

## Wykład 9

Obecnie przejdziemy do opisu systemu klimatycznego układu Ziemia-Atmosfera. Zrozumienie klimatu ziemskiego oraz jego zmian wymaga kompleksowych studiów nad bilansem promieniowania słonecznego oraz ziemskiego oraz procesów zachodzących w atmosferze oraz oceanie. W ramach tego cyklu wykładów ograniczymy się jedynie do roli promieniowania i procesów radiacyjnych zachodzących w atmosferze.

Jednym z głównych pojęć jest stan równowagi radiacyjnej na górnej granicy atmosfery. Promieniowanie słoneczne zaabsorbowane przez układ Ziemia-Atmosfera musi być zbilansowane przez emisję promieniowania podczerwonego układu. Równowaga tak zdefiniowana nosi nazwę równowagi klimatycznej. W przypadku gdyby taka równowaga nie miała miejsca, temperatura układu Ziemia-Atmosfera zmieniałaby się dążąc do nowego stanu równowagi. Badania paleoklimatyczne potwierdzają, że tempo zmian temperatury na Ziemi jest niewielkie (obecne ocieplenie nie przekracza  $1^\circ$  na 100 lat). Stan równowagi klimatycznej należy rozumieć jako stan w skali co najmniej 30-stu lat, gdyż okres ten jest uznawany jako podstawowy do określania klimatu Ziemi. Poza stanem równowagi klimatycznej możemy mówić również o stanie równowagi radiacyjnej odnoszącym się do znacznie krótszych okresów czasu. Była o nim mowa podczas omawiania quasi-równowagi termodynamicznej ze związanym z nim prawem Kirchhoffa.

W celu opisanego bilansu promieniowania w atmosferze rozważmy dwu-strumieniowany model radiacyjny. W tym celu obliczymy zerowy moment radiancji

$$\int_{\Omega} I d\Omega = 4\pi \bar{I}$$

gdzie  $\bar{I}$  jest średnią radiancją. Pierwszy moment radiancji jest równy strumieniowi promieniowania  $F$

$$\int_{\Omega} \mu I d\Omega = F.$$

Drugi moment może być obliczony z przybliżenia semi-izotropowego. Oznacza to, że radiancja oddolna (w górę)  $I^\uparrow$  jest stała (niezależna od kąta zenitalnego), ale może być różna od radiancji od górnej (w dół)  $I^\downarrow$ , która również jest izotropowa. Można, więc zapisać drugi moment w postaci

$$\int_{\Omega} \mu^2 I d\Omega = \int_{\Omega^+} \mu^2 I^\uparrow d\Omega + \int_{\Omega^-} \mu^2 I^\downarrow d\Omega = I^\uparrow 2\pi \frac{1}{3} + I^\downarrow 2\pi \frac{1}{3} = \frac{4\pi}{3} \frac{I^\uparrow + I^\downarrow}{2} = \frac{4\pi}{3} \bar{I}.$$

Wychodząc z równania transferu promieniowania w następującej postaci

$$\mu \frac{dI(\mu, \phi)}{d\tau} = I(\mu, \phi) - (1 - \omega)B - \frac{\omega}{4\pi} \int_{\Omega'} P(\mu', \phi', \mu, \phi) I(\mu', \phi') d\Omega' - \omega f \frac{P(\mu, \phi, \mu_o, \phi_o)}{4\pi}$$

gdzie  $f = F_o^s e^{-\tau/\mu_o}$  a następnie całkując równanie transferu po kącie bryłowym i korzystając ze wzorów na momenty radiancji otrzymujemy

$$\frac{dF}{d\tau} = 4\pi(1 - \omega)(\bar{I} - B) - \omega f .$$

Następnie mnożąc równanie transferu promieniowania stronami przez  $\mu$  i całkując mamy

$$\frac{4\pi}{3} \frac{d\bar{I}}{d\tau} = F(1 - \omega g) - \omega g \mu_o f$$

gdzie wykorzystano związek (patrz ćwiczenia)

$$\int_{-1}^1 P(\mu, \phi, \mu', \phi') \mu d\mu = g \mu' .$$

Można go wyprowadzić rozwijając funkcję fazową w stowarzyszone wielomiany wielomiany Legendrea. Różniczkując po grubości optycznej  $\tau$  związek na pochodną strumienia po grubości optycznej, otrzymujemy ostatecznie

$$\frac{d^2 F}{d\tau^2} = 3(1 - \omega)(1 - \omega g)F - 4\pi(1 - \omega) \frac{dB}{d\tau} - f \left[ \frac{\omega}{\mu_o} + 3\omega g \mu_o (1 - \omega) \right] .$$

Warunek brzegowy na powierzchni ziemi, której albedo wynosi zero ma postać

$$I^\uparrow = B_g$$

a zatem strumień promieniowania na powierzchni ziemi wyraża się wzorem

$$F = \pi I^\uparrow - \pi I^\downarrow = 2\pi(B_g - \bar{I}) .$$

Równowaga radiacyjna w stratyfikowanej atmosferze wymaga zerowej dywergencji strumienia radiacyjnego, a więc

$$\frac{dF}{dz} = 0$$

czyli  $F = F_T + F_S = \text{const} = 0$ ,

gdzie  $F_T$  i  $F_S$  są odpowiednio strumieniami promieniowania długofalowego oraz

krótkofalowego. Założymy w naszym modelu, że atmosfera jest przezroczysta dla

promieniowania krótkofalowego. Związku z tym strumień ten jest stały z wysokością. Z

równowagi radiacyjnej wynika, że strumień promieniowania długofalowego jest również

stały. Strumień promieniowania słonecznego może być zapisany w postaci

$$F_S = \bar{\mu}_o f (1 - A)$$

gdzie  $A$  jest albedem planetarnym, zaś  $\bar{\mu}_o$  średnim cosinusem kąta zenitalnego Słońca. Z

zasady zachowania energii wynika, że średni cosinus kąta zenitalnego Słońca jest równy stosunkowi przekroju czynnego globu do całkowitej powierzchni i wynosi

$$\bar{\mu}_o = \frac{1}{4} .$$

Globalne albedo  $A$  związane jest z odbiciem od powierzchni ziemi oraz chmur. W pierwszym przypadku albedo oszacowane jest na około 0.12, zaś przy uwzględnieniu chmur 0.31.

Uwzględniając ostatnią wartość strumień promieniowania słonecznego wynosi  $236.8 \text{ Wm}^{-2}$ .

