Normalizacja i fizyka środowiska

Moduł 2. Klimat i pogoda na Ziemi

Instytut Fizyki PŁ 2022

2.1. Zerowymiarowy model cieplarniany

Zerowymiarowy model bilansu energetycznego Ziemi oznacza model niezależny od współrzędnych przestrzennych i czasu.

Padające promieniowanie słoneczne 100% jest częściowo pochłaniane przez atmosferę, częściowo odbite a częściowo wstecznie rozproszone w kosmos.

Stałą słoneczną *S* dzielimy przez 4, ponieważ energia padająca na przekrój Ziemi πR^2 jest rozłożona na całą jej powierzchnię $4\pi R^2$.



Promieniowanie powierzchni Ziemi jest w większości pochłaniane przez atmosferę. Atmosfera promieniuje zarówno w kosmos, jak i do Ziemi.

Rys. 2.1. Model bilansu energii powierzchni Ziemi i atmosfery.

Miedzy powierzchnią Ziemie i atmosferą zachodzi wymiana ciepła w wyniku parowania i konwekcji.

Podane liczby stanowią wciąż przedmiot dyskusji, jednak umożliwiają wyciągnięcie jakościowych wniosków.

(na podst.: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rozdz. 3.1) M2-1

Zerowymiarowy model cieplarniany



c – współczynnik niepromienistej wymiany ciepła Ziemi-atmosfera (parowanie i konwekcja).

Rys. 2.2. Zerowymiarowy model bilansu energii do obliczeń.

Założono, że atmosfera promieniuje tak samo w kosmos i w kierunku Ziemi (σT_a⁴).
 Nadwyżka promieniowania skierowanego w dół (widoczna na rys. 2.1) wynika z odbicia od atmosfery promieniowania powierzchni Ziemi (a'_aσT_s⁴).

(na podst.: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rozdz. 3.1) M2-2

Zerowymiarowy model cieplarniany

W stanie stacjonarnym z rys. 2.2 wynika następujący bilans energetyczny dla powierzchni Ziemi:

$$-t_{a}(1-a_{s})\frac{S}{4}+c(T_{s}-T_{a})+\sigma T_{s}^{4}(1-a_{a}')-\sigma T_{a}^{4}=0.$$
(1.1)

Bilans energetyczny atmosfery ma postać:

$$-(1-a_{\rm a}-t_{\rm a}+a_{\rm s}t_{\rm a})\frac{S}{4}-c(T_{\rm s}-T_{\rm a})-\sigma T_{\rm s}^{4}(1-t_{\rm a}'-a_{\rm a}')+2\sigma T_{\rm a}^{4}=0.$$
(1.2)

Rozwiązując układ powyższych równań można otrzymać temperaturę atmosfery T_a oraz powierzchni Ziemi T_s . Do obliczeń zwykle przyjmuje się parametry podane w tabeli 2.2.

Tabela 2.2. Parametry zerowymiarowegomodelu cieplarnianego.

Promieniowanie krótkofalowe	Promieniowanie długofalowe		
$a_{\rm s} = 0,11$			
$t_{\rm a} = 0,53$	$t'_{a} = 0,06$		
$a_{\rm a} = 0,30$	$a'_{a} = 0,31$		
$c = 2,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$			

Albedo powierzchni Ziemi a_s oraz atmosfery a_a są przedmiotem dyskusji. Dane z innych źródeł mogą się różnić.

(na podst.: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rozdz. 3.1) M2-3

Zerowymiarowy model cieplarniany - przykłady

Zmieniając parametry modelu zerowymiarowego można prześledzić zmiany globalnej temperatury.

2.1. *Biała Ziemia*. Gdyby Ziemia została pokryta lodem i śniegiem na lądach i oceanach, to $a_s = 0,75$ i można przewidzieć temperaturę powierzchni Ziemi 270 K. Ponieważ jest to poniżej temperatury zamarzania wody morskiej rozwiązanie to jest stabilne.

2.2. Zima nuklearna. Wybuch kilkuset głowic jądrowych spowoduje ogromne pożary. W wyniku zadymienia i zapylenia górnych warstw atmosfery współczynnik przepuszczania atmosfery zmniejszy się do $t_a = 0,43$ i temperatura powierzchni Ziemi spadnie do 283,6 K (oziębienie o 4,4°C).

2.3. *Zmiany stałej słonecznej.* Według modeli gwiazd stała słoneczna 2 mld lat temu wynosiła 85% obecnej wartości ale jednocześnie atmosfera zawierała więcej CO_2 , co oznacza mniejszą wartość t'_a i większą a'_a niż obecnie. Wiązanie CO_2 w procesie fotosyntezy kompensowało wzrost stałej słonecznej.

