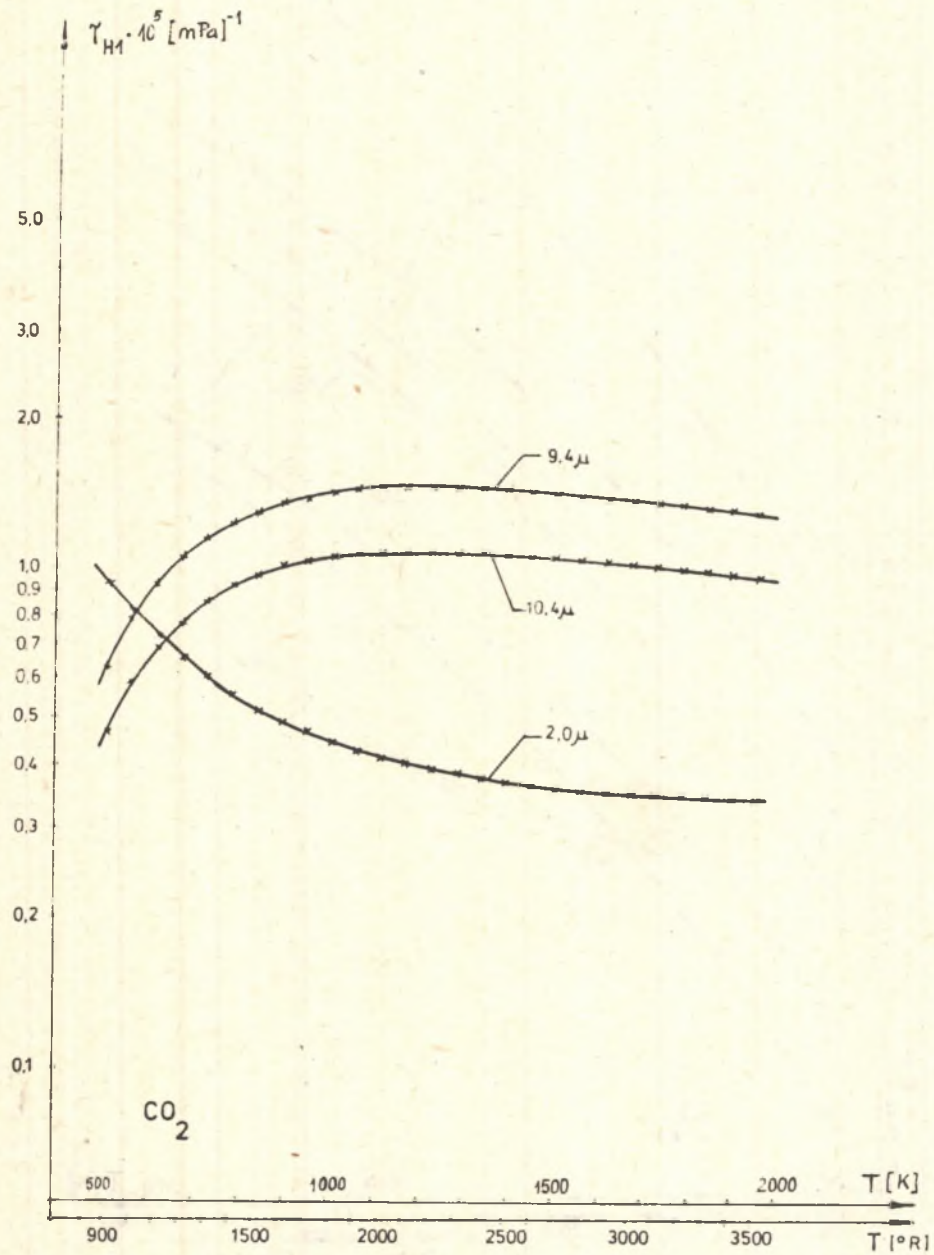
$$\Delta = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N \left[\frac{\epsilon_{E.B.} - \epsilon}{\epsilon_{E.B.}} \cdot 100\% \right]^2}{N}} \quad (31)$$