Założmy na początek, że również promieniowanie długofalowe przechodzi przez atmosferę bez oddziaływania. W tym przypadku promieniowanie Ziemskie na górnej granicy atmosfery wynosi

$$F_T = \sigma T^4.$$

W stanie równowagi radiacyjnej strumień promieniowania na górnej granicy atmosfery wynosi

$$F = -\frac{1}{4}f(1-A) + \sigma T^4 = 0.$$

Stan równowagi wyznaczony jest przez temperaturę efektywną, która wyznaczana jest z powyższego równania bilansu.

$$T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{\frac{f(1-A)}{4\sigma}}.$$

gdzie  $f$  jest stała słoneczna na szczycie atmosfery.

Wyznaczona z tego równania temperatura efektywna dla układu Ziemia-Atmosfera wynosi 255 K. Jest to temperatura, jaką miałyby Ziemia przy braku atmosfery ale przy założeniu rzeczywistego albedo planetarnego. Zakładając albedo planetarne na poziomie 12% temperatura ta wynosi około 270 K

Rozważmy obecnie bardziej rzeczywistą sytuację, w której dopuszczamy pochłanianie promieniowania długofalowego. Zakładać będziemy, że promieniowanie długofalowe nie jest rozpraszane a zatem  $\omega_T = 0$ . Równanie transferu promieniowania wyprowadzone powyżej przyjmuje następującą postać

$$4\pi \frac{dB}{d\tau} = 3F_T.$$

Ponieważ  $F_T$  jest stałe całkowanie równania prowadzi do związku

$$B(\tau) - B(0) = \frac{3F_T \tau}{4\pi}.$$

Warunek brzegowy na powierzchni ziemi ma postać

$$F = 2\pi(B_g - \bar{I}).$$

Ze wzoru na pochodną strumienia radiacyjnego ( $\frac{dF}{d\tau}$ ) wynika, że  $\bar{I} = B$ . Stąd warunek

brzegowy ostatecznie ma postać

$$B_g - B(\tau_1) = \frac{F_T}{2\pi}.$$

Warunek brzegowy na górnej granicy atmosfery ma postać

$$B(0) = \frac{F_T}{2\pi}.$$

Korzystając z tych zależności otrzymujemy ostatecznie

$$B(\tau) = \frac{\sigma}{\pi} T^4(\tau) = \frac{F_T}{2\pi} \left( 1 + \frac{3}{2} \tau \right)$$

$$B_g = \frac{\sigma}{\pi} T_g^4(\tau) = \frac{F_T}{2\pi} \left( 2 + \frac{3}{2} \tau_1 \right).$$

Jednym z zaskakujących rezultatów przedstawionego modelu jest nieciągłość w profilu (Rys. 9.1) temperatury pomiędzy temperaturą powierzchni ziemi a przylegającym powietrzem. W rzeczywistości taki skok temperatury nie jest obserwowany, chociaż w wąskiej warstwie przyściennej obserwuje się bardzo duży gradient temperatur zwany super-adiabaticznym. Może on przekraczać nawet 500 °C/100m i jest obserwowany zarówno w dzień jak i w nocy tyle, że w tym ostatnim przypadku gradient temperatury ma przeciwny znak.

Głównym gazem odpowiedzialnym za pochłanianie promieniowania długofalowego jest para wodna. Dla potrzeb klimatycznych możemy założyć, że grubość optyczna zanika z wysokością eksponentalnie i wynosi

$$\tau = \tau_1 \exp\left(-\frac{z}{H}\right),$$

gdzie H jest skalą wysokości i możemy przyjąć, że H=2 km.

Przejdziemy obecnie do zdefiniowania warstwy Chapmana. Temperatura emisyjna  $T_e$  jest zdefiniowana jako temperatura ciała doskonale czarnego, które emituje tyle samo energii, co atmosfera a więc

$$F_T(\tau_e) = \pi B_e = \sigma T_e^4.$$

Poziom emisji można zdefiniować jako wysokość, na której temperatura powietrza wynosi  $T_e$ .

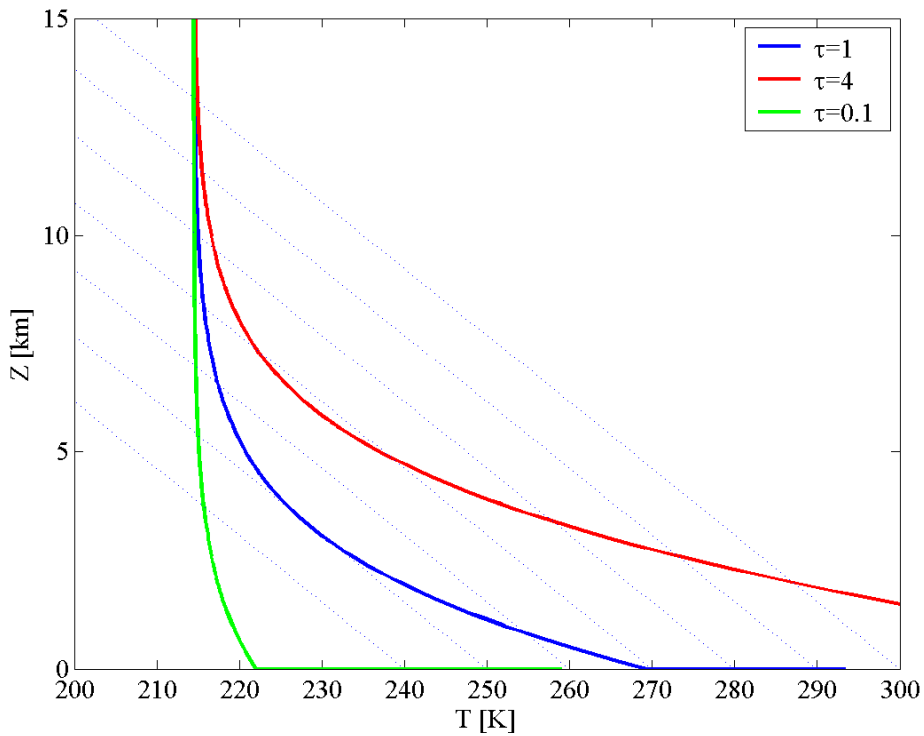
Ponieważ zachodzi równość

$$B_e = B(\tau_e) = \frac{F_T}{2\pi} \left( 1 + \frac{3\tau_e}{2} \right) = \frac{F_T}{\pi},$$