2.4. *Efekt cieplarniany* – jest wywołany przez wiele gazów podnoszących wartość a'_{a} . Ponieważ różne gazy mają różne czasy życia w atmosferze, ich wpływ z biegiem lat jest różny.

(na podst.: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rozdz. 3.1) M2-4

efekt cieplarniany

Gazy śladowe	Obecne stężenie [ppmv]	Obecny wpływ na ocieplenie [°C]	Potencjał globalnego ocieplenia za 100 lat
Para wodna	5000	20,6	
CO ₂	358	7,2	1
O ₃	0,03	2,4	
N ₂ O	0,2	0,8	310
CH ₄	1,7	0,8	21
Inne		0,6	≈ 1000
Całkowity wpływ		33,0	

Tabela 2.2. Wpływ najważniejszych gazów cieplarnianych na podniesienie temperatury obecnie i potencjał globalnego ocieplenia za 100 lat w porównaniu z działaniem CO_2 .

(źródło.: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, tabela. 3.3) Wiadomo, że stężenie CO_2 w atmosferze jest coraz większe (rys. 2.3). Zakładając stały wpływ pary wodnej, ocenia się, że za połowę wzrostu temperatury wywołanej przez człowieka w roku 2030 będzie odpowiadał dwutlenek węgla.



Rys. 2.3. Przyrost stężenia CO₂ wg obserwatorium Mauna Loa na Hawajach. http://esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/trends/full.html

efekt cieplarniany - dwutlenek węgla

Obecnie szacuje się, że ludzie emitują do atmosfery zaledwie **4%** CO₂ emitowanego ze źródeł naturalnych (źródło: *http://ziemianarozdrozu.pl/encyklopedia/16/cykl-weglowy-w-przyrodzie*). Należy jednak zwrócić uwagę, że:

➢ Naturalne mechanizmy emisji i absorpcji są bardzo zrównoważone, a dodatkowa rosnąca emisja dwutlenku węgla do atmosfery to stała niezrównoważona nadwyżka.

Emisja CO_2 spowodowana działalnością człowieka wykazuje wciąż trend wzrostowy zbliżony do geometrycznego (rys. 2.5). Szacuje się, że stężenie CO_2 do roku 2030 podwoi się (rys. 2.4) w porównaniu do początku rewolucji przemysłowej w 1765 roku (1763 r. – maszyna parowa).

Wiarygodne przewidywania wymagają uwzględnienia sprzężeń zwrotnych.





Rys. 2.4. Przyrost stężenia CO₂ od 1750. (źródło: *E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka* środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 3.3)

Rys. 2.5. Światowa emisja CO₂ spowodowana spalaniem paliw i produkcją cementu w przeliczeniu na sam węgiel w latach od 1900 do 2013. (Dane z: *http://cdiac.ornl.gov/trends/emis/glo_2013.html*) M2-6

efekt cieplarniany - inne gazy cieplarniane

➢ Jednocześnie wzrasta stężenie innych gazów cieplarnianych takich jak metan (rys. 2.6) i tlenek azotu (rys. 2.7), a wpływ tych gazów na przyszłą temperaturę na Ziemi jest trudny do oceny.



Rys. 2.6. Przyrost stężenia CH₄. (ppb – części na miliard).

Rys. 2.7. Przyrost stężenia N_2O wg obserwatorium Mauna Loa na Hawajach.

źródło: obserwatorium Mauna Loa na Hawajach http://esrl.noaa.gov/gmd/ccgg/trends_ch4/#global_data http://esrl.noaa.gov/gmd/hats/combined/N2O.html

Zerowymiarowy model cieplarniany - wymuszenie radiacyjne



Rys. 2.8.

W początkowym stanie równowagi $\Delta I = 0$. Załóżmy nagłe podwojenie stężenia CO₂.

Atmosfera zacznie pochłaniać więcej promieniowania długofalowego Ziemi o ΔI i osiągnięcie nowej równowagi wymaga wymaga wzrostu temperatury Ziemi o ΔT_s . To zjawisko nazywamy *wymuszeniem radiacyjnym*.

$$\Delta I = \frac{\partial I}{\partial T_{\rm s}} \Delta T_{\rm s} \tag{2.3}$$

Jeśli uwzględnimy, że Ziemia promieniuje niezupełnie jak ciało doskonale czarne, to natężenie *I* promieniowania powierzchni Ziemi wynosi:

$$I = \varepsilon \sigma T_{\rm s}^4. \tag{2.4}$$

Wówczas pochodną możemy zapisać w postaci:

$$\frac{\partial I}{\partial T_{\rm s}} = 4\varepsilon\sigma T_{\rm s}^3 = \frac{4I}{T_{\rm s}} = \frac{4}{T_{\rm s}}(1-a)\frac{S}{4}, \quad (2.5)$$

Podstawiając wartości *a*, *S*, *T*_s, otrzymujemy $\partial I/\partial T_s = 3,1 [W/(m^2 \cdot K)].$

$$\Delta T_s = G\Delta I \tag{2.6}$$

Gdy traktujemy wymuszenie radiacyjne ΔI jako przyczynę, a ΔT_s jako skutek, to G=0,3 m²K/W, gdzie G – nazywamy funkcją wzmocnienia.