5. Analiza otrzymanych wyników

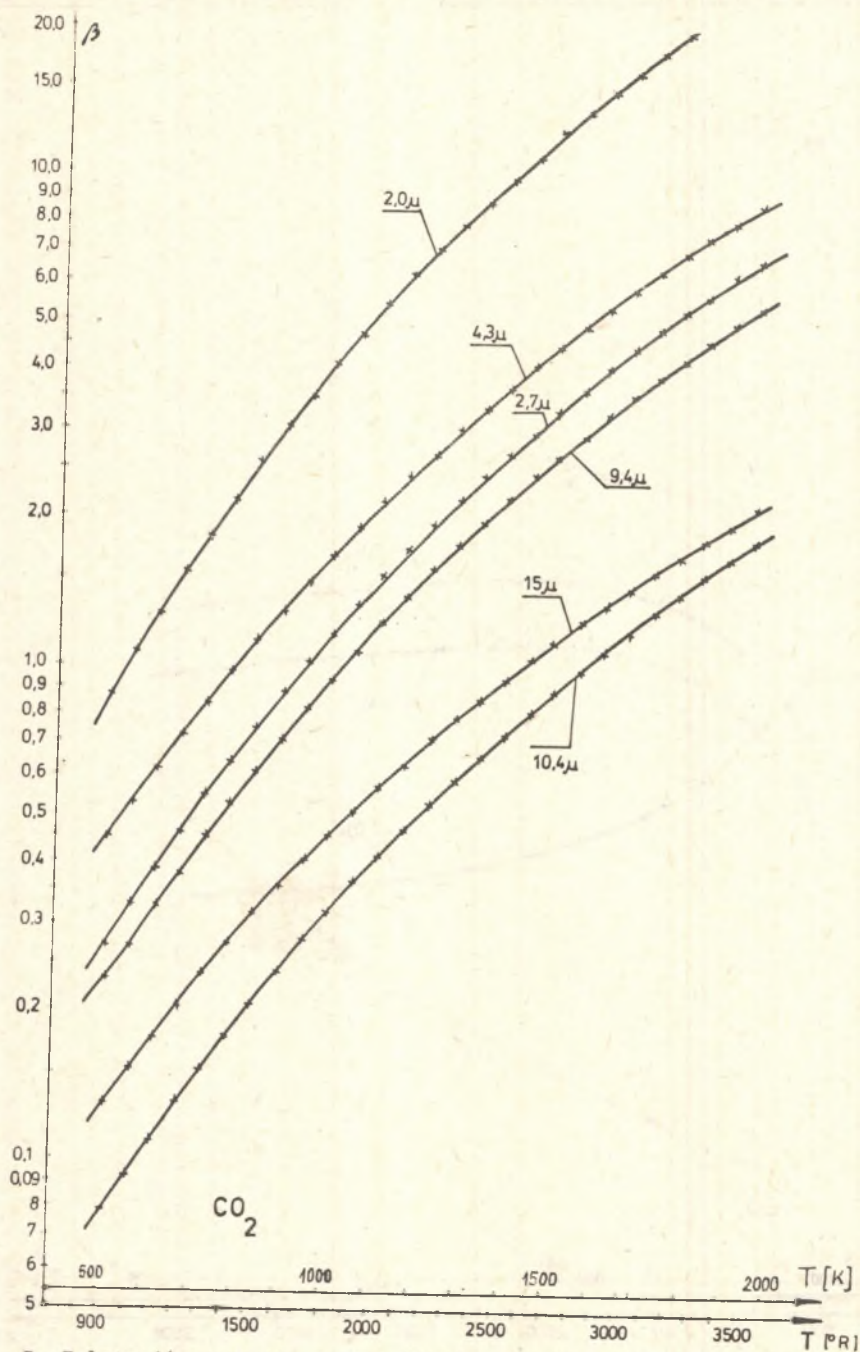
Zależności przedstawione na rysunkach 1-5 prezentowane są również w pracach [1, 2]. W pracy [1] pominięto dla CO_2 pasma $2,0\mu$, $9,4\mu$ oraz $10,4\mu$ natomiast w przypadku H_2O pominięto pasma $1,38\mu$ oraz $1,87\mu$. W pracy [2] pominięto w przypadku CO_2 pasma $9,4\mu$ oraz $10,4\mu$. Wartości liczy-