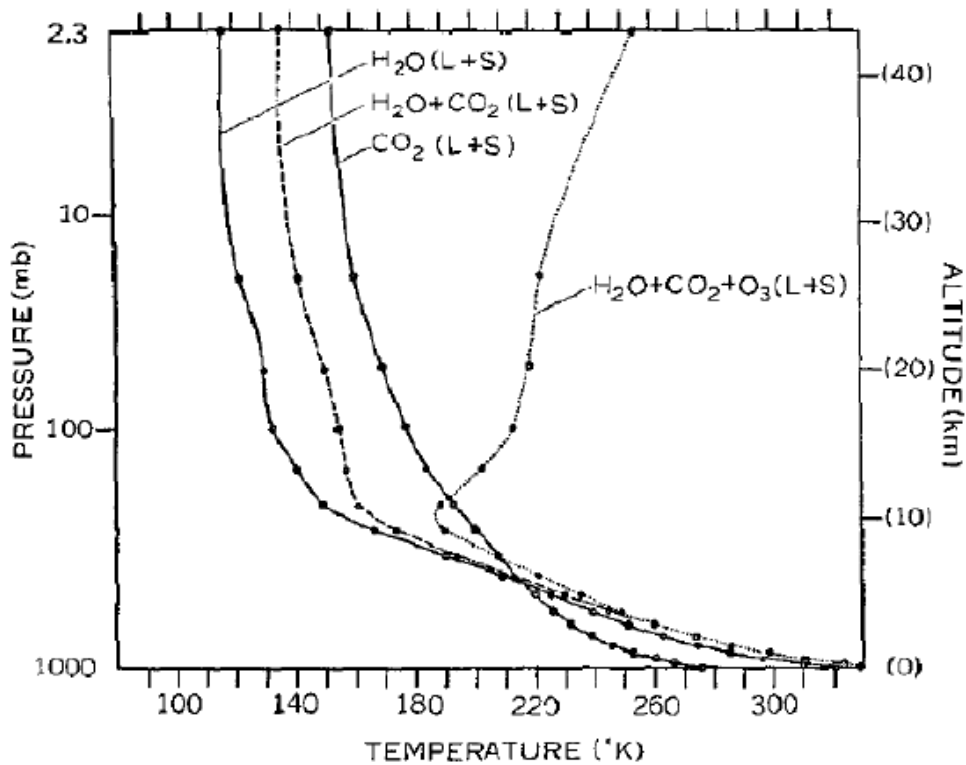
$$\text{stad } \tau_e = \frac{2}{3}.$$

Promieniowanie atmosfery może być w pierwszym przybliżeniu określane jako promieniowanie izotermicznej warstwy Chapmana (z maksimum na poziomie emisji) o

temperaturze  $T_e$ , na wysokości określonej przez grubość optyczną  $\tau_e = \frac{2}{3}$ .



Rys. 9.1 Profile temperatury powietrza w troposferze dla grubości optycznej  $\tau$  równej: 0.1 (niebieska linia), 1 (czerwona) oraz 4 (czarna). Przerwane linie odpowiadają średniemu spadkowi temperatury w troposferze  $6.5 \text{ K}/100\text{m}$ .



Rys. 9.2 Profile temperatury z wysokością przy założeniu równowagi radiacyjnej oraz różnego składu atmosfery.

Rozważmy przypadek  $\tau \gg 1$ . Wówczas radiancja promieniowania długofalowego na szczycie atmosfery ( $\tau=0$ ) skierowana do góry może być zapisana w postaci

$$I_v^\uparrow(0, \mu) = \int_0^\infty B_v(z) h_v(z, \mu) dz,$$

gdzie funkcja  $h_v(z, \mu)$  ma postać

$$h_v(z, \mu) = -\frac{1}{\mu} \frac{d\tau_v}{dz} \exp\left[-\frac{\tau_v(z)}{\mu}\right].$$

Łatwo zauważyć, że funkcja ta jest znormalizowana do jedności  $\int_0^\infty h_v(z, \mu) dz = 1$ . Załóżmy

ponownie, że grubość optyczna zanika wykładniczo z wysokością, a przez  $H$  oznaczmy skalę wysokości. Wówczas funkcję  $h_v(z, \mu)$  można zapisać w postaci

$$h_v(z, \mu) = \frac{1}{H\mu} \tau_v(z) \exp\left[-\frac{\tau_v(z)}{\mu}\right].$$

Osiąga ona maksimum dla  $\tau_v(z_{\max}) = \mu$  i jeśli  $\mu = \frac{2}{3}$ , to wówczas poziom ten odpowiada

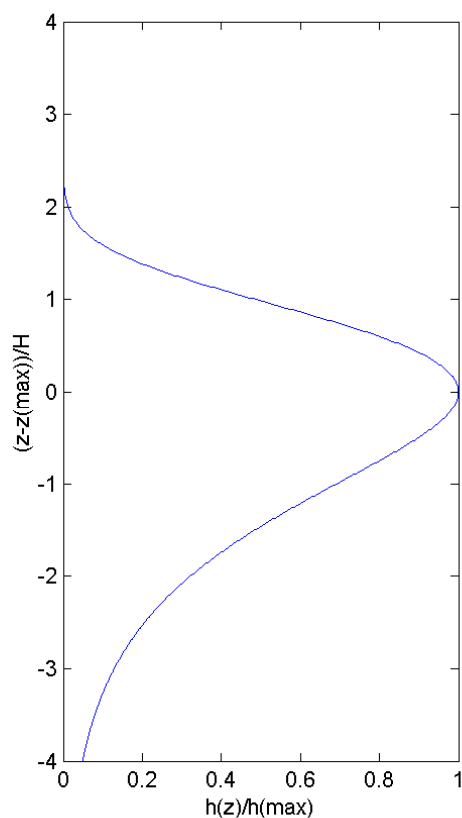
poziomowi emisji. Powyższe wzory odnoszą się do promieniowania monochromatycznego, ale w przypadku przybliżenia szarej atmosfery, jakie będziemy dalej stosować (grey approximation) własności absorpcyjne nie zależą od długości fali. W dalszej części będziemy pomijać zatem indeks  $v$ . Związek pomiędzy radiancją a strumieniem promieniowania po zastosowaniu twierdzenia o wartości średniej ma postać

$$F^\uparrow(z) = I^\uparrow(z, \bar{\mu}) \int_0^1 2\pi\mu d\mu = \pi I^\uparrow(z, \bar{\mu})$$

gdzie  $\bar{\mu}$  jest wartością z przedziału od 0 do 1. Wartość ta zależy od wielu czynników

atmosferycznych, ale w większości przypadków jest bliska  $\frac{2}{3}$ . Tak, więc maksimum funkcji

$h(z, \mu)$  dla strumienia promieniowania odpowiada poziomowi emisji. Funkcja ta opisuje tzw. warstwę Chapmana (Rys. 9.2) i może być zapisana w postaci



Rys. 9.2 Warstwa Chapmana dla grubości optycznej  $\tau \gg 1$

$$\frac{h(z)}{h(z_{\max})} = \frac{\tau(z)}{\tau(z_{\max})} \exp\left[1 - \frac{\tau(z)}{\tau(z_{\max})}\right]$$

gdzie

$$h(z_{\max}) = \frac{1}{eH},$$

$$\frac{\tau(z)}{\tau(z_{\max})} = \exp\left[\frac{z - z_{\max}}{H}\right].$$

Rys. 9.2 przedstawia warstwę Chapmana z maksimum na wysokości  $z_{\max}$  odpowiadającej grubości optycznej  $2/3$ .

