

2. ROWNANIA STRUMIENIA ENERGII ZEWNĘTRZNEJ W BILANSIE CIEPLNYM POWIERZCHNI BUDYNKU

2.1. Całkowity strumień energii cieplnej oddziałującej na budynek

W analizie przemian cieplnych budynku najważniejszą rolę spełnia bilans cieplny budynku. Bilans cieplny budynku traktowany jako zagadnienie matematyczne sprowadza się do określenia zmiennych w czasie strumieni ciepła występujących w przegrodach budynku. Jednym z najważniejszych warunków przeprowadzenia prawidłowego bilansu jest określenie wymaganego komfortu wewnętrznego budynku oraz wyznaczenie na podstawie prognoz meteorologicznych parametrów środowiska fizycznego otaczającego budynek. Zarówno komfort wewnętrzny jak i parametry środowiska fizycznego otaczającego budynek wchodzi jako warunki początkowe i brzegowe do równań przewodnictwa, odgrywających w analizie bilansu zasadniczą rolę. W równaniach bilansu powierzchni zewnętrznej przegród wpływ środowiska fizycznego jawi się poprzez strumień energii zewnętrznej zależny od parametrów środowiska fizycznego otaczającego budynek.

Celem niniejszego rozdziału jest podanie równań opisujących wektor strumienia energii cieplnej dopływającej do przegrody zewnętrznej. Podanie równań opisujących wektor strumienia energii cieplnej dopływającej do budynku sprowadza się do określenia modelu wymiany energii pomiędzy budynkiem a środowiskiem fizycznym, które go otacza. Zadanie to jest o tyle nowe, że nie można go uważać za rozwiązanie ostateczne. Proponowany model nie można uważać za jedyne, choć konieczność posługiwania się nim w projektowaniu budynków energooszczędnych jest nader oczywista.

Głównymi procesami wymiany energii pomiędzy środowiskiem fizycznym, a budynkiem są promieniowanie i konwekcja.

Na oddziaływanie środowiska w infinitezymalnym elemencie półsfery składają się strumienie promieniowania krótko i długofalowego oraz analogicznie potraktowany strumień konwekcji (rys.1).

Biorąc powyższe pod uwagę, przyjmuje się, że natężenie całkowitego strumienia oddziaływującego na powierzchnie elementarną jest równe sumie natężeń strumieni pochodzących od promieniowania krótko- i długofalowego oraz konwekcji. Można to wyrazić wzorem:

$$(1) \quad S_E = a_s \cdot I_s + \epsilon_o \cdot I_r + c \cdot I_k,$$

gdzie:

S_e - całkowity strumień energii, Wm^{-2} ,

a_s - współczynnik absorpcji dla promieniowania krótkofalowego,

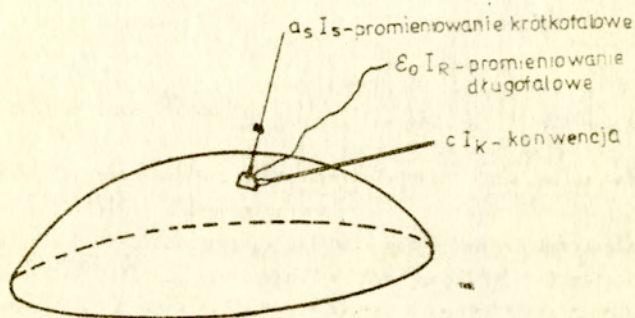
I_s - natężenie promieniowania krótkofalowego, Wm^{-2} ,

ϵ_0 - współczynnik emisyjności promieniowania długofalowego,

I_r - natężenie promieniowania długofalowego,

c - współczynnik konwekcji,

I_k - natężenie strumienia energii powietrza o prędkości v i temperaturze t , Wm^{-2} .



Rys.1. Składowe oddziaływania środowiska na element półsfery

Procesy wymiany energii w dolnych warstwach atmosfery były przedmiotem licznych badań (Clarke [6], Zilitinkiewicz, Czalikow [42], [43], [44]). Natomiast oddziaływanie i wpływ ruchu powietrza na rodzaj i sposób wymiany ciepła przez konwekcję podano w pracach Chamberlaina [5], Elsayeda i Fathalaha [14], Hasana i Mujumdara [16]. Opis procesu wymiany ciepła przez konwekcję pomiędzy przegrodami budowlanymi a środowiskiem naturalnym przedstawiono w pracach Cole i Sturrocka [7], Croma [11], Sharplesa [36]. Ogólne równania opisujące strumienie wymiany pędu, ciepła i masy można znaleźć między innymi w pracach Fokena [15]. Wzór (1) na całkowity strumień energii zewnętrznej można napisać w postaci skróconej stosując pojęcia analizy macierzowej lub wektorowej:

$$(2) \quad S_e = (c_m^T, I_c),$$

w którym:

c_m^T i I_c są macierzami lub wektorami kolumnowymi:

$$(3) \quad C_m = \begin{Bmatrix} a_s \\ \epsilon_0 \\ c \end{Bmatrix}$$

$$(4) \quad I_c = \begin{Bmatrix} I_s \\ I_r \\ I_k \end{Bmatrix}$$

C_m^T jest macierzą transponowaną do C_m tj.

$$C_m^T = \{a_s, \epsilon_0, c\},$$

a wyrażenie (C_m^T, I_c) oznacza iloczyn skalarny wektorów C_m^T i I_c lub też iloczyn macierzy.

W dalszym ciągu w niniejszym rozdziale I_c będziemy nazywać wektorem natężenia strumienia energii cieplnej dopływającej do powierzchni jednostkowej. Powszczególne składowe wektora $I_c (I_s, I_r, I_k)$ są zależne od położenia powierzchni elementarnej x , czasu t i składowych wektora meteorologicznego $m(t, x)$ i wektora stałych parametrów c_i , charakteryzujących środowisko zewnętrzne, gdzie $i = s, r, k$.

Ogólnie każda ze składowych wektora jest przyjmowana w postaci:

$$(5) \quad I_i = I_i(t, x, m(t, x), c_i(t, x)),$$

Aby urealnić model będziemy przyjmować, że wektor elementów meteorologicznych $m(t, x)$ w otoczeniu półsfery posiada osiem składowych:

$$(6) \quad m(t, x) = [m_1, m_2, m_3, \dots, m_8],$$

gdzie:

$m_1 = b$ - ciśnienie atmosferyczne, hPa,

$m_2 = u_a$ - wilgotność atmosfery, kg/kg,

$m_3 = c_c$ - stopień zachmurzenia,

$m_4 = c_r$ - rodzaj zachmurzenia,

$m_5 = T_a$ - temperatura powietrza, K,

$m_6 = T_g$ - temperatura gruntu, K,

$m_7 = v$ - prędkość powietrza, m/s,

$m_8 = \rho$ ciężar właściwy powietrza,

Argument t określający czas modelu jest postaci:

$$(7) \quad t = [d, h],$$

gdzie :

d - numer dnia w roku,

h - godzina.

Argument x określający położenie powierzchni jest postaci:

$$(8) \quad x = [H, \phi, \beta, A_p],$$

gdzie :

H, ϕ - wysokość n.p.m i szerokość geograficzna środka półsfery,

β - kąt pochylenia powierzchni do poziomu,

A_p - azymut powierzchni.

Parametry c_i występujące we wzorach opisujących strumienie I_i mogą być funkcjami argumentów t i x .

Funkcje występujące we wzorze (5) są wyrażeniami algebraicznymi o składnikach będących elementarnymi funkcjami dwóch typów:

- określającymi dla zadanych t i x parametry astronomiczno-geometryczne np. wzniesienie Słońca, funkcje te oznaczono symbolem f_{ij} ,
 $i = i, r, k; j$ - numer funkcji.
- funkcje oparte o zależności fizyki teoretycznej i doświadczalnej argumentów c_i i m . Funkcje te oznaczono jako c_{ij} .

2.2. Natężenie strumienia promieniowania krótkofalowego

Strumień promieniowania słonecznego nazywany jest też strumieniem promieniowania krótkofalowego, ponieważ największa część promieniowania emitowanego przez Słońce mieści się w zakresie od $0.3 \mu\text{m}$ do $3 \mu\text{m}$.

Natężenie strumienia promieniowania krótkofalowego stanowi główny składnik zysków cieplnych, który należy uwzględnić przy projektowaniu. Wielkość tego natężenia docierająca do powierzchni Ziemi jest zmienna w zależności od położenia, czasu i warunków meteorologicznych. O ile zgrubne oszacowanie tej wielkości jest dość łatwe, to dokładne prognozowanie w czasie jest bardzo trudne. Dlatego też jest ono jeszcze ciągle obiektem badań doświadczalnych.

Gęstość I_s strumienia całkowitego promieniowania słonecznego padającego na dowolnie usytuowaną powierzchnię, np. przegrodę budynku, jest w ogólnym przypadku sumą gęstości I_B strumienia promieniowania bezpośredniego, gęstości I_{Dn} strumienia rozproszonego promieniowania niebosktonu i gęstości I_{Dr} strumienia promieniowania rozproszonego odbitego od otaczającej tę powierzchnię Ziemi:

$$(9) \quad I_s = I_B + I_{Dn} + I_{Dr}$$

Strumień promieniowania bezpośredniego

Strumień bezpośredni to ten, który pochodzi od promieniowania słonecznego padającego na daną powierzchnię na drodze prostoliniowej od Słońca do miejsca padania. W opisie wartości gęstości strumienia bezpośredniego promieniowania krótkofalowego docierającego do powierzchni normalnej do kierunku promieniowania rozróżnia się trzy strefy.