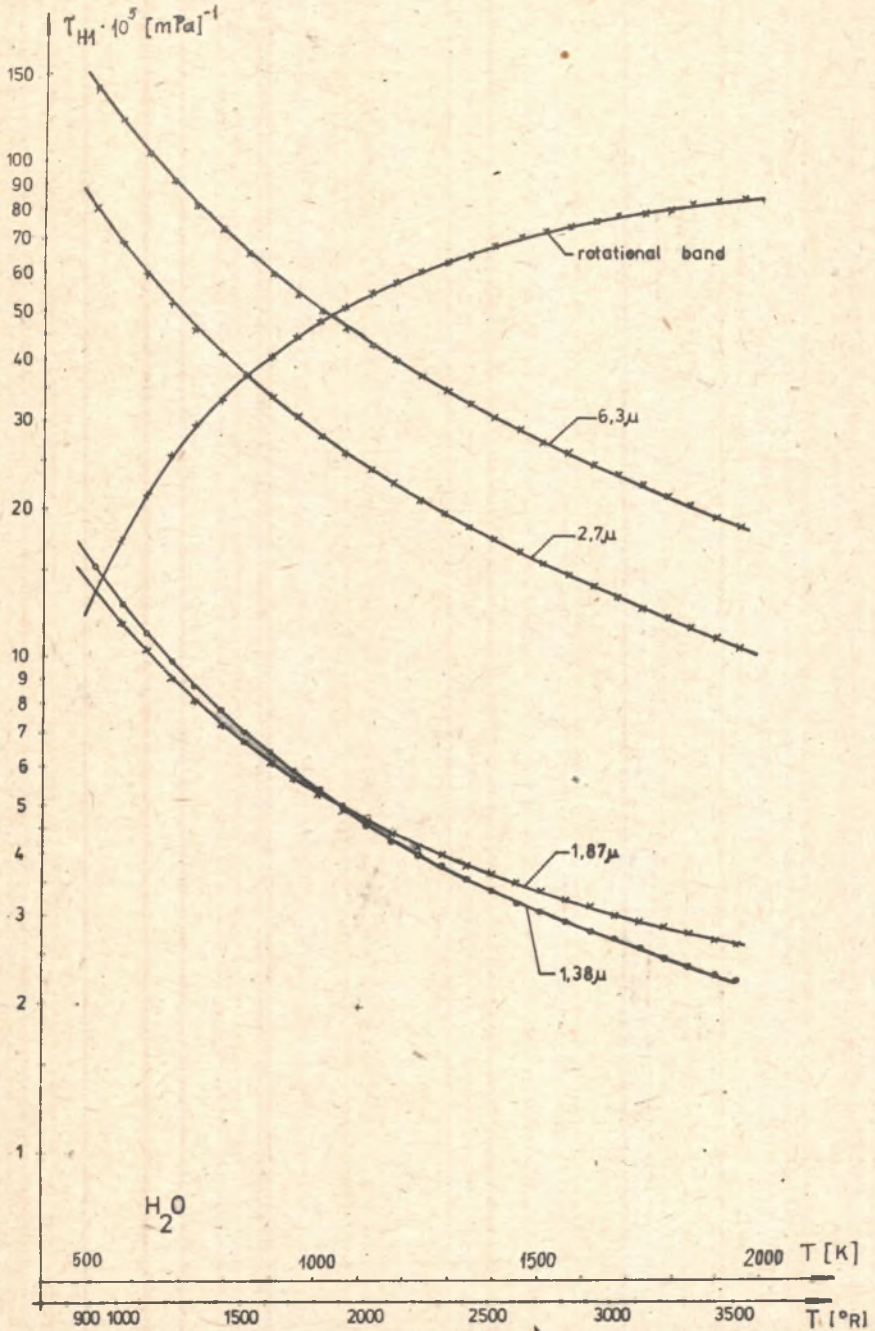
Rys. 1. Zależność parametru grubości optycznej CO_2 od temperatury dla pasm $2,7 \mu\text{m}$, $4,3 \mu\text{m}$ i $15 \mu\text{m}$