### Efekty cieplarniany

Rozważmy atmosferę jako ciało szare, w której grubość optyczna zanika wykładniczo z wysokością

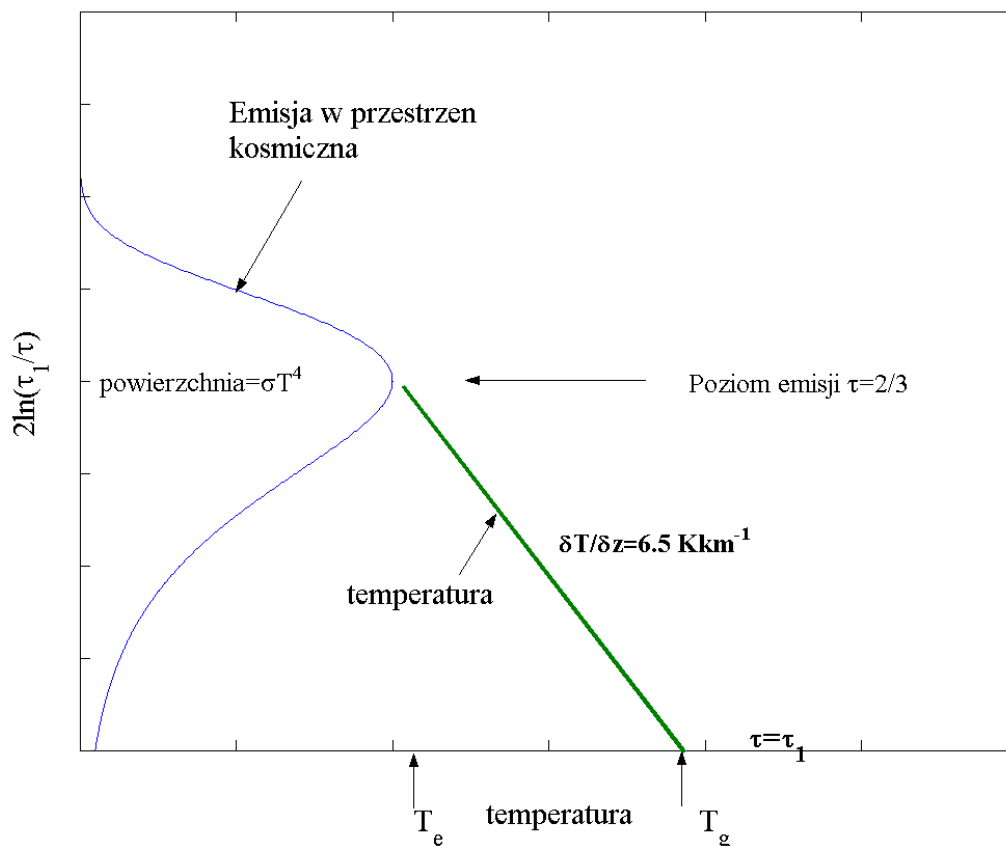
$$\tau = \tau_1 e^{-z/H}.$$

Ponieważ grubość optyczna na wysokości emisji  $z_e$  wynosi  $2/3$  stąd mamy

$$\frac{2}{3} = \tau_1 e^{-z_e/H}.$$

Wysokość emisji wyraża się wzorem

$$z_e = H \ln \frac{3\tau_1}{2}$$



Rys. 9.3 Prosty model efektu cieplarnianego

gdzie przyjmujemy, że skala wysokości  $H$  dla pary wodnej (gazu najsilniej pochłaniającego promieniowanie w atmosferze) wynosi 2 km. Jeśli przyjmujemy, że gradient temperatur powietrza w troposferze wynosi  $\Gamma = 6.5^\circ \text{ K km}^{-1}$  wówczas temperatura powietrza na powierzchni ziemi wynosi

$$T_g = T_e + \Gamma z_e = T_e + \Gamma H \ln \frac{3\tau_1}{2}.$$

Powyższe równanie zawiera wiele fizycznych informacji. Temperatura  $T_e$  zależy od stałej słonecznej oraz albedo planetarnego zaś całkowita grubość optyczna atmosfery w dalekiej podczerwieni  $\tau_1$  zmienia się w pierwszym przybliżeniu w zależności od zawartości gazów absorbujących w pionowej kolumnie powietrza. Wielkości  $H$  oraz  $\Gamma$  są określone przez wiele procesów między innymi przed dynamikę i stratyfikację atmosfery. Wszystkie te wielkości występujące w analizowanym modelu decydują o temperaturze powierzchni ziemi. Dla strumienia promieniowania słonecznego  $F_s = -236.3 \text{ W m}^{-2}$  oraz  $\Gamma H = 13 \text{ K}$  oraz  $\tau_1 = 8$  mamy