1. Wartość poza atmosferą ziemską nazywana stałą słoneczną.
2. Po przejściu przez atmosferę przy bezchmurnym niebie I_{BN} .
3. Docierająca do danej powierzchni na Ziemi po przejściu przez chmury I_B .

Każda z tych wartości była i jest przedmiotem wielu badań naukowych.

Wartość stałej słonecznej

W dalszej części pracy przyjęto założenie, że wartość standardowej stałej słonecznej wynosi 1353 Wm^{-2} . Przyjęta wartość stałej słonecznej obarczona jest błędem w zakresie 1.55% tj. 21 Wm^{-2} ze względu na zmianę aktywności Słońca a także błąd aparatury pomiarowej.

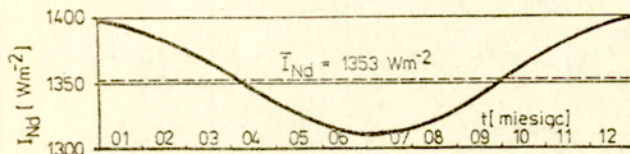
Rzeczywista odległość Ziemi od Słońca ulega okresowym zmianom stosownie do pory roku, będąc minimalną około 2 stycznia i maksymalną około 3 lipca. Zatem wraz ze zmianą orbity Ziemi ulegała zmianie wartość stałej słonecznej.

Sezonowe zmiany stałej słonecznej wg. Duffie'go i Beckmana [13] z poprawką wprowadzoną przez Budyłowskiego [1] można zapisać w postaci:

$$(10) \quad I_{Nd} = I_{No} * f_{s2}$$

w którym $f_{s2} = 1 + 0.0033 * \cos(0.9856(d-2))$.

Graficzną postać zmienności stałej słonecznej określonej przez Duffie'go i Beckmana [13] pokazano na rysunku 2.



Rys. 2. Zmiana stałej słonecznej (Duffie i Beckman, 1974, [13])

Wartość gęstości strumienia po przejściu przez atmosferę przy bezchmurnym niebie

Zmienność natężenia promieniowania słonecznego docierającego do dowolnie usytuowanej płaszczyzny jest zależna od stopnia przezroczystości atmosfery. Promieniowanie słoneczne w czasie przejścia przez atmosferę ziemską podlega absorpcji i rozproszeniu przez cząsteczki H_2O , O_2 , O_3 , CO_2 , aerozolu (kurz, pył i kropelki wody), a także rozpraszaniu na cząsteczkach gazu zawartych w powietrzu.

Strumień monochromatyczny przemieszczający się w atmosferze Ziemi był obiektem badań Monteitha [26]. Podał on zależność na zmienność w atmosferze ziemskiej strumienia promieniowania o długości λ w postaci:

$$(11) \quad E_{\lambda} = E_{o\lambda} \cdot \exp(-a_{\lambda} m_a),$$

w której:

a_{λ} - ekstynkcja atmosfery idealnej promieniowania o długości λ ,

m_a - masa optyczna atmosfery,

$\exp(-a_{\lambda} m_a)$ - funkcja uwzględniająca rozproszenie promieniowania przez cząsteczki gazu i aerozolu.

Parametry a_o , m_a dla idealnego promieniowania panchromatycznego podał Sayigh [35].

Po wprowadzeniu w miejsce geometrycznej długości drogi promieniowania tzw. drogę efektywną Budyłowski [2] zastosował równanie [11] do określenia gęstości strumienia I_{BN} bezpośredniego panchromatycznego promieniowania. Natężenie I_{BN} promieniowania bezpośredniego po przejściu przez atmosferę ziemską zapisano następująco:

$$(12) \quad I_{BN} = I_{Nd} \exp(-a_0 P m_a^k),$$

gdzie P jest współczynnikiem przezroczystości atmosfery, natomiast ekstynkcję a_0 panchromatyczną atmosfery idealnej (Rayleigha) można obliczyć z zależności:

$$(13) \quad a_0 = c_{s1} c_{s2} m_1,$$

w której :

$$c_{s1} = 0.987 \cdot 10^{-3},$$

$$c_{s2} = 0.0995,$$

m_1 - ciśnienie barometryczne.

Budyłowski proponuje obliczenie wartości wykładnika k z zależności:

$$(14) \quad k = c_{s5} + c_{s6} P,$$

w której $c_{s5} = 0.39$, $c_{s6} = 0.072$.

Współczynnik P przezroczystości atmosfery (bezchmurnej) jest równy hipotetycznej liczbie warstw atmosfery idealnej, których ekstynkcja jest równa ekstynkcji atmosfery rzeczywistej. Współczynnik ten, uwzględniający rozpraszanie i pochłanianie promieniowania w atmosferze, zależy od czynników naturalnych tj. zawartości ozonu i pary wodnej w powietrzu a także od czynników wywołanych działalnością człowieka, w wyniku której następuje wzrost gazów i pyłów przemysłowych w atmosferze.

Uwzględnienie wpływu czynników, wywołanych techniczną działalnością człowieka, wymaga znajomości warunków lokalnych. Ponieważ czynniki naturalne, wpływające na wartość współczynnika przezroczystości atmosfery, podlegają cyklicznym wahaniom, stąd wartość współczynnika P można określić z zależności (Budyłowski [2]):

$$(15) \quad P = c_{s3} - c_{s4} f_{s3},$$

w której:

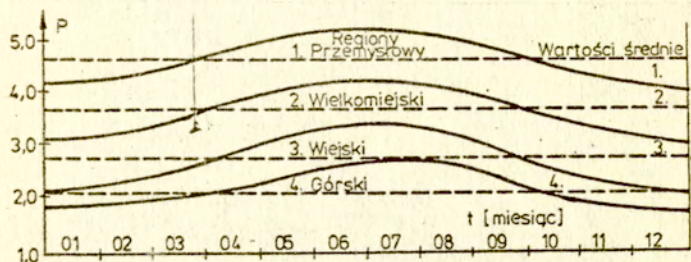
$$c_{s3} = P_{max}, \quad c_{s4} = 0.64,$$

$$f = 1 + \cos(0.9856d).$$

Wg. Malickiego [25], Nowickiego [28] współczynnik P_{max} przyjmuje wartości dla lipca od około 2 w rejonach górskich do około 6-8 w okolicach centrów

przemysłowych. Podane wartości współczynników przezroczystości atmosfery dla warunków krajowych wymagają uściślenia.

Wykres funkcji zmienności współczynnika przezroczystości atmosfery P w okresie roku pokazano na rys.3.



Rys.3. Wykres funkcji zmienności współczynnika przezroczystości atmosfery w okresie roku [20]

Masa optyczna m_a atmosfery definiowana jest jako stosunek długości drogi przez atmosferę promieniowania, padającego pod pewnym kątem na płaszczyznę horyzontu, położoną na wysokości H nad poziomem morza do długości drogi przez atmosferę promieniowania, padającego prostopadłe na płaszczyznę horyzontu na poziomie morza.

Wg. Dickinsona i Chereisinoffa [12] masę optyczną atmosfery aproksymować można następującą zależnością:

$$(16) \quad f_{s,4} = m_a \cdot (1 - 0.1H) \cdot \left[\sin \varphi_s + 0.15(\varphi_s + 3.9)^{-1.253} \right]^{-1},$$

gdzie:

φ_s jest kątem wzniesienia Słońca w stopniach mierzonym do płaszczyzny horyzontu na poziomie morza,

H - wysokością nad poziomem morza mierzoną w kilometrach.

Na poziomie morza $m_a = 1$, gdy słońce znajduje się w zenicie ($\varphi_s = 90^\circ$).

Dla kąta wzniesienia $\varphi_s > 10^\circ$ zależność (16) upraszcza się do postaci:

$$(17) \quad f_{s,4} = m_a = 1/\sin \varphi_s.$$

Gdy kąt wzniesienia Słońca $\varphi_s < 10^\circ$ wartość masy optycznej atmosfery m_a jest mniejsza od $1/\sin \varphi_s$ o wartość wynikającą z krzywizny Ziemi i z załamania światła.

Gęstość strumienia promieniowania bezpośredniego padającego na dana powierzchnię

Mając czynniki wzoru (12) określone poprzez zależności (13-17) gęstość bezpośredniego strumienia docierającego do powierzchni Ziemi określana jest następująco:

$$(18) \quad I_B = I_{Bn} \cdot (1 - m_3) \cdot f_{s,1}$$

gdzie :

m_3 - stopień zachmurzenia (0 - 1),

$f_{s,1} = \cos \gamma$ - cosinus kąta między kierunkiem promieniowania a normalną do danej powierzchni.

Stopień zachmurzenia zależy od rodzaju chmur, a przyjmowany współczynnik może wahać się od 0 (czyste niebo) do 1 (zupełne zachmurzenie).

Gruba warstwa chmur typu stratus jest w stanie odbijać w swej górnej części do 70% padającego na nią promieniowania słonecznego. Około 20% padającego promieniowania pochłaniane jest wewnątrz warstwy, tak że do powierzchni dociera około 10% promieniowania. Przeciwnieństwem jest przypadek cienkiej powłoki typu cirrus, przy której oświetlenie powierzchni Ziemi sięga 70% oświetlenia przy bezchmurnym niebie.

We wzorach (12-18) wystąpiły wielkości z geometrii sferycznej. Celem wyjaśnienia podano definicje podstawowych pojęć z tego zakresu.

Podstawowe pojęcia geometrii sferycznej związanej z ruchem Słońca

Kąt wzniesienia słońca. Kąt zawarty między płaszczyzną horyzontu a promieniem słońca zwróconego do obserwatora.