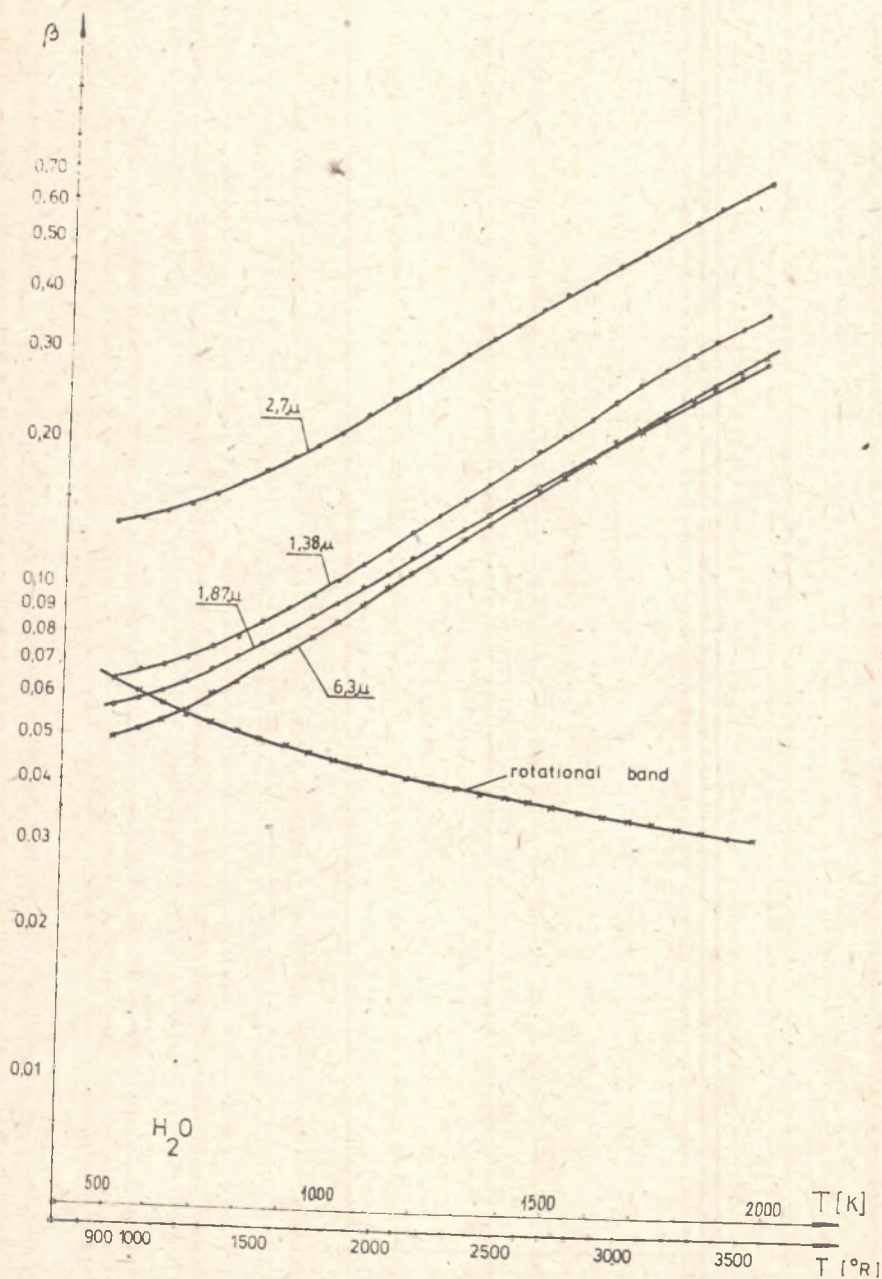
Rys. 2. Zależność parametru grubości optycznej CO_2 od temperatury dla pasm 2,0 μ , 9,4 μ i 10,4 μ



