3. Radiația solară, terestră și atmosferică

Cauza de bază a tuturor fenomenelor care au loc în atmosferă rezumate în esență pentru troposferă la producerea de energie cinetică prin vânt, variațiile de energie internă a maselor de aer, prin oscilații termice și transfer de energie între componentele sistemului climatic, este energia de la Soare.

Deci energia de la Soare deține făra îndoială cel mai important control al vremii și climei. De aceea ca să avem o bază pentru înțelegerea proceselor atmosferice, trebuie să cunoaștem care sunt cauzele variațiilor în spațiu și în timp ale energiei solare care ajunge la suprafața Pământului.

Relația dintre Pamânt și Soare este strâns legată de mișcările pe care le efectuează Pământul în raport cu Soarele: mișcarea de rotație în jurul propriei axe și mișcarea de revoluție.

In timpul celor 24 de ore, perioada de rotație în jurul axei proprii, o jumătate din planeta este luminată, cealaltă întunecată.

Fig. 3.1. Radiația care ajunge la pământ la un unghi mai mic trebuie sa parcurgă un drum mai lung prin atmosferă decât cea care ajunge sub un unghi mai mare și astfel se pierde mai mult prin reflexie și absorbție (la un unghi de 90° cea mai intensa radiație solară).



Cealaltă

mișcare a Pământului, de revoluție, se referă la mișcarea prin care planeta descrie o traiectorie sub formă de elipsă, cu Soarele situat într-unul din focare, cu o viteză de aproximativ 113000 km pe oră. Atmosfera se mișcă odată cu Pământul cu aceeași viteză.

Distanța de la Soare la Pământ variază în timpul anului, distanța medie fiind de 149.500.000 km. Distanța este mai mică la 3 ianuarie (la periheliu sau perigeu) și mai mare la 4 iulie (afeliu sau apogeu). Se definește, excentricitatea orbitei planetei $e = \sqrt{(a^2 - b^2)} / a$ cu a, distanța la Soare la periheliu, având expresia a = r(1-e) și b distanța la Soare la afeliu, b = r(1+e), unde r este vectorul de pozitie Pământ-Soare.

Energia solară în timpul periheliului este mai mare decât în timpul afeliului:

$$\frac{E_p}{E_A} = \frac{(1+e)^2}{(1-e)^2}$$
 3.1

Variațiile în cantitatea de radiație solară primită de pământ ca rezultat al mișcarii de rezoluție sunt făra importanță și cu consecințe minore în explicația variațiilor sezoniere majore ale temperaturii.

Variația sezonieră a înălțimii soarelui (unghiul deasupra orizontului) afectează cantitatea de energie primita la suprafața pamântului, în doua moduri: întâi, la unghiuri mari (exemplu 90°), radiația solară este mai concentrată; la unghiuri mici radiația este împrăștiată și mult mai puțină atinge suprafața. În al doilea mod care este de mai mică importanță, unghiul determină drumul pe care-l parcurge radiația prin atmosferă (Fig. 3.1). Astfel, la un unghi de 90° radiația traverează o atmosferă de o anumită grosime în timp ce dacă radiația intră sub un unghi de 30°, atunci traversează o atmosfera cu o grosime de două ori mai mare, ca la 5° să traverseze o atmosferă de 11 ori mai groasă. Un drum mai lung, crește posibilitățile de absorbție, reflexie și împrăștiere a radiației ceea ce reduce intensitatea radiație care atinge suprafața.

Pe scurt, cele mai importante cauze pentru variația cantității de energie solară care ajunge la suprafață sunt: variațiile sezoniere ale unghiului sub care radiația de la Soare atinge Pământul și lungimea zilei.