Kąt wzniesienia słońca φ_s można obliczyć z zależności (19):

$$(19) \quad \sin \varphi_s = \sin \delta \cdot \sin \phi + \cos \delta \cdot \cos \phi \cdot \cos \omega$$

gdzie kąt deklinacji Słońca, zależy od numeru d kolejnego dnia roku:

$$(20) \quad \delta = 23.45 \cdot \sin \left[0.9856(d-81) \right] .$$

Zależność (20) aproksymuje rzeczywisty przebieg zmian kąta deklinacji Słońca z dokładnością od 22' (1.V) do $-1^{\circ}42'$ (9.X).

Kąt godzinowy ω oblicza się natomiast z zależności:

$$(21) \quad \omega = 15 \cdot \tau - 180^\circ$$

gdzie τ_s jest czasem słonecznym, h.

Związek czasu słonecznego z czasem lokalnym τ dla Polski jest następujący:

$$(22) \quad \tau_s = \tau + \left[\frac{\zeta}{15} - 1 + r_t \right] - c_t$$

gdzie:

r_t - poprawka równania czasu.

c_t - stała zależna od "rodzaju" obowiązującego czasu lokalnego,

$$c_t = \begin{cases} 0 & \text{- dla czasu zimowego,} \\ 1 & \text{- dla czasu letniego,} \end{cases}$$

ζ - długość geograficzna wschodnia.

Wartości poprawek r_t w zależności od numeru kolejnego dnia można znaleźć w pracy [35] lub w tablicach astronomicznych.

Wpływ promieniowania słonecznego w układzie współrzędnych horyzontalnych na powierzchni płaskiej dowolnie usytuowanej w tym układzie, określają cztery podstawowe kąty:

1. kąt wzniesienia Słońca,
2. azymut Słońca,
3. nachylenie powierzchni,
4. azymut elementu powierzchni.

Kąt położenia Słońca i usytuowanie płaszczyzny, do której dociera promieniowanie bezpośrednie, pokazano na rys.4.

Kąt padania γ promieniowania bezpośredniego na płaszczyznę elementu będącego odbiornikiem promieniowania, tzn. kąt mierzony między kierunkiem promieniowania i normalną do płaszczyzny może być określony z zależności:

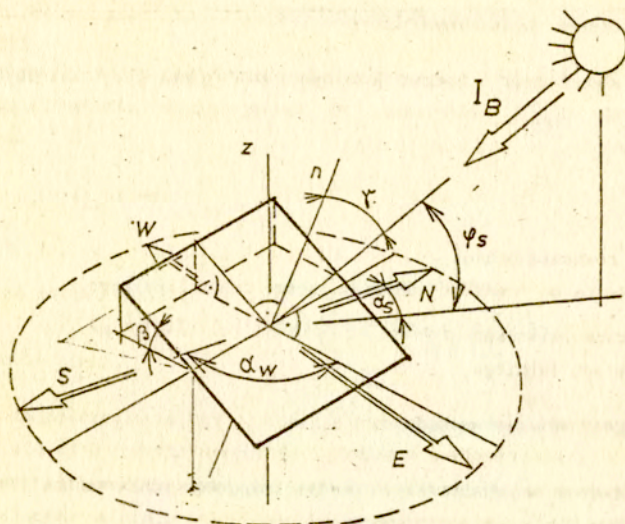
$$(23) \quad \cos \gamma = - \cos \varphi_s \cdot \cos \alpha_s \cdot \sin \beta \cdot \cos \alpha_w - \cos \varphi_s \cdot \sin \alpha_s \cdot \sin \beta \cdot \sin \alpha_w + \sin \varphi_s \cdot \cos \beta$$

lub

$$(24) \quad \cos \gamma = C_1 \cdot \sin \delta + C_2 \cdot \cos \delta \cdot \cos \omega + C_3 \cdot \cos \delta \cdot \sin \omega,$$

gdzie:

$$(25) \quad \begin{aligned} C_1 &= \cos \beta \cdot \sin \varphi - \sin \beta \cdot \cos \varphi \cdot \cos \alpha_w \\ C_2 &= \cos \beta \cdot \cos \varphi + \sin \beta \cdot \sin \varphi \cdot \cos \alpha_w \\ C_3 &= \sin \beta \cdot \sin \alpha_w \end{aligned}$$



Rys.4. Kąty położenia Słońca i płaszczyzny odbiornika promieniowania w układzie współrzędnych horyzontalnych.

Azymut α_w płaszczyzny jest to kąt, zawarty między płaszczyzną normalną do rozważanej płaszczyzny i płaszczyzną lokalnego południka geograficznego, mierzonym od kierunku południowego. Odchylenie na wschód jest dodatnie, a na zachód ujemne.

Azymut α_s Słońca jest to kąt, zawarty między płaszczyzną przechodzącą przez Słońce oraz zenit obserwatora i płaszczyzną lokalnego południka geograficznego, mierzony od kierunku północnego, zgodnie z ruchem wskazówek zegara i zawsze jest dodatni.

Istnieje następujący związek między azymutem α_s Słońca a kątem godzinowym:

$$(26) \quad \sin \alpha_s = -\sin \omega \cdot \cos \delta \cdot \cos^{-1} \varphi_s$$

Promieniowanie rozproszone $I_{Dn} + I_{Dr}$

Stopień rozproszenia promieniowania słonecznego przy bezchmurnym niebie zależy od kąta wzniesienia Słońca i ilości areozolu w atmosferze. Przy bezchmurnym niebie stosunek promieniowania rozproszonego do promieniowania całkowitego I_D/I_s zależy także od wzniesienia Słońca i od ilości aerzolu rozproszonego w

atmosferze. Gdy Słońce znajduje się tuż nad horyzontem, stosunek promieniowania rozproszonego do całkowitego I_D/I_s równy jest jedności, gdyż niemal całe promieniowanie jest rozproszone. Wzrost kąta wzniesienia Słońca powoduje, że stosunek I_D/I_s maleje aż do wartości minimalnej przy kącie $\varphi_s > 40^\circ$. Dla bardzo czystego i suchego powietrza minimum wartości tego stosunku może dochodzić do 0.25 [24].

Wpływ zanieczyszczenia atmosfery i kąta wzniesienia na stopień rozproszenia promieniowania słonecznego może być uwzględniony przez określenie stosunku składowych promieniowania słonecznego (rozproszonego I_D i bezpośredniego I_B), padającego w bezchmurny dzień na płaszczyznę poziomą [1].

$$(27) \quad \frac{I_{DH}}{I_{BH}} = \frac{m_a}{3} \left[\exp(a \cdot P m_a^k) - 1 \right]$$

Wzór (27) aproksymuje przebiegi rzeczywiste z dokładnością do około 10%. Wielkość I_{BH} określona ze wzoru (18) jest:

$$(28) \quad I_{BH} = I_{BN} \sin \varphi_s.$$

Przyjmując $I_{DnH} = I_{DH}$ ze wzoru (27) można wyznaczyć wielkość promieniowania rozproszonego nieboskłonu przy bezchmurnym niebie:

$$(29) \quad I_{DnH} = I_{BN} \sin \varphi_s \cdot \frac{m_a}{3} \left[\exp(a \cdot P m_a^k) - 1 \right].$$

Kątowy rozkład promieniowania rozproszonego przy bezchmurnym niebie zależy od tych samych parametrów co stopień rozproszenia. Przyjmuje się, że kątowy rozkład promieniowania rozproszonego jest równomierny na całym nieboskłonie. Zatem sumę promieniowania rozproszonego nieboskłonu i promieniowania rozproszonego odbitego od naziemnego otoczenia skośnej płaszczyzny na którą pada, można określić z zależności:

$$(30) \quad I_{Dn} + I_{Dr} = I_{DnH} f_{s\beta} + (I_{DnH} + I_{BN} \sin \varphi_s)^r (1 - f_{s\beta})$$

gdzie r jest refleksyjnością otoczenia.

Pierwszy składnik pochodzi z opromieniania płaszczyzny nachylonej pod kątem β do horyzontu światłem rozproszonym nieboskłonu, a drugi z opromieniania odbitym światłem naziemnego otoczenia tej płaszczyzny.

Na otwartym, płaskim terenie, dla rozpatrywanej płaszczyzny:

$$(31) \quad f_{s6} = 0.5 \cdot (1 - \cos \beta).$$

W innych przypadkach f_{s6} oblicza się zgodnie z metodami stosowanymi w opisie matematycznym wymiany ciepła przez promieniowanie.

Przykładowe wartości średniej refleksyjności otoczenia dla promieniowania słonecznego podano w tabelicy 1.

Tabela 1. Refleksyjność powierzchni dla promieniowania słonecznego [17]

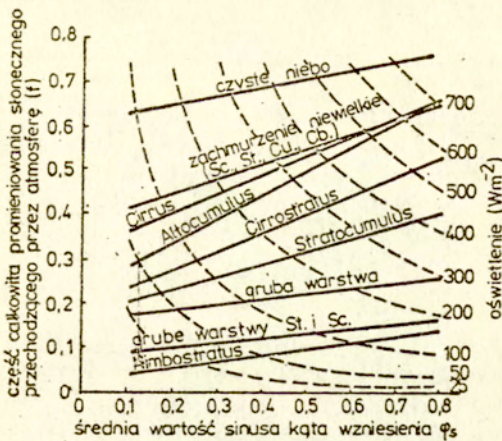
Lp.	Rodzaj zachmurzenia	r
1	Woda przy $\varphi > 40^\circ$	0.05
2	Woda przy $\varphi < 40^\circ$	0.05 + 1.0
3	Gleba po deszczu	0.16
4	Gleba sucha	0.32
5	Roślinność po deszczu	0.15
6	Roślinność sucha	0.33
7	Asfalt suchy	0.07
8	Beton suchy	0.35
9	Śnieg świeży	0.87
10	Śnieg zleżały	0.46

Promieniowanie rozproszone przy zachmurzonym niebie

Przebieg wygaszania promieniowania słonecznego w chmurach zależy od ich rodzaju, stopnia zachmurzenia nieba i kąta wzniesienia Słońca.