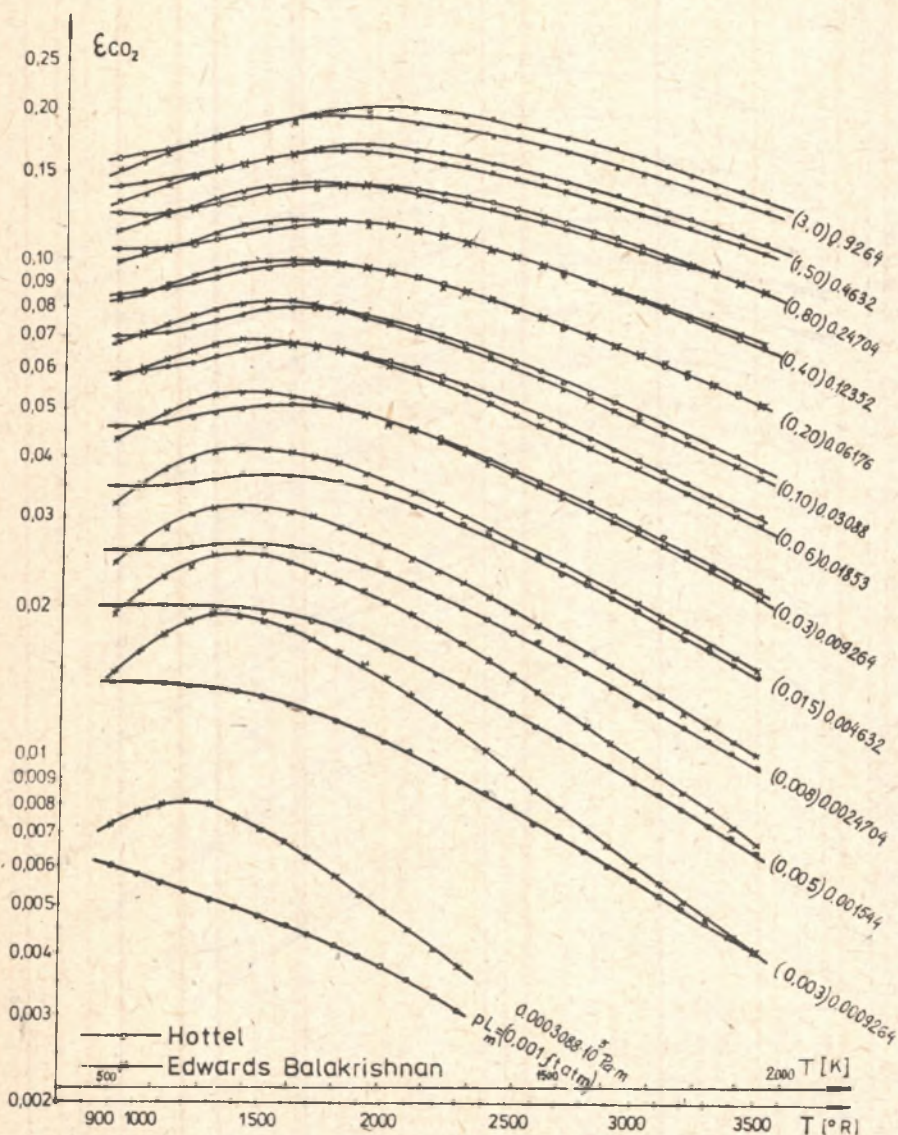
Rys. 3. Zależność parametru szerokości linii CO_2 od temperatury dla poszczególnych pasm



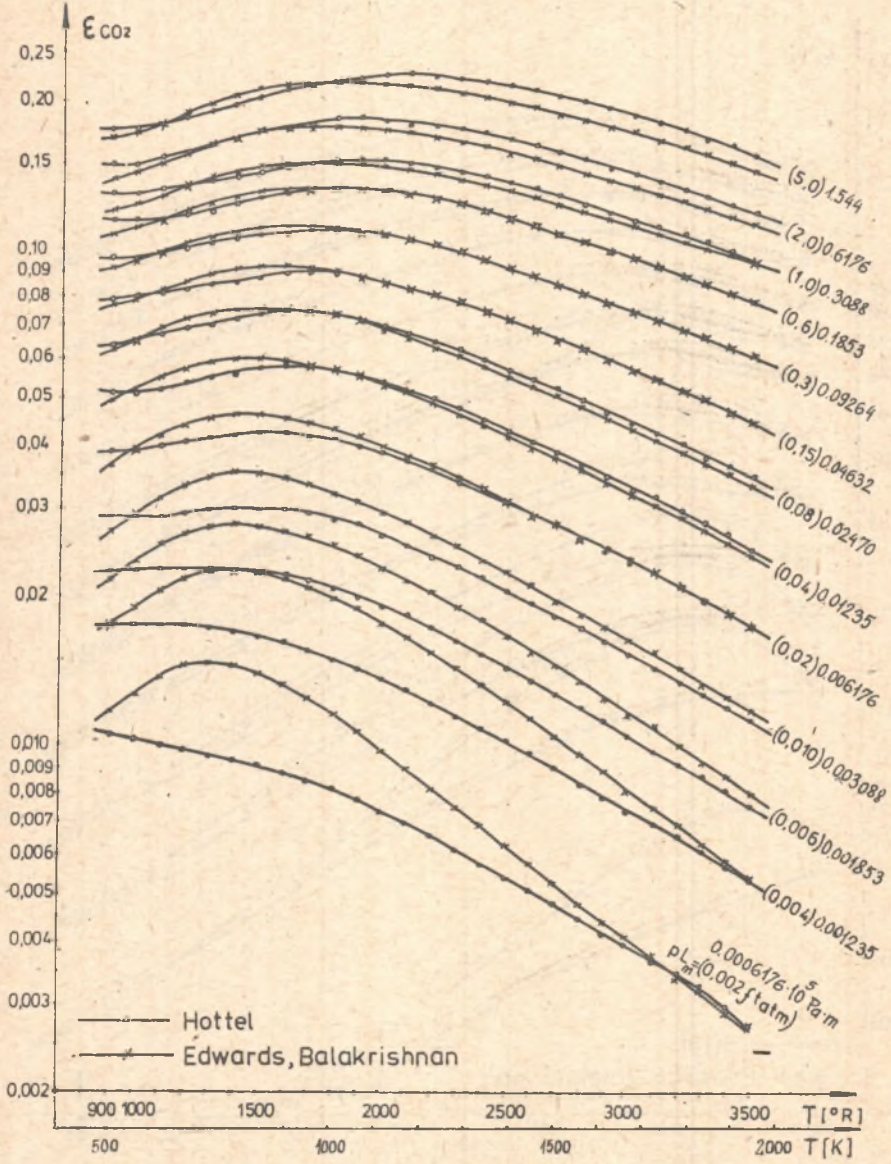
Rys. 4. Zależność parametru grubości optycznej H_2O od temperatury dla poszczególnych pasm