W najdokładniejszych modelach zwykle szacuje się $\Delta I = 4,6$ W/m² (przy podwojeniu CO₂), co oznacza wzrost temperatury $\Delta T_s = 1,37$ K.

Koncepcja wymuszenia radiacyjnego odgrywa ważną rolę w modelach klimatycznych

(na podst.: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rozdz. 3.1) M2-8

Zerowymiarowy model cieplarniany - sprzężenie zwrotne

Przyrost temperatury będący rezultatem wymuszenia radiacyjnego wywoła wiele zjawisk, które będą go wzmacniać albo osłabiać. Efekty te można opisać jako ciąg sprzężeń zwrotnych. Rozważmy najpierw pojedyncze sprzężenie zwrotne jak na rys. 2.8.



Rys. 2.8. Zasada sprzężenia zwrotnego.

Do sygnału wejściowego $V_{\rm s}$ dochodzi sprzężony $V_{\rm F}$ i razem dają:

$$V_1 = V_{\rm s} + V_{\rm F}.$$
 (2.7)

Łączny efekt działania funkcji wzmocnienia *G* i funkcji sprzężenia *H* można opisać

$$V_2 = GV_1 = G(V_s + V_F) = G(V_s + HV_2)$$
(2.8)

skąd otrzymujemy

$$V_2 = \frac{G}{1 - GH} V_{\rm s} \,. \tag{2.9}$$

W przypadku gdy występuje więcej niezależnych pętli sprzężeń:

$$V_2 = \frac{G}{1 - \sum_i f_i} V_s$$
, gdzie $f_i = H_i G$. (2.10)

W modelu wymuszenia radiacyjnego, gdzie ΔI jest sygnałem wejściowym, a ΔT_s wyjściowym

$$\Delta T_{\rm s} = \frac{G}{1 - \sum_{i} f_i} \Delta I = G_{\rm f} \Delta I. \qquad (2.11)$$

Oszacowany wcześniej przyrost temperatury $\Delta T_s = 1,37$ K w wyniku podwojenia się stężenia CO_2 w atmosferze <u>nie uwzględniał</u> żadnych sprzężeń zwrotnych.

$$\Delta T_{\rm s} = \frac{G}{1 - \sum_{i} f_i} \Delta I = G_{\rm f} \Delta I.$$
(2.11)

$f_{\rm i} > 0$

Zjawiska wzmacniające globalne ocieplenie:

- 1. Topienie się lodów i śniegów zmniejszy albedo powierzchni Ziemi
 $a_{\rm s}$.
- 2.Ze wzrostem temperatury rośnie ilość pary wodnej w powietrzu, co powoduje zmniejszenie przepuszczalności atmosfery t'_a w podczerwieni i zwiększenie jej rozpraszania wstecznego a'_a.
- 3.Podwyższenie temperatury wód morskich zmniejszy ich zdolność absorbowania CO₂.
- 4.Szybszy rozkład materii organicznej w wyższej temperaturze dostarczy więcej CO₂ i CH₄.
- 5.Zwiększenie ilości CO_2 przyspiesza wzrost roślin, co prowadzi do obniżenia albedo a_s .

$f_{\rm i}$ < 0

Zjawiska osłabiające globalne ocieplenie:

- 6.Ocieplenie doprowadzi do wzmożonego rozwoju alg w wodach, które zużywają CO₂ do fotosyntezy.
- 7.Ocieplenie przyspiesza wietrzenie skał $CaSiO_3 + CO_2 \rightarrow CaCO_3 + SiO_2$.
- 8.Spalanie paliw kopalnych prowadzi do większej ilości cząstek aerozoli w powietrzu, co zwiększa albedo a_a (także a'_a).
- 9. Ocieplenie prowadzi do spadku pionowego gradientu temperatury $\partial T/\partial z$. Przy wyższej temperaturze paruje więcej wody ochładzając powierzchnię oceanów, para wodna kondensując ogrzewa górne warstwy atmosfery (gdzie jest zimniej).

Przewidywanie dalszych zmian temperatury jest obarczone wieloma niewiadomymi. Obecnie najlepsze modele przewidują, że podwojenie się stężenia CO₂ w atmosferze doprowadzi do **przyrostu temperatury od 1,5 do 4,5 K** (*wg. raportu IPCC - Międzyrządowy Zespół ds. Zmian Klimatu*).