$$T_e = 254.1 \text{ K},$$

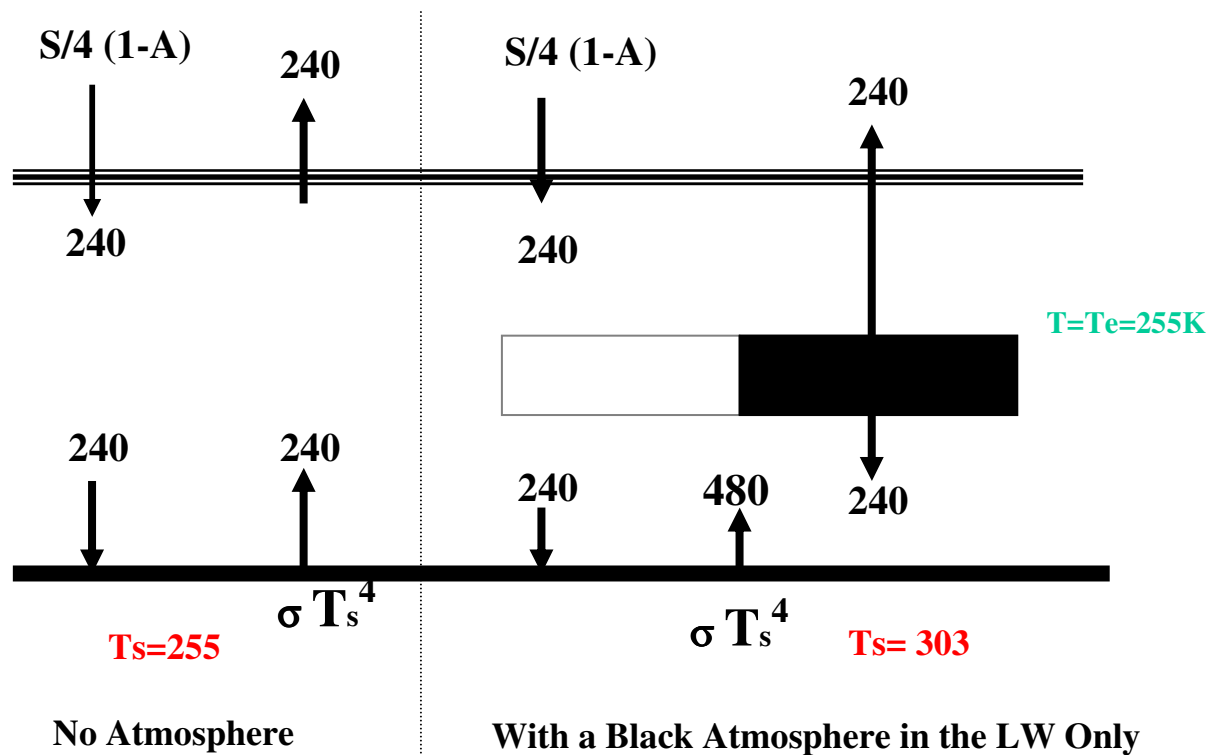
$$T_g = 286.4 \text{ K},$$



$Z_e=5$  km.

Grubość optyczna  $\tau_1=8$  została tak wybrana, aby temperatura powierzchni ziemi była równa średniej temperaturze obserwowanej na Ziemi. Zauważmy, że grubość optyczna w dalekiej podczerwieni jest więc około 30 razy większa, niż obserwowana w obszarze widzialnym.

Gazy cieplarniane	$\Delta T$	Procentowy wkład	Koncentracja
para wodna	20.6	62.1%	30 ppvt
CO <sub>2</sub>	7.2	21.7%	350 ppmv
O <sub>3</sub>	2.4	7.2%	50 ppbv
N <sub>2</sub> O	1.4	4.2%	320 ppbv
CH <sub>4</sub>	0.8	2.4%	17 ppbv
freony	<0.8	2.4%	1 ppbv
efekt cieplarniany	33.2		



Rys. 9.4 Prosty model efektu cieplarnianego

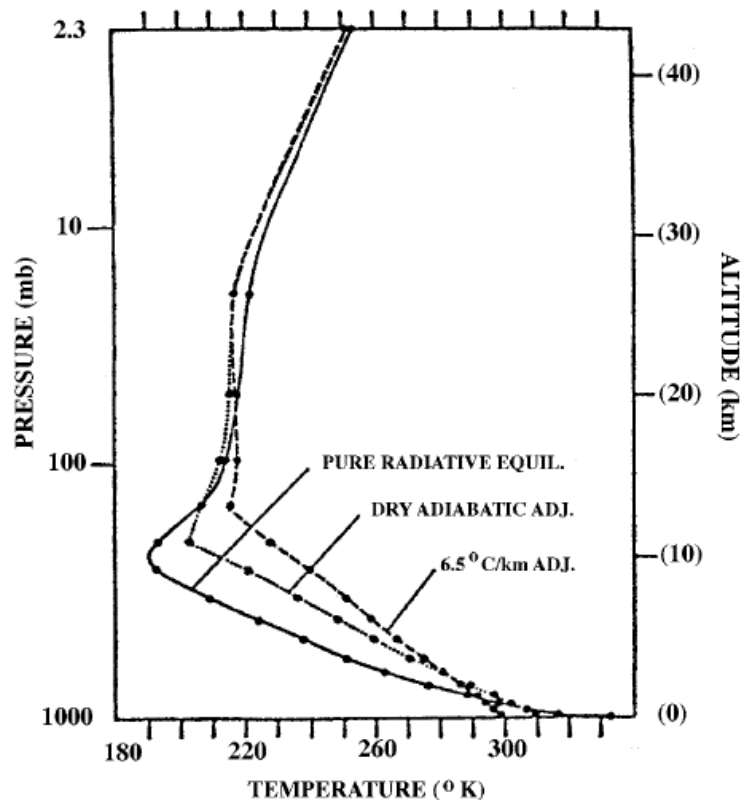
Przybliżenie ciała szarego, jakie zastosowano dla atmosfery jest bardzo silnym założeniem, gdyż w rzeczywistości absorpcja zależy silnie do długości fali. Mimo to, daje pewien obraz o bilansie promieniowania w aspekcie klimatycznym. W przedstawionym przypadku, termiczny wymiar efektu cieplarnianego będący różnicą pomiędzy

temperaturą przy powierzchniowej warstwy powietrza a temperaturą efektywną wynosi 32.3 K. Rzeczywisty wkład poszczególnych gazów do efektu cieplarnianego przedstawia poniższa tabela. Dominujący wpływ na efekt cieplarniany ma para wodna i w dalszej kolejności dwutlenek węgla oraz ozon. Procentowy wkład pozostałych gazów do efektu cieplarnianego jest niewielki, jednak może sięgać jednego stopnia.

### **Równowaga radiacyjno-konwekcyjna**

Równowaga radiacyjna w atmosferze prowadzi do ponad suchoadiabatycznych gradientów temperatury w troposferze, które są bardzo rzadko obserwowane w rzeczywistości. Rozpatrzmy atmosferę przezroczystą dla promieniowania słonecznego, ale nie dla promieniowania podczerwonego. Atmosfera podlega chłodzeniu w tempie około  $100 \text{ Wm}^{-2}$  niezależnie od pory roku, oraz szerokości geograficznej. Łatwo pokazać, że odpowiada to ochładzaniu powietrza o 1 K/dobę. Ma to ogromne konsekwencje, gdyż ochładzanie to musi być równoważone poprzez inne procesy fizyczne. Jednym z nich jest adiabaticzne osiadanie atmosfery. Wystarczy, aby powietrze osiadało około 200 m/dobę do zbilansowania długofalowego wypromieniowania energii atmosfery. Największymi obszarami prądów zstępujących są opadające części komórki Hadleya przypadające na 25-30 równoleżnik. W rejonach tych występują z reguły obszary pustynne lub półpustynne. Poza tymi obszarami, prądy zstępujące występują również w obszarze opadającej części komórki Walkera, oraz w antycyklonach. W pozostałych rejonach świata, głównie to konwekcja transportuje energię od powierzchni ziemi do swobodnej atmosfery. Transport ten odbywa się za pomocą ciepła odczuwalnego oraz utajonego. Średnio rzecz biorąc, w pierwszym przypadku atmosfera otrzymuje około  $24 \text{ Wm}^{-2}$ , zaś w drugim  $78 \text{ Wm}^{-2}$ . Wydzielanie ciepła utajonego w czasie przejścia fazowego w chmurach jest znacznie efektywniejsze i ogrywa kluczową rolę w tropikach, oraz obszarach z intensywnymi ruchami konwekcyjnymi. Z drugiej strony ewaporacja chłodzi powierzchnię ziemi destabilizując silną chwiejność związaną z równowagą radiacyjną. Aby zbilansować ubytek  $100 \text{ Wm}^{-2}$  w atmosferze z powierzchni ziemi (głównie z oceanów) musi wyparować 0.4 cm wody w czasie doby. Zrównoważenie wychłodzenia atmosfery poprzez konwekcję prowadzi do równowagi zwanej radiacyjno-konwekcyjną. Odgrywa ona istotną rolę w atmosferze, gdyż opisuje stan równowagi zbliżony do rzeczywistości. Transport energii od powierzchni ziemi do swobodnej troposfery wpływa na zmniejszanie się pionowego gradientu temperatury. Średni gradient ustala się na poziomie około  $6.5 \text{ K km}^{-1}$  (Rys. 9.5), a więc jest znacznie mniejszy od gradientu