Zestawienie porównania oświetlenia powierzchni Ziemi dla różnych rodzajów chmur i dla różnych kątów wzniesienia Słońca przedstawiono na rysunku 5. Na rysunku 5 linie ciągłe przedstawiają część energii słonecznej przedostającą się do powierzchni Ziemi, zaś linie przerywane interpolowane wartości oświetlenia.

Przy zachmurzeniu całkowitym chmurami piętra niskiego i średniego strumień padającego na powierzchnię Ziemi promieniowania słonecznego jest całkowicie rozproszony, a kątowy rozkład tego promieniowania jest równomierny na całym nieboskłonie.



Rys.5. Część całkowitego promieniowania słonecznego przechodzącego przez atmosferę oraz oświetlenia w zależności od kąta wzniesienia i rodzaju chmur [26] (Monteith).

Przy zachmurzeniu całkowitym chmurami piętra wysokiego (cirrus) istnieje niewielka składowa promieniowania bezpośredniego, a promieniowanie rozproszone nieboskłon i chmur jest jest około trzykrotnie silniejsze w zenicie niż nad horyzontem.

Wyniki pomiarów eksperymentalnych Monteitha [26] dokonanych przy pełnym zachmurzeniu dadzą się opisać funkcją:

$$(32) \quad \frac{I_{DnH}}{I_{SH}} = c_{s8} + c_{s9} \sin \varphi_s,$$

gdzie:

I_{DnH} - gęstość strumienia promieniowania rozproszonego, padającego na płaszczyznę poziomą przy całkowitym zachmurzeniu, Wm^{-2} ,

I_{SH} - gęstość strumienia promieniowania całkowitego przy bezchmurnym niebie na płaszczyznę poziomą obliczona ze wzoru (9), Wm^{-2} .

$$c_{s8} = c_1, \quad c_{s9} = c_2.$$

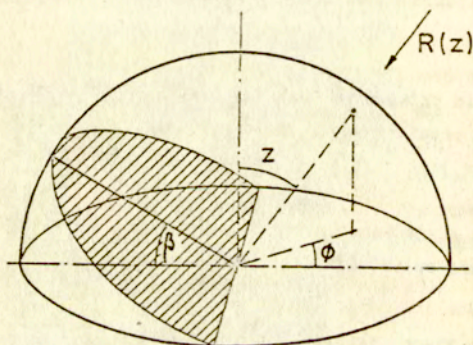
Stałe c_1 i c_2 zależne są od rodzaju chmur. Wartości tych stałych podano w tabelicy 2.

Tabela 2. Wartości stałych c_1 i c_2 [4]

Lp.	Rodzaj chmur	c_1	c_2
1	Niskie: Cu, Sc, Ns, St	0.05	0.1
2	Srednie: Ac, As, Cs	0.2	0.3
3	Wysokie: Ci	0.3	0.4

Cu - cumulus
 Sc - stratocumulus
 Ns - nimbostratus
 St - stratus
 Ac - altocumulus
 Ci - cirrus.

2.3. Natężenie promieniowania długofalowego



Rys.6. Oznaczenia odpowiednich kątów do określenia wartości natężenia promieniowania długofalowego docierającego do płaszczyzny nachylonej po kątem β .

Promieniowanie docierające do powierzchni nachylonej pod kątem β do poziomu (rys.6) jest sumą promieniowania atmosfery i promieniowania gruntu:

$$(33) \quad I_{R\beta} = I_{RA\beta} + I_{RG\beta}$$

Celem skrócenia zapisu oznaczono:

$$I_{R\beta} = R_{\beta} \quad I_{RA\beta} = R_{R\beta}, \quad I_{RG\beta} = R_{G\beta},$$

gdzie:

R_{β} - natężenie długofalowego promieniowania środowiska zewnętrznego dochodzącego do przegrody nachylonej pod kątem β , Wm^{-1} ,

$R_{A\beta}$ - natężenie promieniowania atmosfery, dochodzącego do przegrody nachylonej pod kątem β , Wm^{-1} ,

$R_{G\beta}$ - natężenie promieniowania gruntu, dochodzącego do przegrody nachylonej pod kątem β , Wm^{-1} .

Natężenie promieniowania atmosfery

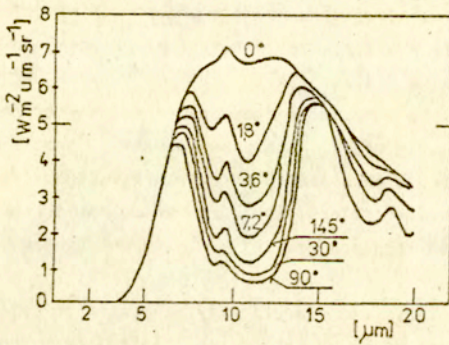
Atmosfera na skutek pochłaniania promieniowania Ziemi i części promieniowania słonecznego oraz otrzymywania ciepła dzięki turbulencyjnemu mieszaniu się powietrza i kondensacji pary wodnej zawartej w nim, ogrzewa się stając się wtórnym źródłem promieniowania w zakresie długości fal od 3.0 do 50 μm , Monteith, [26]. Przeważająca część promieniowania atmosfery dociera do powierzchni Ziemi, reszta natomiast uchodzi w przestrzeń międzyplanetarną. Przenoszenie promieniowania w atmosferze jest złożone, a zjawisko to opisują jedynie teorie przybliżone, Kopcewicz [24].

Energia promieniowania atmosfery, docierająca do powierzchni Ziemi, jest sumą energii emitowanej przez najniższe warstwy atmosfery i energii przechodzącej przez nie, a pochodzącej od warstw wyższych. Większość promieniowania długofalowego nieboskłonu, dochodzącego do powierzchni Ziemi, pochodzi od warstw powietrza leżących powyżej kilkuset metrów nad powierzchnią Ziemi.

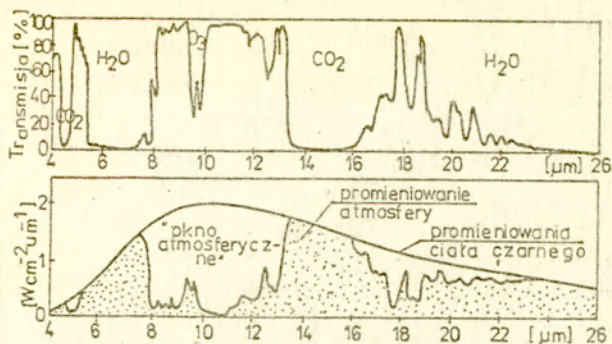
Natężenie promieniowania atmosfery zależy od pionowego rozkładu temperatury powietrza, od zawartości gazów absorbujących i emitujących promieniowanie (a w tym przede wszystkim pary wodnej i dwutlenku węgla), od długości fali promieniowania i od kierunku, z którego promieniowanie jest emitowane. Dwie ostatnie zależności ilustruje rysunek 7 (Kalin, Kneubuhl [19], Sala [34]). Na rysunku 8 przedstawiono natomiast spektralny rozkład promieniowania atmosfery ziemskiej i jej transmisyjności. Widmo absorpcyjne atmosfery jest nieciągłe (rys.8.). Obszar, dla którego atmosfera jest prawie przezroczysta (zakres długości fal od $\lambda = 8$ do $\lambda = 14 \mu\text{m}$) zwany jest "oknem atmosferycznym" (Cole [8], Kneubuhl [22]).

Atmosfera najintensywniej promieniuje z kierunku nad horyzontem (dochodzi wpływ promieniowania gruntu), zaś najslabiej w zenicie, zwłaszcza w zakresie długości fal między 8 μm a 14 μm . W tym zakresie widma, w warunkach bezchmur-

nego nieba w nocy, atmosfera ziemiska jest prawie całkowicie przepuszczalna dla promieniowania długofalowego, emitowanego przez powierzchnię poziomą, zaś poza tym zakresem można ją traktować praktycznie jako nieprzepuszczalną dla tego promieniowania. Obecność chmur powoduje wzrost natężenia długofalowego promieniowania nieboskłonu. Chmury o gęstości wystarczającej dla tworzenia cienia na powierzchni emitują promieniowanie tak jak ciało doskonale czarne o temperaturze kropelek wody i kryształów lodu, z którego są zbudowane. Obecność chmur powoduje wzrost natężenia promieniowania atmosferycznego, padającego na powierzchnie Ziemi, gdyż promieniowanie pary wodnej i dwutlenku węgla z dolnych partii atmosfery sumuje się promieniowaniem chmur w paśmie od $8 \mu\text{m}$ do $14 \mu\text{m}$, to znaczy w tym paśmie, w którym cząsteczki gazów nie emitują prawie żadnego promieniowania. Chmury zamykają okno atmosferyczne, wpływając na zmniejszenie radiacyjnych strat ciepła powierzchni Ziemi, a więc i poziomych przegród budowlanych (stropodachów).



Rys.7. Natężenie promieniowania bezchmurnego nieba w nocy w funkcji długości fali promieniowania dla różnych kątów wzniesienia nad horyzontem (Kalin, Kneubuhl [19]).