Zerowymiarowy model cieplarniany - opóźnienie czasowe

Oceany zajmują 70,8% powierzchni kuli Ziemskiej. Ogrzanie oceanów trwa długo z powodu ich ogromnej pojemności cieplnej. Równanie $\Delta T_s = G_f \Delta I$ (2.11) opisuje jednak przypadek zerowej pojemności cieplnej powierzchni Ziemi, co prowadzi do natychmiastowego ustalenia się równowagi.

W przypadku oceanów wymuszenie promieniste ΔI równoważne jest sumie wzrostu wypromieniowania $\Delta T_s/G_f$ i prędkości zmiany energii cieplnej słupa wody $c_s(d/dt)\Delta T_s$:

$$\Delta I = c_{\rm s} \, \frac{\mathrm{d}(\Delta T_{\rm s})}{\mathrm{d}\,t} + \frac{\Delta T_{\rm s}}{G_{\rm f}},\tag{2.12}$$

gdzie c_s [J/(m²•K)] jest pojemnością cieplną 1 m² górnej warstwy wody (ogrzewa się górna kilkusetmetrowa warstwa wody znajdującej się w ciągłym ruchu).

Dla ΔI = const. rozwiązanie równania (2.12) ma postać

$$\Delta T_{\rm s}(t) = G_{\rm f} \Delta I \left[1 - \exp(1 - t / \tau) \right], \qquad (2.13)$$

gdzie stałą czasową $\tau = c_s G_f$ szacuje się na 50-100 lat.

(na podst.: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, rozdz. 3.1)

Obecnie na ogrzanie oceanu idzie około 90% energii globalnego ocieplenia, tzn. różnicy między energią zaabsorbowaną a wyemitowaną przez Ziemię. (źródło: *wypowiedzi prasowe dr hab. Jacek Piskozub, kierownik Zakładu Dynamiki Morza w Instytucie Oceanologii PAN w Sopocie*).

2.2. Pomiary temperatury na Ziemi

Uśrednione dane z satelitów i naziemnych stacji pomiarowych potwierdzają trend do globalnego wzrostu temperatury na Ziemi. Całkowity wzrost średniej temp. nad lądem i oceanem od 1850 roku do dekady 2011-2020 szacuje się na 1,09°C (raport IPCC 2020).



Zmiany temperatury na powierzchni Ziemi są nieco szybsze niż nad oceanem.

(źródło: https://data.giss.nasa.gov/gistemp/graphs_v3/Fig.A.gif, https://data.giss.nasa.gov/gistemp/graphs_v3/Fig.A2.gif

M2-12

2.3. Pogoda i klimat

2.3.1. Pionowa struktura atmosfery

Pogodę określają wielkości liczbowe opisujące opady, chmury, wiatry, temperaturę i liczbę godzin nasłonecznienia. Klimat określają statystyki tych samych parametrów ale oparte na obserwacjach robionych przez wiele lat. Do opisu klimatu wchodzą statystyki dobowych i rocznych przebiegów temperatury i innych zjawisk meteorologicznych.



Rys. 2.12. Struktura pionowa atmosfery.

Powyżej 80 km wzrost temperatury wynika z rozpadu cząstek tlenu O_2 na atomy pod wpływem światła. Atomy te silnie pochłaniają promieniowanie $\lambda = 100...200$ nm.

Powyżej około 50-60 km zachodzi rozpad atomów na jony O⁺, co prowadzi do powstania jonosfery, która odbija fale radiowe.

Na wysokościach 20-40 km zachodzi absorpcja nadfioletu przez cząsteczki O_2 co prowadzi do powstania ozonu O_3 . Ozon silnie pochłania promieniowanie o długości 200 do 300 nm, co powoduje wzrost temperatury.

Skala zjawisk pogodowych sięga: w poziomie długości obwodu Ziemi 40 000 km, natomiast w pionie do około 10 km, czyli w **troposferze**. Wyższe warstwy atmosfery sięgają do około 100 km, a kierunek zmian temperatury z wysokością wyznacza kolejne warstwy.

(źródło: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 3.7) M2-13

Pogoda i klimat – pionowy rozkład ciśnienia w troposferze

Atmosfera z dobrym przybliżeniem zachowuje sie jak gaz doskonały

$$pV = nRT, \qquad (2.14)$$

gdzie R = 8,314 J/(mol•K). Liczba moli *n* jest związana z masą gazu *m* [kg] oraz jego masą cząsteczkową *M* (28,97•10⁻³ kg/mol dla suchego powietrza)

$$n = m/M . \tag{2.15}$$



Rozważmy słup powietrza o wysokości dz, który znajduje się w równowadze hydrostatycznej z powietrzem powyżej i poniżej. Przyrost ciśnienia dp równoważy się z ciężarem słupa powietrza, co wyraża **równanie hydrostatyczne**

$$d p = -g \rho dz. \qquad (2.16)$$

W dolnej troposferze przyspieszenie ziemskie g można przyjąć za stałe, natomiast gęstość ρ maleje z wysokością.