suchoadiabatycznego. W obszarach tropikalnych, gdzie zawartość pary wodnej w powietrzu jest najwyższa gradient ten zbliża się do adiabatycznego wymuszając w ten sposób intensywniejszy strumień ciepła odczuwalnego oraz utajonego równoważący silne chłodzenie atmosfery. Mamy więc w tym przypadku ujemne sprzężenie zwrotne, a pionowy gradient temperatury determinuje strumienie ciepła.

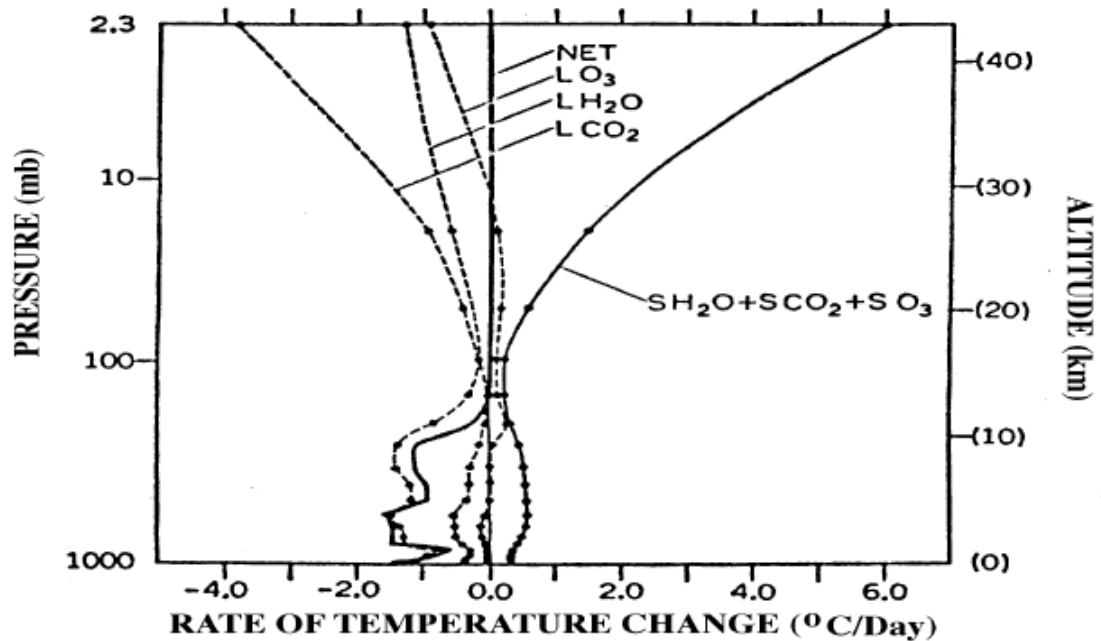


*Rys. 9. 5 Pionowy profil temperatury w atmosferze przy równowadze radiacyjnej, gradiencie suchoadiabatycznym oraz gradiencie  $6.5 \text{ K km}^{-1}$ .*

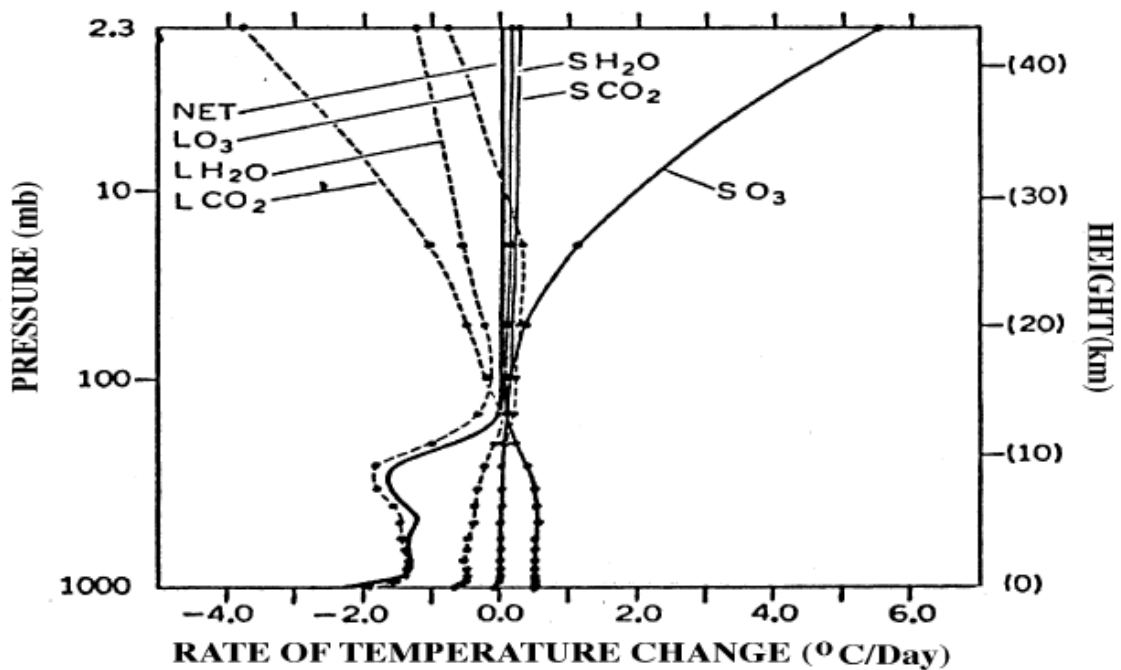
Na Rys 9.6 widoczne jest chłodzenie powietrza poprzez główne gazy atmosferyczne dla warunków bezchmurnych oraz średniego zachmurzenia (Rys. 9.7). Zauważmy, że chłodzenie netto powyżej troposfery jest zerowe, co oznacza, że panuje tam równowaga radiacyjna. W troposferze zaś obserwujemy silne wychładzanie atmosfery, gdyż panująca tam temperatura jest wyższa, niż wynikałoby to z równowagi radiacyjnej (efekt cieplarniany).