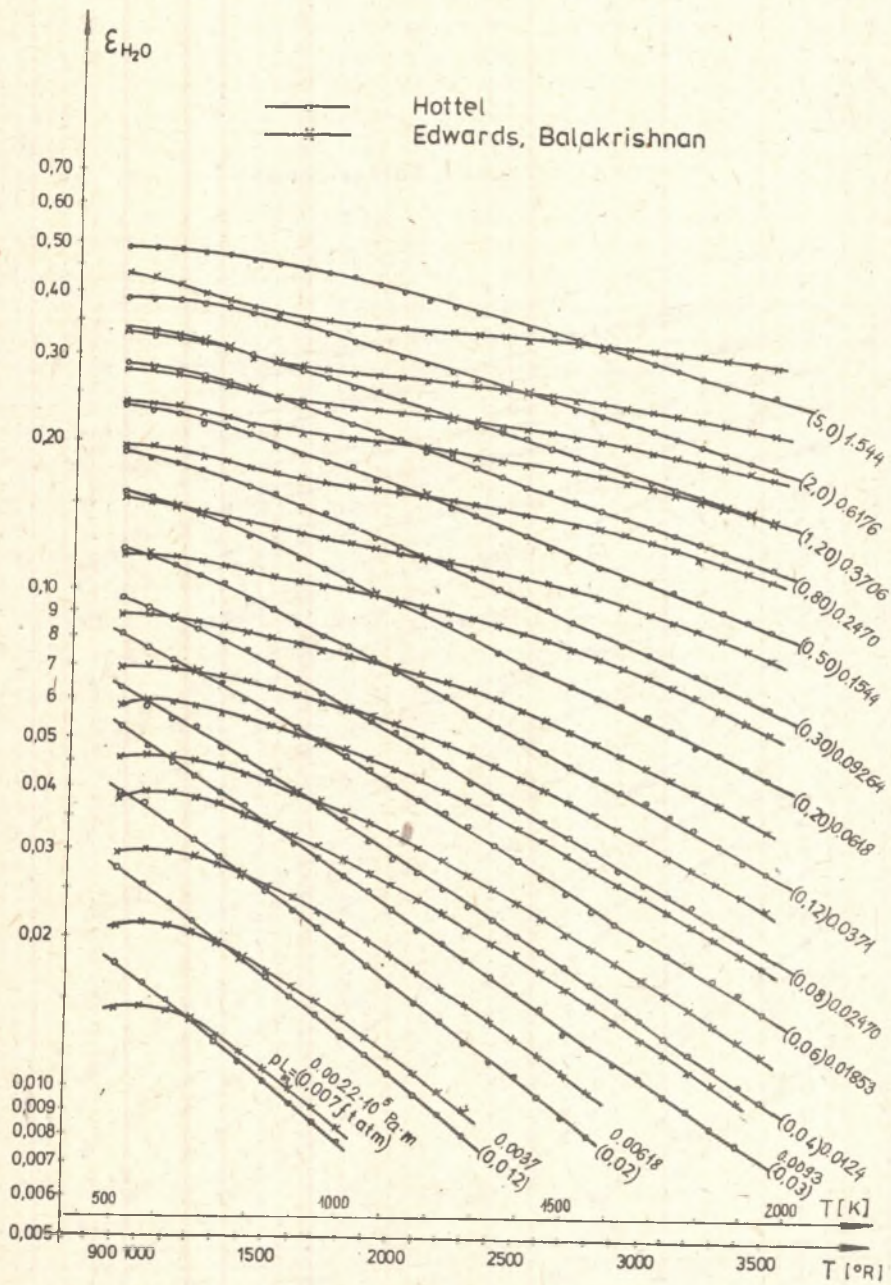
Rys. 5. Wpływ temperatury na parametr szerokości linii H_2O dla poszczególnych pasm