 $p = \frac{m}{V} \frac{RT}{M} = \rho \frac{RT}{M}.$ (2.17) $\frac{d p}{d z} = -g\rho = -\frac{gM}{RT} p = -\frac{p}{H_e},$ (2.18)

gdzie *T* zmienia się od 200 do 300 K, zaś $H_e = RT/(gM)$ jest zwane *skalą pionową atmosfery izotermicznej*. Zakładając stałą wartość $H_e \approx 7,3$ km obliczoną dla średniej temperatury T = 250 K otrzymujemy wykładniczą zależność ciśnienia od wysokości

$$p = p_0 \exp(-z/H_e).$$
 (2.19)

Stąd wynika 10 krotny spadek ciśnienia ze wzrostem wysokości o $\Delta z = 16,8$ km.

Pogoda i klimat – pionowy rozkład temperatury w troposferze

Z I zasady termodynamiki

$$\delta Q = C_V n \,\mathrm{d}T + p \,\mathrm{d}V, \qquad (2.20)$$

gdzie C_V jest ciepłem molowym przy stałej objętości, a δQ pobranym ciepłem. Dla gazu, który zmienia swą objętość ale zachowuje masę Wznoszenie gazu w atmosferze można rozważać jako proces adiabatyczny.

 $c_n dT = \frac{dp}{dT}$,

Dla $\delta Q = 0$ z równania (2.21) znajdujemy

który zmienia swą objętość ale zachowuje masę

$$\delta Q = C_V n \, \mathrm{d}T + pm \, \mathrm{d} \left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho c_p} = \frac{RT}{p \, M \, c_p}. \quad (2.23)$$

$$= C_V n \, \mathrm{d}T + m \, \mathrm{d} \left(\frac{p}{\rho}\right) - \frac{m}{\rho} \mathrm{d}p = \frac{p = \rho \frac{RT}{M}}{p \, M \, c_p}. \quad (2.23)$$
Stąd i z wcześniejszego rezultatu

$$= C_V n \, \mathrm{d}T + nR \, \mathrm{d}T - \frac{m}{\rho} \mathrm{d}p = \frac{(2.17)}{p \, H \, C_p} = \frac{1}{\rho \, C_p} = \frac{gM}{RT} p \quad (2.18)$$

$$= C_p n \, \mathrm{d}T - \frac{m}{\rho} \mathrm{d}p = m \left(c_p \, \mathrm{d}T - \frac{\mathrm{d}p}{\rho}\right), \quad (2.21)$$
gdzie $C_p = C_V + R \, [J/(\mathrm{mol}\cdot\mathrm{K})]$ jest ciepłem
molowym przy stałym ciśnieniu,
 c_p jest ciepłem właściwym [J/(kg·K)]. \quad (2.25)

gdzie wielkość $\Gamma_d = g/c_p \approx 1^{\circ}C/100 \text{ m}$ nazywamy suchoadiabatycznym gradientem temperatury.

(2.22)

Pogoda i klimat – pionowy rozkład temperatury w troposferze

Dla powietrza wilgotnego, ale zawierającego parę nienasyconą, musimy uwzględnić, że para wodna stanowi część ω masy powietrza

$$c_p = (1 - \omega)c_{p,\text{powietrze}} + \omega c_{p,\text{para}}.$$
(2.26)

Podczas dalszego wznoszenia się w atmosferze i ochładzania część pary wodnej ulega stopniowej kondensacji, czyli d $\omega < 0$. Jeżeli ciepło parowania oddawane przez jednostkę masy pary wodnej oznaczymy ΔH_{ν} [J/kg], to ciepło parowania oddane jednostce masy powietrza w wyniku kondensacji (–d ω) części pary wynosi

$$\frac{\delta Q}{m} = \Delta H_{\nu} (-d\omega) \stackrel{(2.21)}{=} c_p dT - \frac{dp}{\rho}.$$
(2.27)

Stąd po przekształceniach

$$dT = \frac{dp}{\rho c_p} - \frac{\Delta H_v}{c_p} d\omega, \qquad (2.28)$$

i postępując dalej analogicznie jak dla powietrza suchego otrzymujemy

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z} = \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}p} \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z} = -\Gamma_{\mathrm{d}} - \frac{\Delta H_{v}}{c_{p}} \cdot \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}z} = -\Gamma_{\mathrm{s}} \,.$$
(2.29)

Wnioski:

- 1) Wilgotnoadiabatyczny gradient temperatury Γ_s jest mniejszy od gr. suchoadiabatycznego Γ_d .
- 2) Ponieważ zimne powietrze może zawierać małą ilość pary wodnej, więc w niskich temperaturach oba gradienty mają zbliżone wartości.
- 3) Dla ciepłego powietrza Γ_s może być nawet 2...3 razy mniejszy od Γ_d .