W dolnej troposferze para wodna determinuje to ochładzanie ze względu na jej wysoką zawartość. Wpływ  $\text{CO}_2$  jest niewielki, jednak powyżej tropopauzy zdecydowanie dominuje w ochładzaniu powietrza. Równowagą dla dwutlenku węgla jest absorpcja przez

ozon w stratosferze. Ochładzanie przez ozon w dolnej troposferze jest stosunkowo słabe i głównie związane z absorpcją ozonu w paśmie około 9.6  $\mu\text{m}$ .

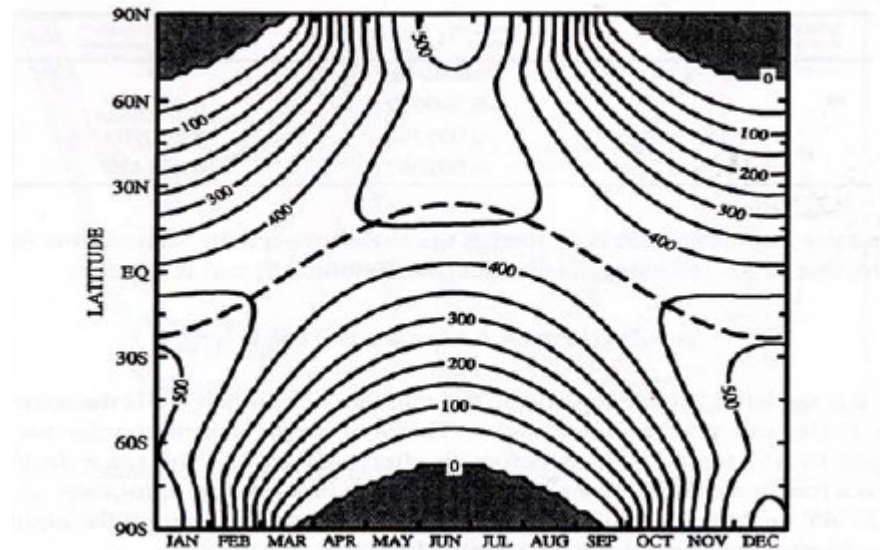


Rys 9.6 Pionowy rozkład chłodzenia radiacyjnego przez poszczególne gazy podczas średniego zachmurzenia. Litera L przed nazwą gazów oznacza zmiany temperatury wywołane promieniowaniem długofalowym zaś S krótkofalowym.



Rys. 9.7 Pionowy rozkład chłodzenia radiacyjnego przez poszczególne gazy przy braku chmur. Litera L przed nazwą gazów oznacza zmiany temperatury wywołane promieniowaniem długofalowym zaś S krótkofalowym.

Rozpatrzmy zmiany bilansu promieniowania w zależności od szerokości geograficznej. Rys. 9.8 przedstawia średnią dobową insolację na szczycie atmosfery w zależności od szerokości geograficznej oraz czasu. Maksimum energii przypada niespodziewanie na okolice biegunów w czasie lata polarnego i przekracza  $500 \text{ Wm}^{-2}$ . Wynika to z faktu, że dzień tam trwa 24 godziny, chociaż Słońce nie przekracza wysokości  $23^\circ$  nad horyzontem. Najmniej energii dopływa w tym okresie do rejonów równika (około  $400 \text{ Wm}^{-2}$ ). Gdyby

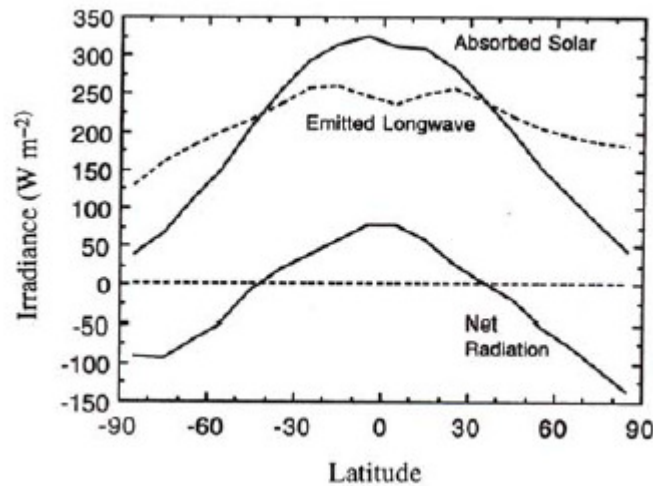


Rys. 9.8 Średnie dobowe wartości promieniowania słonecznego na szczycie atmosfery jako funkcja szerokości geograficznej i miesiąca. Linia przerywana oznacza szerokość geograficzną, gdzie występuje górowanie Słońca (Hartmann, 1994).

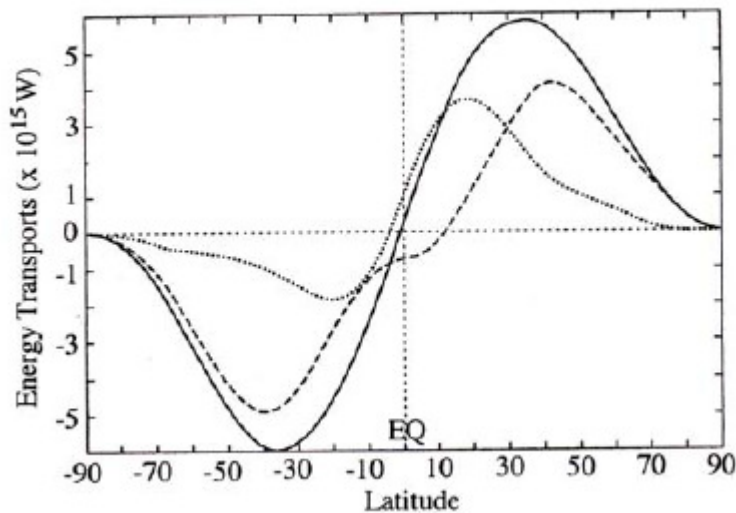
jednak wziąć pod uwagę energię promieniowania słonecznego dochodzącego do powierzchni ziemi, to obszary biegunowe otrzymują znacznie mniej energii. Związane jest to drogą optyczną atmosfery, jaką pokonuje słońce nad obszarami biegunowymi. Gradient promieniowania słonecznego jest bardzo mały w porównaniu do okresu zimowego, kiedy to kontrast pomiędzy równikiem a wyższymi szerokościami geograficznymi jest silny.