Se știe că axa Pământului nu este perpendiculară pe planul orbitei sale în jurul soarelui; ea este înclinată cu 23°28' fața de normală (Fig. 3.2.). Aceasta se cunooaște drept *înclinarea axei* și dacă axa nu ar fi înclinată nu ar exista nici-o variație în sezoane. În plus, apare o migrare anuală a radiației directe de la soare cauzată de schimbarea orientării axei pământului în raport cu razele de la soare în perioada unui an; într-o zi a fiecărui an, axa este astfel încât emisfera de nord este "înclinată" cu 23°28' către soare, ca după șase luni, când pământul se deplasează pe partea opusă a orbitei sale să fie "înclinată" cu 23°28' în partea opusă soarelui. Istoric, patru zile dintr-un an au semnificatie specială legata de această migrare (Fig. 3.2.) În zilele de 21 sau 22 iunie Pământul este într-o poziție în care axa în emisfera de nord este înclinată cu 23°28' către soare și deci radiația verticală de la soare atinge latitudinea de 23°28' N, latitudine cunoscută ca *Tropicul Racului*. Pentru locuitorii din Emisfera de Nord ziua de 21 iunie este cunoscută ca *solstițiul de vară*.



Șase luni mai târziu, la aproximativ 21 sau 22 decembrie, Pământul este în poziția opusă și radiația verticală de la soare atinge latitudinea de 23°28'S, latitudine cunoscută ca *Tropicul*

Capricornului. Pentru locuitorii din emisfera de nord ziua de 21 sau 22 decembrie este cunoscută ca *solstițiul de iarnă*.

Echinocțiile au loc la jumătatea perioadei dintre solstiții. În 22 sau 23 septembrie este echinocțiul de toamna pentru Emisfera Nordică și 21 sau 22 martie reprezintă data pentru echinocțiul de primăvară. La aceste date radiația verticală de la Soare atinge ecuatorul (latitudinea de 0°).

Ziua este egală cu noaptea la echinocțiu și este mai mare decât noaptea la solstițiul de vară (cea mai lungă zi a anului) și mai scurtă decât noaptea la solstițiul de iarnă (cea mai lungă noapte a anului). La aceeași latitudine, toate localitățile, au aceeași lungime a zilei și ar trebui să aibă aceeași temperatură dacă n-ar mai interveni și o mulțime de alți factori în distribuția radiației de la Soare.

Aşadar, înălțimea Soarelui controlează temperatura dar nu este singurul control pe care-l exercită soarele asupra parametrilor care caracterizează starea atmosferei.

3.1. SOARELE ȘI RADIAȚIA SOLARĂ

Soarele radiază în spațiul cosmic o imensă cantitate de energie sub forma radiației electromagnetice. Intensitatea radiației solare descrește în progre și e geometrică, când grosimea atmosferei străbătută de razele solare crește în progresie aritmetică.

Pământul primește numai a doua miliarda parte din această energie, adică $1,37 \times 10^{24}$ cal. timp de un an. După unele calcule, energia solară recepționată de globul terestru numai într-o zi și jumătate, echivalează cu cantitatea de energie produsă de toate centralele electice ale lumii timp de un an.

Așadar, toate celelalte surse de energie sunt neînsemnate în raport cu radiația solară.

Datorită distanțelor mari, energia radiantă a stelelor reprezintă doar a suta milioana parte, iar radiația cosmică abia a doua miliarda parte din energia solară primită de Pământ.

Fluxul caloric care provine din nucleul incandescent al Pământului spre suprafață este, de asemenea, neglijabil, deoarece scoarța terestră, fiind un bun izolator termic, primește din părțile centrale ale globului pe un cm² numai 54 cal. pe an.

3.1.1. Soarele și activitatea solară

Soarele este o sferă enormă, incandescentă, cu raza de 695300 km, deci de 109,1 ori raza terestră. Imensa sferă a Soarelui este alcătuită din gaze în stare de incandescență. Părțile centrale sunt alcătuite din hidrogen în proporție de 50% și heliu 40% iar restul de 10% dintr-un amestec de diferite elemente grele în stare gazoasă.