Stabilność i niestabilność atmosfery

Pionowy gradient temperatury $\partial T/\partial z$ w atmosferze formuje się pod wpływem wielu czynników i nie musi odpowiadać adiabatycznemu rozprężaniu obecnych tam gazów. Dla danego gradientu temperatury można rozróżnić przypadki:

(a) *atmosfera niestabilna*, gdy siła wyporu jest zgodna z kierunkiem ruchu. Gdy gradient temperatury otoczenia jest większy niż gradient adiabatyczny danego gazu, to gaz ten wznosząc się będzie oziębiał się wolniej od otoczenia i siła wyporu wywołująca ruch wznoszący będzie się nasilała. Natomiast, gdy gaz porusza się w dół, będzie ogrzewał się wolniej i ten ruch także będzie się kontynuowany. (**b**) *atmosfera stabilna*, gdy siła wyporu przeciwdziała ruchowi pionowemu. Wznoszące się cząstki powietrza oziębiają się szybciej od otoczenia i doznają ujemnego wyporu, co zawraca je do początkowego położenia. Możliwe jest wystąpienie oscylacji pionowych.





Stabilność i niestabilność atmosfery

Statyczna stabilność atmosfery jest ważna w opisie formowania sie chmur i przewidywania atmosfery. Wilgotne i ciepłe powietrze jest szczególnie niestabilne – powoduj konwekcję i tworzenie się chmur.





(źródło: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 3.10)

2.3.2. Poziomy ruch powietrza

Drugą zasadę dynamiki dla elementu atmosfery o objętości dV, masie ρdV i prędkości **u** możemy zapisać w postaci

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathbf{u}}{\mathrm{d}\,t}\rho\,\mathrm{d}\,V = \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_\eta + \mathbf{F}_{\mathrm{Cor}} + \mathbf{F}_g. \tag{2.30}$$

Siła lepkości

dx •

 $u_x(z+\mathrm{d}z)$

dz



 $-\mu \frac{\partial u_x}{\partial z}\Big|_{x,y,z} \,\mathrm{d} x \,\mathrm{d} y,$

zaś na górną ściankę:



Siła Coriolisa

$$F_{\rm Cor} = -2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} \rho \, \mathrm{d} V, \quad (2.34)$$

gdzie Ω jest prędkością kątową Ziemi

Siła pochodząca od gradientu ciśnienia



Siła grawitacji

(2.35) $F_{g} = g\rho dV.$

gdzie μ [Pa•s = kg/(m•s)] jest lepkością dynamiczną, $\mu/\rho = \nu [m^2/s]$ jest kinematycznym współcz. lepkości.

 $\frac{F_{\eta,x}}{m} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}$ i analogicznie w kierunku y. (2.32)

 $F_{x} = -\mu \frac{\partial u_{x}}{\partial z}(z) \, dx \, dy + \mu \frac{\partial u_{x}}{\partial z}(z + dz) \, dx \, dy = \mu \frac{\partial^{2} u_{x}}{\partial z^{2}} dV$ (2.31)

W meteorologii składową F_z można na ogół pominąć. Siła lepkości działająca na jednostkową masę wynosi:

(na podstawie: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, str. 64-67) M2-19

Przepływ geostroficzny

W atmosferze powyżej 500 m nad Ziemią:

* $\mathbf{u} \approx \text{const}$, zatem w równaniu (2.30) można zaniedbać d \mathbf{u}/dt ,

* siła grawitacji $F_{\rm g}$ jest równoważona przez składową pionową $F_{\rm c}$,

* $F_n \approx 0$ (bo Ziemia jest daleko).

Równanie (2.30) redukuje się do równowagi poziomych składowych siły Coriolisa i siły wynikającej z gradientu ciśnienia

$$-\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} = 0.$$
(2.36)
$$u_{\rm G} = \frac{|\nabla p|}{2\Omega\rho\sin\beta} = \frac{|\nabla p|}{f\rho},$$
(2.37)

Stąd prędkość wiatru geostroficznego

gdzie $f = 2\Omega \sin \beta$ jest *parametrem Coriolisa* zależnym od szerokości geograficznej β . Rzeczywiste przepływy atmosferyczne z dobrym przybliżeniem spełniają równanie (2.37) w umiarkowanych szerokościach geograficznych.

>Z równania (2.36) wynika, że wektor prędkości **u**_G jest równoległy do izobar.

>W przypadku cząstki poruszającej się pod wpływem gradientu ciśnienia na północ wektor \mathbf{u}_{G} będzie zwrócony na wschód na półkuli północnej, a na półkuli południowej na zachód.