Rys.8. Spektralna transmisyjność atmosfery ziemskiej w funkcji długości fali promieniowania oraz spektralny rozkład promieniowania atmosfery (Coulson, [10])

W zakresie promieniowania długofalowego na poziomą płaszczyznę oddziałuje jedynie promieniowanie nieboskłonu. Gdy kąt pochylenia tej płaszczyzny wzrasta, jej powierzchnia zewnętrzna "widzi" coraz to mniejszą część nieboskłonu i jednocześnie coraz to większą część powierzchni gruntu, a także otaczające obiekty, zaś ich łączne oddziaływanie, w postaci promieniowania cieplnego, sumuje się, aby dla kąta 90° (płaszczyzna pionowa) osiągnąć maksimum (rys.10 i 11). W warunkach bezchmurnego nieba w nocy do poziomej lub nachylonej pod niewielkim kątem płaszczyzny dociera najmniejsza wartość natężenia długofalowego promieniowania nieboskłonu, stanowiąc najniższą rekompensatę dla wypromieniania energii przez tę płaszczyznę. W związku z tym straty ciepła przez promieniowanie są wówczas największe, zwłaszcza, że atmosfera w zakresie długości fal od 8 μm do 14 μm jest prawie całkowicie przepuszczalna dla promieniowania długofalowego, a maksimum promieniowania zewnętrznej powierzchni płaszczyzny przypada na fale długości od 10 μm do 12 μm (Kneubuhl i inni, [22]). W wyniku tych strat temperatura zewnętrznej powierzchni płaszczyzny (np. stropodachu) może osiągnąć temperaturę niższą od temperatury otaczającego powietrza, co ściśle związane jest ze znacznymi stratami ciepła przez promieniowanie. Występuje wówczas zjawisko tak zwanego chłodzenia radiacyjnego.

Dla warunków bezchmurnego nieba w nocy, w bilansie cieplnym płaszczyzn pionowych (ścian budynków) efekt wymiany ciepła przez promieniowanie ze środowiskiem zewnętrznym jest znacznie mniejszy niż dla płaszczyzn poziomych (stropodachów), co wykazali Reagan i Acklam [30], Rodriguez i inni [32]. Wyni-

ka to stąd, że straty ciepła przez promieniowanie przegród pionowych budynków kompensowane są porównywalnymi zyskami energii promieniowania pochodzącej od gruntu oraz obiektów sąsiadujących. Przechodząc do analizy ilościowej długofalowego promieniowania środowiska zewnętrznego można wymienić trzy zasadnicze metody określania natężenia promieniowania atmosfery, wykorzystujące:

- 1) wykresy promieniowania dla bezchmurnego nieba, sporządzane na podstawie rozważań teoretycznych bądź badań empirycznych,
- 2) zależności empiryczne dla promieniowania czystego (bezchmurnego) nieba,
- 3) zależności empiryczne dla promieniowania częściowo lub całkowicie zachmurzonego nieba.

Wykresy promieniowania atmosfery, sporządzone na podstawie rozważań teoretycznych, powstają w wyniku analizy emisji promieniowania gazów atmosferycznych w różnym zakresie widma promieniowania. Przy korzystaniu z tych wykresów niezbędna jest znajomość pionowego rozkładu temperatury powietrza i ciśnienia pary wodnej do wysokości około 7 km (Cole, [9]). Istnieje wiele teoretycznych wykresów promieniowania atmosfery, które mogą być wykorzystane do obliczenia długofalowego promieniowania zarówno atmosfery jak i powierzchni Ziemi. Wykresy te różnią się drugorzędnymi szczegółami, w zależności od przyjętych założeń upraszczających opis procesów przepływu energii w atmosferze. Jednym z założeń przyjmowanych jest stwierdzenie, że wielkość promieniowania emitowanego przez warstwę pary wodnej jest funkcją temperatury i optycznej grubości warstwy.

Wykresy promieniowania dostarczają wiele informacji, niemniej nie nadają się do prostych obliczeń bilansu cieplnego budynku przegród budowlanych. Ponadto mogą być wykorzystane jedynie dla warunków meteorologicznych takich samych lub podobnych do tych, jakie panowały przy wykonywaniu wykresów. W dalszej części opracowania więcej uwagi poświęcono zależnościom empirycznym dla promieniowania czystego (bezchmurnego) i zachmurzonego nieba.

Promieniowanie atmosfery w warunkach bezchmurnego nieba

Istnieje kilka empirycznych modeli matematycznego opisu promieniowania długofalowego atmosfery. Modele te można podzielić zasadniczo na dwie grupy. Do pierwszej grupy należą te, w których emisyjność atmosfery wyrażono w funkcji ciśnienia pary wodnej (model Angstroma, cytowany przez Kopcewicza [24]). Natomiast do drugiej grupy modeli należą te, w których ciśnienie pary wodnej opisano poprzez funkcję temperatury powietrza i wówczas promieniowanie atmosfery jest funkcją jedynie temperatury powietrza (model Swinbanka [38], oraz Unswortha i Monteitha [39]). Modele te oparte są na metodach statystycznej regresji oraz na pojęciu tak zwanej pozornej emisyjności atmosfery ϵ_{λ_0} , która

jest definiowana jako stosunek promieniowania atmosferycznego do promieniowania ciała doskonale czarnego, którego temperatura jest równa temperaturze powietrza otaczającego. Zgodnie z tą definicją gęstość natężenie promieniowania atmosfery jest równa:

$$(34) \quad R_{A_0} = \epsilon_{A_0} \sigma T_a^4,$$

gdzie:

ϵ_{A_0} - pozorna emisyjność atmosfery,

R_{R_0} - natężenie długofalowego promieniowania atmosfery, docierającego do płaszczyzny poziomej przy bezchmurnym niebie, Wm^{-2} ,

σ - stała Stefana - Boltzmana, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} Wm^{-2} K^{-4}$,

T_a - temperatura powietrza, K.

Podstawowym wyjściowym modelem promieniowania jest model Angstroma [22] dany równaniem:

$$(35) \quad \epsilon_{A_0} = A + B \cdot 10^{-Cp},$$

gdzie:

A, B, C - współczynniki, których wartości wynoszą:

$$A = 0.25, \quad B = 0.32 \quad \text{i} \quad C = 0.052,$$

p - ciśnienie pary wodnej, hPa.

Unsworth i Monteith [39] określili zależność na obliczanie natężenia promieniowania atmosfery, uwzględniając zawartość wody u w atmosferze:

$$(36) \quad \epsilon_{A_0} = 0.7 + 0.22 \cdot \log u.$$

Model Swinbanka [38] (druga grupa modeli), oparty na pomiarach eksperymentalnych w Angli i na Oceanie Indyjskim, przedstawia równanie promieniowania nieboskłonu w funkcji szóstej potęgi temperatury powietrza:

$$(37) \quad R_{A_0} = 5.31 \cdot 10^{-13} \cdot T_a^6.$$

Monteith [26] przedstawił równanie Swinbanka w postaci:

$$(38) \quad R_{A_0} = 1.20 \cdot \sigma \cdot T_a^4 - 171$$

oraz jako liniową zależność od temperatury powietrza t_a w $^{\circ}\text{C}$

$$(39) \quad R_{A_0} = 208 + 6 \cdot t_a$$

Na podstawie powyższego równania oraz zlinearyzowanego równania promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze T_r :

$$(40) \quad T_r^4 = 315 + 5.0 \cdot t_r$$

można określić temperaturę promieniowania atmosfery (nieboskłonu), Monteith, [26]:

$$(41) \quad t_r = (t_a - 21) + 0.2 \cdot t_a$$

gdzie t_r jest temperaturą promieniowania w $^{\circ}\text{C}$.

Zależność ta wskazuje, że temperatura promieniowania atmosfery jest około 20°C niższa od temperatury powietrza. Stąd przybliżona wartość strat ciepła przez promieniowanie w płaszczyźnie poziomej wynosi (Monteith [26]):

$$\Delta R = 107 - t_a$$

i mieści się w granicach $87 + 107 \text{ Wm}^{-2}$ (średnio około 100 Wm^{-2}) przy temperaturze zmieniającej się w zakresie od 20 do 0°C .

Promieniowanie atmosfery przy niebie zachmurzonym

Wpływ zachmurzenia nieba na wartość natężenia promieniowania atmosfery (w modelach empirycznych) uwzględnia się poprzez wprowadzenie funkcji stopnia zachmurzenia nieba c_c do wzorów przedstawionych powyżej, tj.

$$(42) \quad R_A = R_{A_0} \cdot f(c_c)$$

gdzie:

R_A - natężenie długofalowego promieniowania atmosfery, docierającego do płaszczyzny poziomej, przy niebie zachmurzonym, Wm^{-2} ,

R_{A_0} - jw. lecz dla nieba bezchmurnego, Wm^{-2} ,

$f(c_c)$ - funkcje stopnia zachmurzenia nieba.

W literaturze najczęściej cytowane są dwa modele, opisujące promieniowanie atmosfery przy niebie zachmurzonym, a mianowicie model Unsworth'a i Monteith'a oraz model Roach'a.

Model Roach'a [31] przyjmuje, że promieniowanie atmosfery jest dane równaniem:

$$(43) \quad R_A = (1-c_c)R_{A_0} + c_c \cdot \sigma \cdot T_c^4,$$

gdzie T_c jest temperaturą (K) podstawy chmur o emisyjności równej jedności.