Atmosfera *corpului radiant* este alcătuită din trei părți:

- *fotosfera* (stratul inferior) care ne dă senzația de strălucire și limitează discul solar, sursa celei mai mari părți a radiației,

- cromosfera sau atmosfera solară, de câteva mii de km grosime, și

- coroana care nu poate fi observată decât cu instumente speciale.

Temperatura fotosferei este de 6000 K. Temperatura crește cu altitudinea, atingând la limita superioară 40–200 milioane Kelvin. La aceste temperaturi enorme se produce disocierea moleculelor în atomi încât substanța solară se prezintă sub forma unui amestec fizic de atomi ai elementelor și mple și de particule elementare (e^- , p^+ , n).

Atomii sunt puternic ionizați chiar și la suprafața Soarelui.

În părțile centrale, nucleele atomice sunt complet lipsite de învelişul electronic sau păstrează electronii cei mai apropiați. Nucleele de hidrogen cu masa mare sau protonii, ciocnindu-se cu nucleele altor elemente, produc procese de fuziune și de fi și une a materiei solare. La scară redusă, reacțiile sunt similare cu cele de la explozia unei bombe cu hidrogen.

Intensitatea energiei solare înregistrează în timp variații nesemnificative, cu excepția erupțiilor cromosferice. Pe fotosferă se observă pete solare, izolate sau grupate, cauzate de mişcările sub formă de vârtej ale masi gazoase solare. Numărul petelor este variabil, prezentând periodic maxime și minime la intervale de aproximativ 11 ani. În timpul maximelor se intensifică protuberanțele cromosferice și concomitent se intensifică radiația ultra violetă și corpusculară. La suprafața terestră aceasta declanșează furtuni magnetice care provoacă perturbații în telecomunicații.

3.1.2. Conceptele de bază și principalele legi ale radiației

Cea mai mare parte din radiația luminoasă pe care o percepe ochiul nu vine direct de la sursă, ci indirect prin *procesul de împrăștiere* a radiației. Suprafețele de uscat și apă și obiectele înconjurătoare sunt vizibile datorită radiației luminoase pe care ele o împrăștie. În afară de cazul când se privește o sursă ca soarele, o flamă sau un filament incandescent, lumina se percepe ca un rezultat al procesului de împrăștiere.

În atmosferă, sunt nenumărate exemple de împrăștiere generată de molecule, aerosol și norii care conțin picături de apă și cristale de gheață. Cerul albastru, norii albi și curcubeul sau haloul, sunt doar câteva fenomene optice datorate împrăștierii luminii.

Împrăștierea este un proces fizic fundamental datorat interacțiunii radiației luminoase cu materia. Ea apare pentru toate lungimile de undă din spectrul electromagnetic și trebuie înțeleasă ca procesul de deviere a fotonilor din fasciculul incident prin împrăștiere în toate direcțiile, proces care duce la scăderea intensității fasciculului incident. Împrăștierea reprezintă așadar, procesul fizic prin care o particulă absoarbe în mod continuu energia undei electromagnetice incidente pe o direcție dată și o retransmite în toate direcțiile. De aceea, particula poate fi considerată ca o sursă punctiformă de împrăștiere a energiei. În atmosferă, particulele responsabile de împrăștiere acoperă un domeniu dimensional larg, de la moleculele de gaz ($\approx 10^{-8}$ cm) la picăturile mari de ploaie și grindină (≈ 1 cm). Intensitatea relativă a împrăștierii depinde puternic de raportul dintre raza particulei și lungimea de undă a undei incidente. Dacă mediul este izotrop, atunci împrăștierea va fi simetrică în raport cu direcția undei incidente.

O particulă mică, anizotropă, tinde să împrăștie lumina în mod egal pe direcțiile înainte și înapoi. Când particula devine mai mare, energia împrăștiată este concentrată mai mult în direcțiile înainte cu o complexitate mai mare cum se vede din fig. 3.3, unde este ilustrată împrăștierea pe trei particule de dimen și uni diferite.

Distribuția energiei împrăștiate pe particule sferice și cu o anumită simetrie poate fi în mod cantitativ determinată cu ajutorul teoriei electromagnetice.