➢ Przepływ geostroficzny dotyczy także oceanów. Poziome gradienty ciśnień w atmosferze i oceanie są równe na poziomie morza. Ponieważ gęstość wody ρ jest 1000 razy większa, prędkościom u_G rzędu 50 m/s w atmosferze odpowiadają prędkości rzędu 5 cm/s w oceanie.

(na podstawie: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, str. 67-68) M2-20

2.3.3. Modele baroklinowe

W modelowaniu pogody i klimatu należy uwzględnić sprzężenie między pionową i poziomą strukturą atmosfery, co można prześledzić na przykładzie modeli baroklinowych. W modelach baroklinowych gęstość atmosfery nie jest stała i zależy nie tylko od ciśnienia, dlatego powierzchnie stałego ciśnienia (izobaryczne) mogą być nachylone względem powierzchni stałej gęstości.



Ze względu na pionowy wersor **k** równanie (2.43) ma tylko składowe poziome. Z równania wynika, że poziome zmiany temperatury wywołują różnice prędkości **u** na różnych wysokościach z. Należy więc uwzględnić co najmniej dwie warstwy poziome z różnymi temperaturami i prędkościami wiatru. M2-21

2.4. Zmienność klimatu



W przeszłości klimat zmieniał się bez ingerencji człowieka. Dane o temperaturach w przeszłości uzyskuje się wieloma metodami, np. przez badanie stosunku izotopów ¹⁶O/¹⁸O w lodach Grenlandii.

Duże epoki lodowcowe następujące z okresem rzędu 100 000 lat, takie jak K1, K2 i K3 na rys. 2.14, można powiązać ze zmianami nasłonecznienia.

Przyczyny ochłodzenia P_I zwanego "małą epoką lodowcową", są mniej oczywiste. Jednym z poglądów jest uznanie tego ochłodzenia za skutek zmniejszonej aktywności słonecznej w połączeniu z dużą aktywnością wulkaniczną. Według innego lodowcowa jest pogladu mała epoka przykładem chaotyczności klimatu wynikającej z nieliniowości zjawisk zachodzących w atmosferze pod wpływem Słońca. Odkrywca teorii chaosu E.N. Lerentz, symulując na komputerze zjawiska meteorologiczne, zauważył, że minimalna zmiana stanu początkowego prowadzi po pewnym czasie do zupełnie różnych sytuacji (tzw. efekt motyla).

Rys. 2.14. Zmiany średniej temperatury powietrza przy powierzchni Ziemi w ostatnim milionie lat. (źródło: E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 3.13)

Zmienność klimatu i geometria układu Słońce Ziemia

W okresach czasu rzędu dziesiątek tysięcy lat orbita Ziemi nie może być uznana za stałą:

1. Oś obrotu Ziemi wykonuje **ruch precesyjny** z okresem 26 000 lat.



źródło: https://pl.wikipedia.org /wiki/Cykle_Milankovicia

2. **Precesja peryhelium**, tzn. punktu najmniejszej odległości od Słońca. Eliptyczna orbita Ziemi obraca się względem gwiazd stałych wykonując pełny cykl obrotu przez 112 000 lat.



źródło: https://pl.wikipedia.org /wiki/Ruch_peryhelium

Nakładanie się cykli 1 i 2 prowadzi do cyklu w astronomicznych porach roku około 21 000 lat.

3. Kąt pomiędzy osią obrotu Ziemi a normalną do płaszczyzny orbity (ang. *obliquity*) zmienia się od 22,1° do 24,5° w cyklu trwającym 41 000 lat. Obecnie kąt ten wynosi 23,44° i maleje. Przy większym nachyleniu rozszerza się strefa międzyzwrotnikowa oraz koła podbiegunowe – większe kontrasty między warunkami na różnych szerokościach geograficznych.

4. Kształt orbity Ziemi (ekscentryczność, ang. *eccentricity*) ulega zmianie w kliku nakładających się cyklach, z których najkrótszy wynosi około 95 000 lat.

Zmienność klimatu i geometria układu Słońce Ziemia

Milutin Milanković zaproponował powiązanie zmian klimatycznych na Ziemi z cyklami orbitalnymi (*cykle Milankovicia*), które przekładają się na zmiany nasłonecznienia Ziemi. Największy wpływ na klimat wydają się mieć zmiany ekscentryczności orbity (rys. 2.15).



Rys. 2.15. Periodyczność orbity i średnia temperatura w okresie 1 miliona lat (1 kyr = tys. lat). Źródło: *https://pl.wikipedia.org/wiki/Cykle_Milankovicia*.

Obliczenia Milankovicia wskazują, że obecnie nadchodzi epoka lodowcowa i w ciągu 60 000 lat nastąpi oziębienie o 5°C. Obecnie przypuszcza się, że oziębienie wynikające z cykli orbitalnych może zostać skompensowane przez narastający efekt cieplarniany. *Sprzężone ogólne modele cyrkulacji* stosowane obecnie do przewidywania zmian klimatu korzystają z wielu źródeł danych pomiarowych, uwzględniają zmiany regionalne i poru roku.