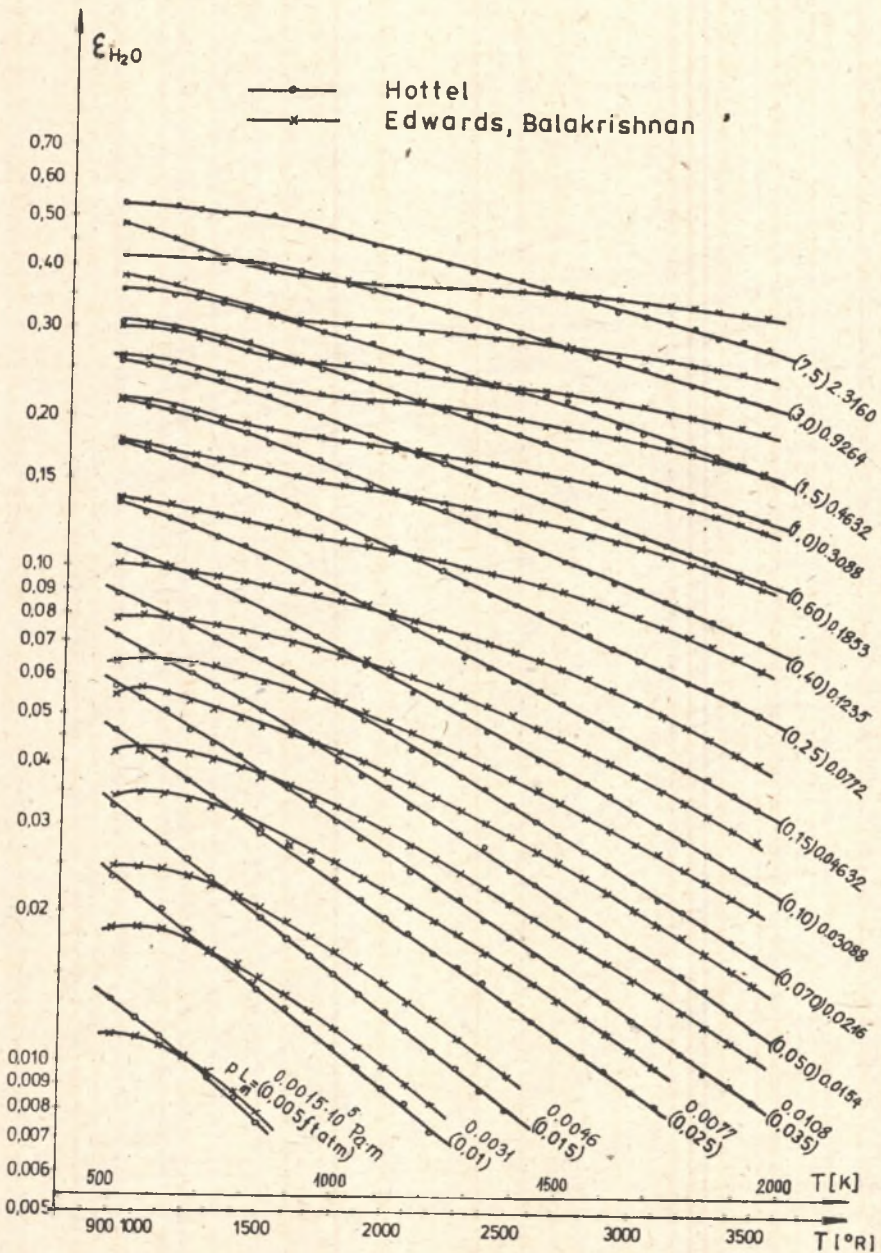
Rys. 6. Porównanie emisyjności CO_2 obliczonych w oparciu o pasmowy model Edwardsa-Balakrishnana z danymi Hottela



Rys. 7. Porównanie emisyjności CO_2 obliczonych w oparciu o pasmowy model Edwardsa-Balakrishnana z danymi Hottela - ciąg dalszy



Rys. 8. Porównanie emisyjności H_2O obliczonych w oparciu o pasmowy model Edwardea-Balakrishnana z danymi Hottela



Rys. 9. Porównanie emisyjności H_2O obliczonych w oparciu o pasmowy model Edwardsa-Balakrishnana z danymi Hottela - ciąg dalszy

bowe parametrów τ_{H1} oraz β , obliczone przez autora, dobrze zgadzają się z wynikami osiągniętymi w pracach [1, 2] z wyjątkiem pasma $2,7\mu$ H_2O . Wartości parametru β , obliczone przez autora, są około dwa razy większe od wartości prezentowanych w [1, 2]. W przypadku CO_2 największe procentowe odchylenia emisyjności obliczonej w oparciu o model pasmowy w stosunku do danych Hottela występują dla $pL_m < 0,00185 \cdot 10^5$ Pa.m oraz zakresu temperatur $600 K < T < 1000 K$.