Când particulele au dimensiuni mult mai mici decât lungimea de undă a undei incidente, împrăștiere a se numește *împrăștiere Rayleigh*. Această împrăștiere explică culoarea albastră a cerului și fenomenele de polarizare a luminii.

Pentru particulele ale căror dimen și uni sunt comparabile sau mai mari decât lungimea de undă, împrăștierea este numită *împrăștiere Mie*.



Teoria matematică a împrăștierii Mie pentru particule sferice și optica geometrică asociată picăturilor de apă și cristalelor de gheață se găsește în cărțile publicate de van Hulst (1957) sau Liou (1980).

Într-un volum de împrăștiere care conține mai multe particule, fiecare particulă este expusă la radiația luminoasă și la rândul ei împrăștie lumina deja împrăștiată de alte particule. O astfel de împrăștiere se observă foarte bine în *figura* 3.4. O particulă în poziția P împrăștie lumina în toate direcțiile. O parte din această lumină împrăștiată atinge particula din poziția Q și este împrăștiată încă o dată în toate direcțiile.



Această ultimă împrăștiere poartă numele de *împrăștiere secundară*. În același fel are loc împrăștierea de ordinul al treilea care implică particula din poziția R. Împrăștierea care are loc mai mult decât o dată, poartă numele de *împrăștiere multiplă*.

Fig. 3.4. Procesul de împrăștiere multiplă

Se poate observa din *figura* 3.4. că o parte din lumina incidentă care fusese împrăștiată mai întâi de la direcția d, poate să reapară în această direcție prin împrăștierea multiplă. Împrăștierea multiplă este un proces important pentru transferul energiei radiante în atmosferă, în special când sunt implicați norii și aerosolul.

Împrăștierea este adesea însoțită de *absorbție*. Iarba apare verde din cauză că ea împrăștie lumina verde mai eficient decât pe cea albastră sau roșie. Aparent, lumina albastră și roșie incidentă pe iarbă este absorbită. În spectrul vizibil, absorbția energiei luminoase este aproape absentă în atmosfera moleculară. De asemenea norii absorb foarte puțin în vizibil.

Propagarea radiației luminoase în atmosferă este însoțită întotdeauna de fenomenele de absorbție și împrăștiere care conduc la atenuarea intensității radiației luminoase. Procesul de atenuare a radiației luminoase se mai numește *extincție*. Așadar, extincția este rezultatul împrăștierii plus absorbției. Într-un mediu neabsorbant, împrăștierea este singurul proces de extincție.

În studiul proceselor de împrăștiere și al transferului radiativ, pentru definirea cantității de energie transportată de la radiația incidentă prin particule, se obișnuiește să se folosească noțiunea de *secțiune eficace de împrăștiere sau de absorbție*. O astfel de secțiune se definește și ca *secțiune transversală*, care este analoagă cu o arie geometrică. În cazul în care secțiunea transversală se referă la o particulă, unitățile sale sunt de arie (cm²). Astfel, secțiunea transversală de extincție, în unități de arie, este suma secțiunilor transversale de împrăștiere și absorbție.

Dacă secțiunea transversală este raportată la unitatea de masă, unitatea sa este de arie pe masă (cm^2g^{-1}). În acest caz, în studiile de transfer radiativ se folosește, termenul de *secțiune transversală masică de extincție*. Secțiunea transversală masică de extincție este, așadar, suma

secțiunilor masice de absorbție și de împrăștiere. În plus, când secțiunea transversală masică de extincție este multiplicată prin densitate ($g \cdot cm^{-3}$) se obține *coeficientul de extincție*, care se măsoară în cm⁻¹.

În domeniul transferului radiativ în infraroșu, secțiunea transversală masică de absorbție este și mplu denumită *coeficient de absorbție*.

O înțelegere fundamentală a proceselor de împrăștiere și absorbție din atmosferă, datorită mai ales aerosolului atmosferic, este foarte importantă în studiile bilanțului radiativ și climatului atmosferei planetei și în explorarea tehnicilor de sondaj necesare în deducerea compoziției și structurii atmosferei.