W praktyce trudno jest zmierzyć wartość T_c i w związku z tym założono, że temperatura podstawy chmur jest równa temperaturze powietrza. Ponadto uwzględniając współczynnik emisyjności atmosfery przy bezchmurnym niebie wg. wzoru (34) równanie (43) przedstawiono w postaci:

$$(44) \quad R_A = \left[\epsilon_{A_0} + c_c (1 - \epsilon_{A_0}) \right] \sigma T_a^4.$$

Porównując teoretyczne i eksperymentalne wartości promieniowania R_A Roach określił średnią różnicę między tymi wartościami na około 15.8 Wm^{-2} . Różnica ta bierze się stąd, że do obliczeń przyjęto podstawę zachmurzenia jako ciało doskonale czarne, w rzeczywistości tak nie jest. Roach wprowadził do ogólnego równania poprawkę ΔR w funkcji stopnia zachmurzenia, otrzymując zależność:

$$(45) \quad R_A = \left[\epsilon_{A_0} + c_c (1 - \epsilon_{A_0}) \right] \sigma T_a^4 + c_c \cdot \Delta R,$$

gdzie :

$$\Delta R = 8.75 \text{ Wm}^{-2}.$$

Unsworth i Monteith [39] w swoim modelu założyli, że promieniowanie atmosfery przy niebie zachmurzonym składa się z dwóch składowych, a mianowicie:

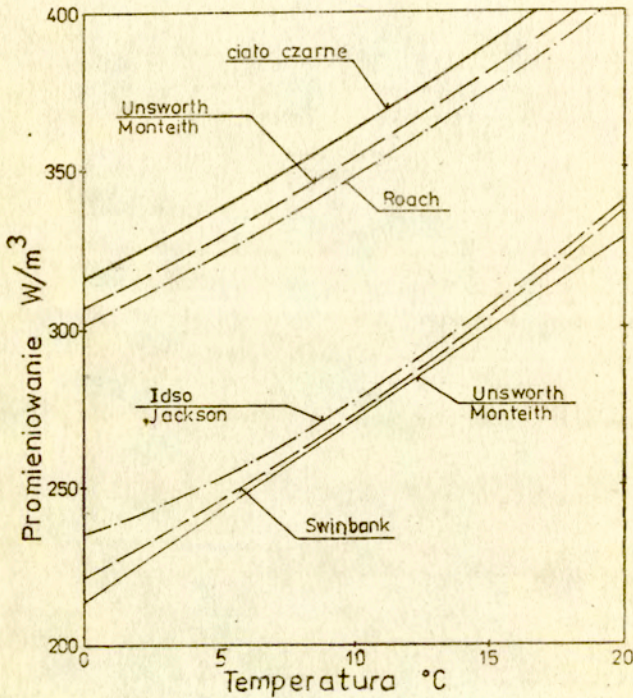
- promieniowania pary wodnej i dwutlenku węgla poniżej podstawy chmur,
- promieniowania kropelek wody podstawy chmur.

Na podstawie badań autorzy ci stwierdzili, że:

- 1) katowy rozkład promieniowania nieba zachmurzonego jest taki sam jak dla nieba bezchmurnego,
- 2) średnia temperatura podstawy chmur jest o 11 K niższa od temperatury powietrza,

3) pozorna emisyjność zachmurzonego nieba wynosi:

$$(46) \quad \epsilon_A = (1 - 0.84 \cdot c_o) \cdot \epsilon_{A_o} + 0.84 \cdot c_o.$$



Rys.9. Przebiegi natężenia promieniowania atmosfery w funkcji temperatury powietrza dla czystego i całkowicie zachmurzonego nieba wg. różnych autorów.

Stąd średnia wartość promieniowania atmosfery jest dana równaniem:

$$(47) \quad R_A = (1 - c_o) \cdot \epsilon_{A_o} \sigma T_A^4 + c_o (\sigma T_A^4 - 9)$$

gdzie pierwszy człon równania odpowiada strumieniowi promieniowania nieba czystego (bezzmurnego) natomiast drugi człon odnosi się do promieniowania chmur.

Modele powyższe, podobnie jak w przypadku nieba bezzmurnego, dają zbliżone wyniki końcowe, co pokazano na rys.9.

2.4. Promieniowanie długofalowe dochodzące do przegród budowlanych

Unsworth i Monteith [39] przedstawiają promieniowanie atmosfery o zmiennym stopniu zachmurzenia nieba w funkcji kąta zenitalnego z w postaci:

$$(48) \quad R_A(z)/\pi = \left[a + b \cdot \ln(u \cdot \sec(z)) \right] \sigma T_a^4,$$

gdzie:

$$a = 0.70 \rightarrow 0.05, \quad b = 0.09 \rightarrow 0.002.$$

Pozostałe oznaczenia rysunku 6 i wzoru 36.

Natężenie promieniowania atmosfery dochodzące do powierzchni nachylonej pod kątem β określa się przez scałkowanie równania (48) względem kątów θ i z tj.

$$(49) \quad R_{A\beta} = \pi^{-1} \int_0^{\pi/2} (R(z) \cdot \sin z \int_{-\gamma}^{\gamma} \cos i \cdot d\theta) dz.$$

Przy rozwiązaniu zadania należy przyjąć następujące warunki brzegowe:

jeżeli $\beta = 0^\circ$ (powierzchnia pozioma)	$\gamma = \pi$
$\beta = 90^\circ$ (pion)	$\gamma = \pi/2$
$\beta < 90^\circ - z$	$\gamma = \pi$
$\beta > 90^\circ - z$	$\gamma = \cos^{-1}(1/\tan z \cdot \tan \beta).$

Po scałkowaniu dla powierzchni poziomej $\beta=0$ uzyskano:

$$(50) \quad R_{A0} = \sigma T_a^4 \left[a + b \cdot (0.5 + \ln(u)) \right].$$

Dla powierzchni pionowych otrzymano następującą zależność:

$$(51) \quad R_{Av} = 0.5 \cdot R_A + 0.346 \cdot b \cdot \sigma T_a^4.$$

W warunkach nieba bezchmurnego $b = 0.09$ jest:

$$(52) \quad R_{A\alpha 0} = 0.5 \cdot R_{A0} + 0.0311 \cdot \sigma \cdot T_a^4.$$

Natomiast dla nieba zachmurzonego:

$$(53) \quad R_{A\alpha c} = 0.5 \cdot R_{A0} + 0.346 \cdot \sigma \cdot T_a^4 (0.0264 + 0.00074 \cdot t_a).$$

Pionowe przegrody budowlane wymieniają ciepło przez promieniowanie z atmosferą, gruntem oraz najbliższym otoczeniem. Promieniowanie środowiska zewnętrznego jest funkcją tych trzech składowych. Dla przegrody nachylonej pod kątem β wielkość $R_{A\beta}$ po obliczeniu całki przybiera następującą postać:

$$(54) \quad R_{A\beta} = R_A \cdot f_{r1} + b_1 \cdot f_{r2} \cdot \sigma \cdot T_a^4,$$

gdzie:

- R_A - natężenie promieniowania atmosfery, docierającego do płaszczyzny poziomej, przy niebie zachmurzonym $W \cdot m^{-2}$,
- f_{r1}, f_{r2} - współczynniki uwzględniające kąt pochylenia analizowanej przegrody,
- b_1 - współczynnik uwzględniający wpływ zachmurzenia nieba,
- σ - stała Stefana-Boltzmana, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$,
- T_a - temperatura powietrza, K.

Na podstawie zamieszczonych w pracy [4] wyników numerycznych można współczynniki f_{r1} , f_{r2} aproksymować funkcjami:

$$(55) \quad f_{r1}(\alpha) = 1 - 2^{-1} \cdot (\sin(\alpha))^2 + 9^{-1} \cdot \sin(2\alpha) - 21^{-1} \cdot \sin(4\alpha),$$

$$(56) \quad f_{r2}(\alpha) = 0.3457 \cdot \sin\alpha - 20^{-1} \cdot \sin(2\alpha) \cdot \cos\alpha.$$

Wartość współczynnika b_1 oblicza się ze wzoru:

$$(57) \quad b_1 = c_{r1} \cdot (1 - m_3)$$

lub uwzględniając temperaturę atmosfery:

$$(58) \quad b_1 = c_{r1} \cdot \left[1 - (c_{r2} + c_{r3} \cdot t_a) \cdot m_3 \right],$$

gdzie:

$$c_{r1} = b = 0.09, \quad c_{r2} = 0.7067, \quad c_{r3} = 0.00822$$

t_a - temperatura powietrza, °C,

c_c - stopień zachmurzenia nieba, jego wartość zmienia się od zera (niebo bezchmurne) do jedności (niebo całkowicie zachmurzone).

Przy obliczeniu wielkości R_A korzysta się z zależności:

$$(59) \quad R_A = R_{A_0} (1 - m_3) + R_{A_c} * m_3,$$

gdzie:

R_{A_0} - natężenie promieniowania atmosfery, docierającego do płaszczyzny poziomej przy bezchmurnym niebie, Wm^{-2} ,

R_{A_c} - jw. lecz przy niebie całkowicie zachmurzonym, Wm^{-2} .

Wielkości R_{A_0} oraz R_{A_c} oblicza się następująco:

$$(60) \quad R_{A_0} = 222 + 4.94 * t_a,$$

$$(61) \quad R_{A_c} = 287 + 6.33 * t_a.$$

Podstawiając (60-61) do (59) otrzymano:

$$(62) \quad R_A = R_{A_0} + (65 + 1.39 * t_a) * m_3.$$

Promieniowanie powierzchni terenu (gruntu) $R_{G\beta}$

Wielkość natężenia promieniowania powierzchni terenu zależy od jego temperatury i współczynnika emisyjności. Promieniowanie gruntu (płaskiego) dochodzące do powierzchni nachylonej pod kątem β do poziomu wynosi [4]:

$$(63) \quad R_{G\beta} = c_{r\theta} * \sigma * T_g^4 * \sin^2(\beta/2),$$

gdzie :

$c_{r\theta} = \epsilon_g$ - współczynnik emisyjności gruntu,

T_g - temperatura powierzchni gruntu, K.