Średnia roczna zaabsorbowana przez układ Ziemia- Atmosfera energii słonecznej (linia ciągła) przedstawia Rys. 9.8. W tym przypadku rejony równika są zdecydowanie uprzywilejowane i wartość ta przekracza sześciokrotną absorpcję w rejonach biegunów. Przerywaną linią przedstawia energię emitowaną przez ten układ. Maksimum obserwuje się w rejonie zwrotników, gdzie temperatura jest najwyższa. Emisja w tych rejonach przekracza o około  $50 \text{ Wm}^{-2}$  emisję w rejonach tropikalnych. W obszarach równikowych emisja promieniowania jest zredukowana przez, po pierwsze, wysoką zawartość parę

wodnej oraz chmury (szczególnie cirrusy obejmujące znaczne obszary tropików). Wyraźna jest asymetria pomiędzy rejonami polarnymi półkuli południowej a północnej. Wynika to z obecności Antarktydy i jej silnego wychłodzenia. Różnicę pomiędzy obiema krzywymi przedstawia linia kropkowana. Pokazuje ona, że nadmiar energii występuje do około 40 równoleżnika maksimum na równiku. W rejonach polarnych półkuli północnej mamy największy niedomiar energii sięgający  $-130 \text{ Wm}^{-2}$ .



Rys. 9.9 Średnia roczna wartość energii promieniowania słonecznego absorbowanego przez układ Ziemia-Atmosfera, energia emitowane (promieniowanie długofalowe) oraz ich wartość netto (Hartmann 1994).



Rys. 9.10 Średnia roczna wartość energii transportowanej w kierunku północnym potrzebna do zrównoważenia bilansu radiacyjnego pomiędzy równikiem a biegunem. Linia ciągła oznacza bilans radiacyjny na szczycie atmosfery, linia przerywana w atmosferze zaś kropkowana w oceanie (Zhang Rossow, 1997).

Niezerowy bilans promieniowania pomiędzy równikiem a biegunami prowadzi do powstania transportu energii w kierunku biegunów. Odbywa się ona za pośrednictwem

pojawiającej się w jego skutek cyrkulacji Hadleya w obszarach niskich szerokości geograficznych, oraz niestabilności baroklinowych w średnich szerokościach. Rys. 9.10 pokazuje, że maksymalny transport energii w atmosferze występuje na 40 równoleżniku, podczas gdy w oceanie przesuwa się w kierunku niższych szerokości.

Przechodzimy obecnie do opisu bilansu promieniowania i zaczniemy od powierzchni ziemi. Ogólnie bilans można zapisać w następującej postaci

$$N_s + N_T = 0$$

gdzie  $N_s$  oznacza netto strumień promieniowanie słoneczne zaś  $N_T$  podobnie promieniowanie termiczne. Pierwszy z nich można zapisać następująco

$$N_s = F_s^\downarrow - A_s F_s^\downarrow = F_s^\downarrow (1 - A_s)$$

gdzie  $F_s^\downarrow$  oznacza strumień promieniowania całkowitego docierający do powierzchni ziemi, zaś  $A_s$  albedo powierzchni ziemi. Tak więc,  $N_s$  oznacza część promieniowania słonecznego, która jest pochłaniana przez powierzchnie ziemi. Po uwzględnieniu, że promieniowanie całkowite jest sumą promieniowania bezpośredniego  $F_{sdir}^\downarrow$  i

rozproszonego  $F_{sdiff}^\downarrow$  mamy

$$N_s = F_{sdir}^\downarrow + F_{sdiff}^\downarrow - A_{sdir} F_{sdir}^\downarrow - A_{sdiff} F_{sdiff}^\downarrow = F_{sdir}^\downarrow (1 - A_{sdir}) + F_{sdiff}^\downarrow (1 - A_{sdiff})$$

gdzie  $A_{sdir}$  jest albedem powierzchni ziemi dla promieniowania bezpośredniego, zaś  $A_{sdiff}$  albedem dla promieniowania rozproszonego. W ogólności te dwa typy albeda są różne (patrz wykład 4).

Promieniowanie długofalowe netto emitowane przez powierzchnie ziemi  $N_T$  ma postać

$$N_T = F_t^\uparrow - F_{tz}^\downarrow$$

gdzie pierwszy człon związany jest z emisją promieniowania z powierzchni ziemi, zaś drugi z tak zwanym zwrotnym promieniowaniem atmosfery. Zakładamy przy tym, że promieniowanie to jest w całości pochłanianie przez powierzchnie ziemi, a więc, że powierzchnia ziemia jest ciałem doskonale czarnym. Dyskusja tego uproszenia dyskutowana była na pierwszym wykładzie. Różnica pomiędzy wypromieniowaną energią przez powierzchnie ziemi a promieniowaniem zwrotnym nosi nazwę w polskiej nomenklaturze meteorologicznej promieniowania efektywnego. Ostatecznie po podstawieniu do wzoru bilans promieniowania na powierzchni ziemi ma postać

$$F_{sdir}^\downarrow (1 - A_{sdir}) + F_{sdiff}^\downarrow (1 - A_{sdiff}) = F_t^\uparrow - F_{tz}^\downarrow.$$

Bilans promieniowania nie jest bilansem energetycznym gdyż ten ostatni wymaga uwzględnienia transportu energii za pośrednictwem innych procesów. Wyróżniamy dwa podstawowe strumienie energii w atmosferze mające duże znaczenie w atmosferze: ciepła

odczuwalnego  $S$  oraz ciepła utajonego  $L$ . Stanowią one istotne źródła energii w swobodnej atmosferze, zaś na powierzchni ziemi prowadzi do ochładzania. Stąd człony te występują po prawej stronie bilansu energii na powierzchni ziemi. Przy zaniedbaniu transportu energii w glebie za pośrednictwem przewodnictwa cieplnego, bilans energetyczny ma postać

$$F_{\text{mdir}}^{\downarrow} (1 - A_{\text{mdir}}) + F_{\text{mdiff}}^{\downarrow} (1 - A_{\text{mdiff}}) = F_{\text{t}}^{\uparrow} - F_{\text{tz}}^{\downarrow} + S + L.$$

Bilans promieniowania na szczycie atmosfery ma znacznie prostszą postać i można go przedstawić w postaci

$$F_{\text{s}}^{\circ} (1 - A) = F_{\text{OLR}}^{\uparrow}$$

gdzie  $A$  jest albedem planetarnym,  $F_{\text{s}}^{\circ}$  oznacza stałą słoneczną, zaś  $F_{\text{OLR}}^{\uparrow}$  jest promieniowaniem długofalowym opuszczającym atmosferę (Outgoing Longwave Radiance).