W tym obszarze błąd wynosi (25-35%). Dla $pL_m < 0,00463 \cdot 10^5$ Pa.m oraz $500 K \leq T \leq 1700 K$ błędy są również duże i wynoszą przeciętnie (15±25%). W obszarze $pL_m > 0,00463 \cdot 10^5$ Pa.m, niezależnie od temperatury, błędy mają wartości mniejsze od 5%. Nieco inaczej przedstawia się sytuacja błędów dla H_2O . Największe błędy rzędu (25±35%) występują dla niskich temperatur gazu $500 K \leq T \leq 700 K$. Błędy rzędu (14±18%) występują dla temperatur gazu $1100 K < T < 2000 K$. Wpływ pL_m jest słabszy niż w przypadku CO_2 . Obszar małych błędów odchylen w miarę wzrostu pL_m przesuwają się w kierunku wyższych temperatur.

6. Wnioski

- Pasmowy model Edwardsa-Balakrishnana dobrze opisuje emisyjność H_2O i CO_2 w szerokich przedziałach pL_m oraz temperatury.
- W obszarze praktycznej zmienności pL_m oraz temperatury występujących w piecach przemysłowych dla CO_2

$$0,003088 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{m} \leq pL_m \leq 0,4632 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{m}$$

$$800 K \leq T \leq 2000 K$$

przeciętny błąd $\Delta = 3,9\%$,

dla H_2O

$$0,009264 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{m} \leq pL_m \leq 0,37056 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{m}$$

$$800 K \leq T \leq 2000 K$$

$$\Delta = 13,5\%$$

- Przedziały większych błędów występują dla parametrów leżących poza obszarami o praktycznym znaczeniu.
- + Lepszą zgodność z danymi Hottela uzyskuje się dla pasm szarych niż dla pasm czarnych przyjętych przez Edwardsa [1].

LITERATURA

- [1] Edwards D.K., Balakrishnan A.: Thermal Radiation by Combustion Gases. Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 16, 1973, pp. 25-40.
- [2] Wandrasz J.: Pasmowy model matematyczny przepływu energii przez promieniowanie w piecu komorowym. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej nr 426, Gliwice 1976.
- [3] Szargut J.: Metody numeryczne w obliczeniach cieplnych pieców przemysłowych. Śląsk, Katowice 1977.
- [4] Hottel H.C., Sarofim A.F.: Radiative Transfer 1967. Mc Graw Hill.
- [5] Edwards D.K., Nelson K.E.: Rapid Calculation of Radiant Energy Transfer Between Nongray Walls and Isothermal H_2O or CO_2 Gas. Journal of Heat Transfer, ASME, Series C, vol. 84, 1962, pp 273-278.
- [6] Siegel R., Howell J.R.: Thermal Radiation Heat Transfer, Mc Graw Hill Book Company 1972.
- [7] Wiebelt J.A.: Engineering Radiation Heat Transfer, Holt, Reinhardt and Winston, Inc. New York. 1966.

Recenzent: Doc. dr hab. inż. Jerzy TOMECZEK

Praca wpłynęła do Redakcji w dniu 10 lutego 1981 r.

Сравнение эмиссионности газов рассчитанной по методу
Здвардса Балакришнана с данными Хотела

Резюме

В статье даётся эмпирическо-теоретический модель Здвардса-Балакришнана. Модель этот позволяет вычислить поглощательную способность полос в зависимости от давления и температуры.

В статье, при применении серых полос, приводится вычисление степени черноты для H_2O и CO_2 для широких пределов pL_m и температуры. Полученные результаты были сравнены с данными Хотела.

The comparison of gas emissivity calculated
from Edwards-Balakrishnan model with Hottel's data

Summary

In the paper the theoretical-empirical band model of Edwards-Balakrishnan is applied. This model enables the calculation of range absorption of particular band in the function of pressure and temperature. Assuming that the bands are grey there have been calculated panchromatic emissivity of ϵ_{H_2O} and ϵ_{CO_2} for wide ranges of pL_m as well as temperatures. The results of their comparison with the values presented by Hottel have been shown on diagrams.