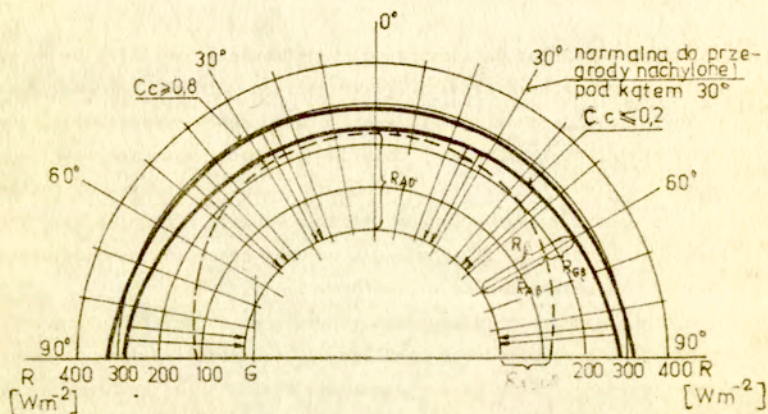
Dla powierzchni pionowych ($\beta = 90$):

$$(64) \quad R_{Gv} = 0.5 * \epsilon_g * \sigma * T_g^4.$$

Promieniowanie docierające do powierzchni nachylonej pod kątem β do poziomu jest sumą promieniowania atmosfery i promieniowania gruntu (33).

Na rysunku 10 przedstawiono przykładowe gęstości natężenia długofalowego promieniowania nieboskłonu i gruntu oddziaływujące na przegrody budowlane. Obliczenia dla różnych kątów pochylenia przegrody wykonano według wzorów (33) do (63), dla czystego ($c_c < 0.2$) i całkowicie zachmurzonego nieba ($c_c > 0.8$) oraz dla temperatury powietrza $t_a = 0^\circ\text{C}$.

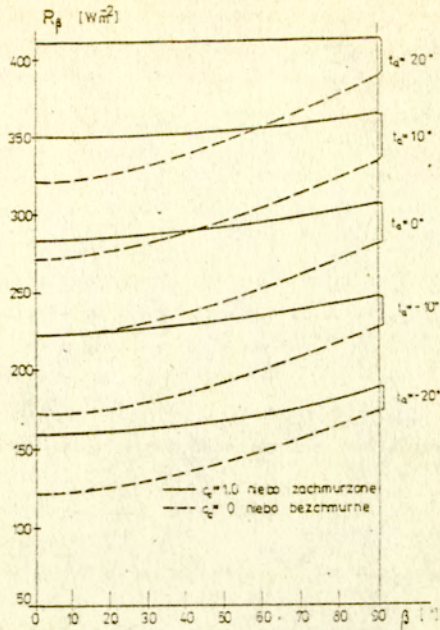
Natomiast na rys. 11. przedstawiono wartości natężenia długofalowego promieniowania środowiska zewnętrznego dochodzącego do powierzchni, w funkcji kąta β , obliczone dla zmiennej temperatury w dwóch przypadkach: nieba czystego ($c_c = 0$) i zupełnie zachmurzonego ($c_c = 1$).



Rys.10. Natężenie długofalowego promieniowania nieboskłonu i gruntu dochodzące do dowolnie pochylnych przegród budowlanych ($0^\circ < \beta < 90^\circ$) dla czystego ($c_c < 0.2$) i całkowicie zachmurzonego nieba ($c_c > 0.8$) [4].

Natężenie całkowitego promieniowania długofalowego jest w zenicie od około 20 do 30% mniejsze niż na horyzoncie, co związane jest ze zwiększonym udziałem promieniowania gruntu. Przy niebie całkowicie zachmurzonym różnice między tymi wielkościami są znacznie mniejsze (rys.10, rys.11).

Długofalowe promieniowanie środowiska zewnętrznego oddziałuje na zewnętrzną powierzchnię przegrody budowlanej, wpływając na zmianę bilansu promieniowania tej powierzchni. Zyski bądź straty ciepła przez promieniowanie zależą, między innymi, od radiacyjnych własności zewnętrznej powierzchni przegrody oraz od wartości docierającego do niej natężenia promieniowania krótko- i długofalowego. Uwzględnienie zmienności tego promieniowania pozwoli na uściślenie opisu radiacyjnego oddziaływania środowiska zewnętrznego na budynek.



Rys.11. Natężenie długofalowego promieniowania środowiska zewnętrznego, dochodzącego do powierzchni nachylonej pod dowolnym kątem, dla czystego i całkowicie zachmurzonego nieba oraz dla zmiennej temperatury powietrza [3].

2.5. Gęstość natężenia konwekcyjnego strumienia energii

Gęstość natężenia strumienia energii powietrza o prędkości v i o temperaturze T , przepływającego przez jednostkowy element powierzchni określa się następująco (Sorbjan [37]):

$$(65) \quad I_k = L_p^{-1} m_7^* m_8^* m_5^* c_{k1},$$

gdzie:

$m_7 = v$ - prędkość ruchu powietrza, ms^{-1} ,

$m_8 = \rho$ - ciężar właściwy powietrza o temperaturze T , kgm^{-3} ,

$c_{k1} = c_p$ - ciepło właściwe powietrza, $Jkg^{-1}K^{-1}$

$m_5 = T$ - temperatura powietrza, K ,

L_p - bezwymiarowa liczba podobieństwa

Wielkości: v , ρ , c_p , T w rozważanym zadaniu noszą nazwę czynnych.

Bezwymiarowa liczba podobieństwa występująca w równaniu (65) jest określana w oparciu o analizę wymiarową. Wielkości czynne występujące w równaniu są wyrażone przez jednostki podstawowe (L-długość, t-czas, M-masa) w następujący sposób:

$$\begin{aligned} v &= L t^{-1}, \\ \rho &= M L^{-3} t^{-3}, \\ T &= T, \\ c_p &= L^2 t^{-2} T^{-1}. \end{aligned}$$

Macierz wykładników przybiera następującą postać:

	v	ρ	T	c_p
L	1	-2	0	2
t	-1	-2	0	-2
T	0	0	1	-1
M	0	1	0	0

Liczba iloczynów bezwymiarowych jest różnicą wielkości czynnych i liczby jednostek podstawowych (z pominięciem czasu) i wynosi w tym przypadku 1 ($n = 4 - 3 = 1$). Zgodnie z twierdzeniem Buckingham'a, dla rozpatrywanego przypadku istnieje jeden iloczyn bezwymiarowy. Jak łatwo sprawdzić iloczyn bezwymiarowy ma postać:

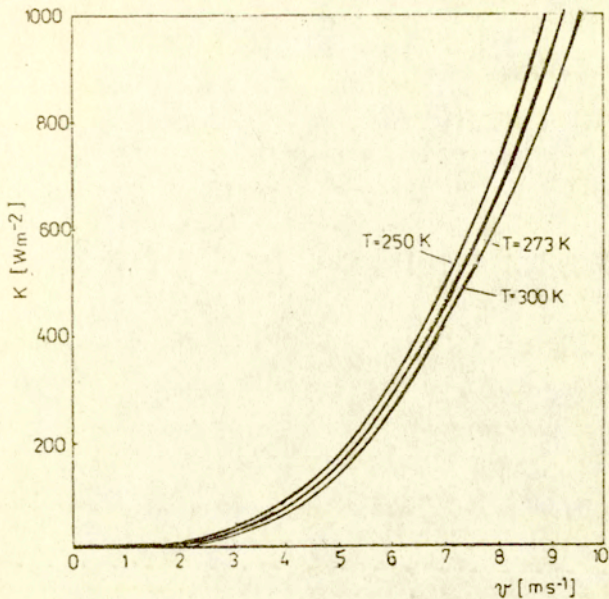
$$(66) \quad L_p = \frac{Tc}{v^2}.$$

Podstawiając (66) do (65) otrzymuje się następujące wyrażenie na gęstość natężenia strumienia energii powietrza o prędkości v i temperaturze T :

$$(67) \quad I_k = v^3 \rho, \text{ Wm}^{-2}.$$

Tak więc, natężenie strumienia energii przekazywanej na drodze konwekcji do jednostkowego elementu można określić jako funkcję prędkości w 3-ciej potęgze oraz ciężaru właściwego powietrza o temperaturze T .

Na rysunku 12 przedstawiono zmienność strumienia energii I_k w funkcji prędkości ruchu powietrza przy zmiennej temperaturze.



Rys.12. Zmienność strumienia energii I_k w funkcji prędkości ruchu powietrza przy zmiennej temperaturze, [3].

2.6. Bilans cieplny powierzchni przegrody

Strumień całkowity działający z zewnątrz na powierzchnię przegrody wyznacza się z równania:

$$(68) \quad q_c = \int_t dt \int_A I_c dA$$

lub po przyjęciu I_c jako wartości stałej w czasie i na powierzchni:

$$(69) \quad q_c = A \cdot t \cdot I_c, \quad q_c = (AtI_s, AtI_r, AtI_k),$$

gdzie:

A - powierzchnia przegrody,

t - czas działania promieniowania.

Bilans cieplny powierzchni przegrody jest sumą strumieni działających na nią:

$$(70) \quad q_E = q_W + q_F + a \cdot q_s + \epsilon \cdot q_r + r \cdot q_k - \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4,$$

gdzie :

q_E - strumień całkowity,

q_W - strumień opisujący ilość ciepła dostarczonego do zewnętrznej strony powierzchni w procesie przewodnictwa cieplnego,

q_F - strumień ciepła związanego z przemianami fazowymi zachodzącymi na powierzchni,

q_s, q_r, q_k - składowe wektora ciepłego (69),

$\epsilon \cdot \sigma \cdot T^4$ - strumień promieniowania ściany budynku.