Równania różniczkowe muszą być rozwiązane numerycznie a o jakości rozwiązania decyduje wybór węzłów sieci i przedziałów czasowych. Wybory te są ograniczone czasem pracy komputerów.



*Zwykle używa się ang. terminu convective overturning (przyp. tłum.).

Rys. 2.16. Schemat ogólnego modelu cyrkulacji (OMC) z wymianą energii, opadami i parowaniem z lądu i oceanu, lodu i śniegu. (źródło: *E. Boeker, R. Grondelle, Fizyka środowiska, PWN, Warszawa 2002, Rys. 3.16*)

Modelowanie zmian klimatu – co dalej?

Według obliczeń opartych na cyklach Milankovicia zmierzamy do nowej dużej epoki lodowcowej. Zmiany te zachodzą jednak w okresie rzędu dziesiątek tysięcy lat. Obecnie przewidywania koncentrują się jednak na okresie do 2100 roku.

Wszystkie modele rozważane przez *Intergovernmental Panel on Climate Change* (IPCC) przewidują ocieplenie od 1,1 do 6,4°C w okresie 2000-2100 (www.ipcc.ch) i wskazują na dominujący wpływ działalności człowieka. Rozrzut przewidywań jest uzasadniony niepewnością co do scenariusza dalszego rozwoju ekonomicznego i liczebności globalnej populacji.

Niektórzy badacze przewidują jednak globalne oziębienie związane z obserwowanym obniżaniem się minimów oraz maksimów aktywności Słonecznej w cyklu 11 letnim (dr Abdussamatov z obserwatorium RAS w Petersburgu, także Valentina Zharkova z Uniwersytetu w Northumbrii w Wielkiej Brytanii).



Rys. 2.17. Zmiany stałej słonecznej. (źródło: *https://en.wikipedia.org/wiki/Global_warming*)



Rys. 2.18. (a) zmiany stałej słonecznej, (b) liczba plam na Słońcu (źródło: *http://www.columbia.edu/~mhs119/Solar/*)

Zadania do modułu 2 (materiał nieobowiązkowy)

1. Obecnie ekscentryczność orbity Ziemi powoduje, że Ziemia znajduje się o około 3% bliżej Słońca w styczniu (minimalna odległość) niż w lipcu (maksymalna odległość). Zakładając stałą aktywność słoneczną znaleźć:

a) o ile % zmienia się strumień energii promieniowania słonecznego padającego na Ziemię?

b) oszacować zmiany średniej temperatury $T_{\text{śr}} = 255$ K promieniowania Ziemi zakładając stan równowagi termicznej i że nie zachodzą jednocześnie żadne inne procesy wpływające na temperaturę Ziemi.

2. Na jakiej wysokości n.p.m. ciśnienie zmienia się od poziomu morza (od 1000 hPa) do 950 hPa, zakładając średnią temperaturę T=250K. O ile w rzeczywistości zmienia się temperatura na tej wysokość przy suchym powietrzu. ($c_p = 1000 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$)

3. Znaleźć wysokość góry, jeżeli ciśnienie na jej wierzchołku równe jest połowie ciśnienia nad poziomem morza. Przyjąć temperaturę jako stałą i równą 0°C.

4. W mieszaninie gazów, jaką jest powietrze, cząstkowe ciśnienie składników wynosi p_i , gęstość składników ρ_i , a masy molowe M_i . Jak można obliczyć średnią masę molową powietrza M, zakładając, że łączne ciśnienie powietrza p jest sumą ciśnień cząstkowych p_i , oraz że równanie stanu gazu doskonałego obowiązuje zarówno dla powietrza jak i dla poszczególnych gazów składowych? Oblicz M powietrza zakładając, że składa się ono z 75,5% azotu N₂, 23,2% tlenu O₂ oraz 1,3% argonu Ar w stosunku masowym.

5. Średnie stężenie pary wodnej w powietrzu wynosi $5 \cdot 10^3$ ppmv, czyli części na milion w stosunku objętościowym. Ile wynosi odpowiadające mu stężenie ppm zdefiniowane jako części na milion w stosunku masowym? Masa molowa wody wynosi około 18 g/mol, średnia masa molowa powietrza 29 g/mol.

6. W Holandii, w czasie powodzi z 1953 roku, woda wpływała do ujścia Renu o szerokości 4,8 km z zachodu na wschód z prędkością 1,25 m/s. Oblicz różnicę poziomów wody na obu brzegach tej rzeki powstała na skutek działania siły Coriolisa, przyjmując szerokość geograficzną północną 52°.

KONIEC