Równanie (70) można napisać krócej w postaci:

$$(71) \quad q_E = q_W + q_F + (c_m^T, q_c) - \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4.$$

We wzorze (71) iloczyn skalarny (c_m^T, q_c) określa wpływ oddziaływań środowiska zewnętrznego otaczającego budynek na bilans cieplny ściany.

Należałoby może zwrócić uwagę na interpretację współczynnika c w równaniu (70) bilansu. Ogólnie jest wiadomym, że natężenie konwekcyjnej wymiany ciepła określa prawo przemieszczania Newtona. Natężenie to jest wprost proporcjonalne do różnicy temperatury powietrza i powierzchni wymieniającej ciepło, przy współczynniku α_k przemieszczania ciepła przez konwekcję:

$$(72) \quad q_k = \alpha_k \Delta T, \text{ Wm}^{-2},$$

ΔT - różnica temperatury powietrza i powierzchni wymieniającej ciepło.

Biorąc pod uwagę równanie (70) i (72) można napisać równość:

$$(73) \quad \alpha_k \cdot \Delta T = c \cdot I_k.$$

Stąd współczynnik konwekcji występujący w równaniu bilansu przy uwzględnieniu równania (65) ma postać:

$$(74) \quad c = \frac{L \cdot \alpha_k \cdot \Delta T}{v \rho c_p T},$$

Prace cytowane w tekście

1. Augenbroe, G. L. M.: *Finite elements in building physics*, Report Building Research Group, Department of Civil Engineering, Delft University of Technology, P7801, 1978
2. Budyłowski, J.: *Model matematyczny promieniowania słonecznego dla potrzeb heliotechniki*, Archiwum Termodynamiki, Vol.5, Nr 1, 1984
3. Cena, K., Grzeszczyk, W., Marszałek, K., Nowak, H., Sliwowski, L.: *Budynek a środowisko fizyczne, które go otacza*, Instytut Budownictwa Politechniki Wrocławskiej, Raport Serii SPR, Nr 20, Wrocław 1986
4. Cena, K., Dmochowski, M., Grzeszczyk, W., Łakomy, T., Marszałek, K., Nowak, H. i inni: *Budynek a środowisko fizyczne, które go otacza*, Instytut Budownictwa Politechniki Wrocławskiej, Raport 314950, Nr 97, Wrocław 1987
5. Chamberline, M.J., Hollands, K.G.T., Raithby, G.D.: *Experiments and theory on natural convection heat transfer from bodies of complex shape*, Journal of Heat Transfer, vol. 107, No.3, 1985
6. Clarke, R.H.: *Observational studies in the atmospheric boundary layers*, Quart J.Roy.Met.Soc.Vol.96, No 19, 1970
7. Cole, R.J., Sturrock, N.S.: *The Convective Heat Exchange at the External Surface of Buildings*, Building and Environment, 12, 4, 1977
8. Cole, R.J.: *The Longwave Radiation Incident upon the External Surfaces of Buildings*, Building Services Engineer, Vol. 44, 1976
9. Cole, R.J.: *The Longwave Radiative Environment Around Buildings*, Building and Environment, Vol. 11, 1976
10. Coulson, K.: *Solar and Terrestrial Radiation. Methods and Measurements*, Academic Press Inc., New York, 1975
11. Crome, D.J., *Man, Environment and Buildings*, Building and Environment, 15, 4, 1980
12. Dickinson, W.C., Cheremisnoff P.N.: *Solar energy technology handbook*, New York, 1980
13. Duffie, J.A., Beckman, W.A.: *Solar energy thermal processes*, John Wiley and Sons, New York, London, 1974
14. Elsayed, M.M., Fathalah, K.A.: *Natural convection over a vertical flat plate due to absorption of thermal radiation*, Wärme und Stoffübertragung, 19, 2, 1985
15. Foken, T.H.: *An operation model of the energy exchange across the air-sea interface*, Z. Meteorol., 36, 6, 1986
16. Hasan, M., Mujumdar, A.S.: *Combined heat and mass transfer in free convection about a sphere*, Can. J. Chem. Engng., 65, 3, 1985
17. Hsu, S.T.: *Engineering heat transfer*, Toronto, 1963
18. Kączkowski, Z.: *Metoda czasoprzestrzennych elementów skończonych*, Arch. Inż. Łąd., 22, 3, 1976
19. Kalin, R., Kneubuhl F.K.: *Die Verminderung des Wärmeverbrauchs von Gebäuden durch Infrarot-Verspichtung von Fenstern, Fassaden und Dachern*, Gesundheits - Ingenieur, 98, 9, 1977
20. Kehlbeck, F.: *Einfluss der Sonnenstrahlung bei Brückenbauerwerk*, Werner-Verlag GmbH; Dusseldorf, 1975

21. Kimura, K., Stephenson, D.G., *Solar radiation on cloudy days*, ASHRAE Trans., Vol. 75, 1969
22. Knebuhl, F.K., Finger, G., Thiebaut, F., Zurcher Ch., Sagelsdorff, R., Frank, Th: *Energy saving by reduction of the thermal radiation from building envelopes*, Proc. Inter. Conf. on Buildings Energy Management, Pavia de Varzim, Portugal, May 12-16, 1980
23. Kondratyew, K.: *Radiation in the Atmosphere*, Academic Press, 1962
24. Kopcewicz, T.: *Fizyka atmosfery*, PWN, Warszawa, 1956
25. Malicki, M.: *Wentylacja i klimatyzacja*, Warszawa, 1977
26. Monteith, J.R.: *Fizyka środowiska biologicznego*, PWN, Warszawa, 1977
27. Nowak, H.: *Radiative heat transfer between the outside surface of the flat, roof and the thermal environment*, Third Inter. Conf. on Infrared Physics, Zurich 23-27 July, 1984
28. Nowicki, J.: *Promieniowanie słoneczne jako źródło energii*, Arkady, 1980
29. Praagman, N., Segel, A.: *The finite element method for time-dependent problems*, Delft Progress Report, 2, Delft, 1977
30. Reagan, J.A., Acklam, D.M.: *Solar reflectivity of common building of typical south-western USA residences*, Energy and Building, Vol. 2, 1979
31. Roach, W.T., *Measurements of atmospheric radiation and the heat balance of the ground of Kew*, Air Ministry, Met. Res. Comun M.R.P., 1955
32. Rodriguez, C.M., Cole, R.J., O'Sullivan, R. E. : *Computerised thermal design models*, Buildings services Engineer, Vol. 46, 1979
33. Rummich, E.: *Nichtkonventionelle Energienutzung*, Wien, 1978
34. Sala, A.: *Radiacyjna wymiana ciepła*, WNT, Warszawa, 1982
35. Sayigh, A.A.M.: *Solar energy engineering*, New York, 1977
36. Sharples, S.: *Full-scale Measurements of Convective Energy Losses from Exterior Buildings Surfaces*, Building and Environment, 19, 1, 1984
37. Sorbjan, Z.: *Turbulencja i dyfuzja w dolnej atmosferze*, PWN, 1983
38. Swinbank, W.C.: *Long-wave radiation from clear skies*, Quart. J.R., Met. Soc., 89, 1963
39. Unsworth, M.H., Monteith, J.L.: *Long-wave radiation of the ground. Angular distribution on incoming radiation*, Quart. J. R. Met. Soc. 101, 1975
40. Van der Bruggen, R.J.A.: *Energy consumption for heating and cooling in relation to building design*, University of technology, Eindhoven, 1978
41. Voorden, M.: *Direct solar irradiation on given areas in the nuit environment, calculated with the computer program SIBEI*, (to be published), Delft University of technology, Delft, 1988
42. Zilitinkiewicz, S.S., Czalikow, D.W.: *O rozczoiitie wertykalnych turbulentnych potokow w przizemnom sloje atmosfery po danym gradientnych nabludienij*, Izv. AN SSSR, Fizyka Atmosfery i Okeana, 4, 9, 1968
43. Zilitinkiewicz, S.S.: *The resistance laws and the prediction equations for the depth of the planetary boundary layer*, J. Atm. Sci., 32, 4, 1975
44. Zilitinkiewicz, S.S.: *Comments on "A model for dynamics of the inversion above a convective boundary layer*, J. Atm. Sci., 32, 5, 1975

a przy uwzględnieniu równania (67):

$$(75) \quad c = \frac{\alpha_k \cdot T}{v^2 \cdot \rho} ;$$

2.7. Uwagi i wnioski

Uwzględnienie wpływu środowiska wymaga opracowania modelu wymiany energii między środowiskiem fizycznym otaczającym budynek a budynkiem o dowolnym kształcie. Określenie tego wpływu na bilans cieplny budynku stanowi pierwszy etap w analizie poprzedzającej projektowanie budynków energooszczędnych. Następnym etapem analizy służącej do poprawnego projektowania tych budynków są zagadnienia wyznaczania temperatury i strumienia energii w samych budynkach.

Po rozwiązaniu zagadnień termicznych z uwzględnieniem warunków środowiska można będzie właściwie ocenić procesy cieplne zachodzące w budynku. Dostatecznie dokładne wyznaczenie tych strumieni ciepła pozwoli oszacować straty i zyski energetyczne występujące w czasie użytkowania budynku.

Przy wyznaczaniu strat i zysków energetycznych należy uwzględnić takie czynniki jak:

- oddziaływanie środowiska zewnętrznego na budynek,
- system wentylacji,
- system ciepłowniczy,
- system elektroenergetyczny,
- właściwości przewodzenia, absorpcji i pojemności cieplnych zewnętrznych przegród pełnych,
- właściwości przenikania, absorpcji promieniowania przegród przezroczystych,
- szczelność obudowy budynku,
- człowieka jako bezpośredniego użytkownika.