Principalele legi ale radiației, stabilite de Kirchhoff, Ștefan și Boltzman, Wien și Plank au o largă aplicabilitate în calculul schimburilor radiative dintre Soare, suprafața terestră și atmosferă.

Corpurile din natură care au temperatura peste 0 K emit energie sub formă de radiații cu diferite lungimi de undă.

Cantitatea de energie radiată pe o anumită lungime de undă, de suprafața de un cm^2 a unui unui corp cu temperatura T, timp de 1 minut, reprezintă puterea de emisie – e_T a corpului respectiv.

Puterea de emisie depinde atât de natura și temperatura absolută a corpului cât și de lungimea de undă a radiației emise.

Un corp absoarbe parțial și reflectă parțial radiația incidentă. Mărimea care exprimă fracțiunea de energie absorbită se numește *putere de absorbție-k*_T iar cea care exprimă fracțiunea reflectată se numește *putere de reflexie- a*.

Corpul "*absolut negru*" sau "*receptorul integral*" (inexistent în natură), absoarbe toate radiațiile indiferent de lungimea de undă, deci k = 1 și a = 0.

Reflexia totală a radiației solare incidente ar putea fi realizată numai de suprafețe netede și lucioase ca oglinda, corpuri aproape neîntâlnite în natură; numai zăpada are cel mai mare coeficient de emisie, apropiindu-se de cel al oglinzilor perfecte.

Conform legii lui Kirchhoff raportul dintre puterea de emisie $e_{\lambda T}$ și puterea de absorbție $k_{\lambda T}$ care corespunde unei anumite lungimi de undă și unei temperaturi *T*, este o mărime constantă, aceeași pentru toate corpurile și egală cu puterea de emisie a corpului absolut negru – *E*_T.

Legea lui Kirchhoff este:

$$E_{\lambda T} = \frac{e_{\lambda T}}{k_{\lambda T}}$$
 3.2

Distribuția energiei radiante în spectrul de emisie a corpului absolut negru pentru diferite temperaturi, *T*, poate fi descrisă pe baza legii lui Planck:

$$E_{\lambda T} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left[\frac{C_2}{\lambda T} - 1\right]}$$
3.3

unde $E_{\lambda T}$ (Wm⁻²sr⁻¹ μ m⁻¹) este energia emisă în unitatea de timp de unitatea de arie în intervalul $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ iar C_1 și C_2 sunt constante.

 $C_1 = 2\pi hc^2$ iar $C_2 = hc/k$.

k este constanta lui Boltzmann cu valoarea: $1,38 \cdot 10^{-23} J K^{-1}$.

Din ecuația (3.2) se poate concluziona:

- Corpurile absorb radiațiile cu λ pe care le pot emite la aceeași temperatură.
- Corpurile care absorb bine radiația emit bine și invers

• Corpul real din natură, nefiind corp absolut negru ($k_{\lambda} < 1$), emite numai o anumită parte din radiația pe care o emite corpul negru absolut la aceeași temperatură.

Legea Ștefan-Boltzmann stabilește că puterea emisiei integrale sau puterea radiantă totală (E) a corpului absolut negru este proporțională cu temperatura absolută a acestuia la puterea a

patra:

$$E = \sigma T^4 \qquad \qquad 3.4$$

relație în care $\sigma = 5,70 \ 10^{-8} \ W/m^2 K^4$

Legea de deplasare Wien stabilește relația dintre lungimea de undă corespun-zătoare maximului energiei radiante a corpului absolut negru și temperatura lui absolută aratând, că produsul dintre λ care corespunde puterii de emisie maximă (λ_{max}) a unui corp și temperatura absolută a acestuia este o mărime constantă,

$$\lambda_{max}T = 2897,8 \text{ nm} \cdot \text{K} \qquad 3.5$$

Deci cu cât este mai ridicată temperatura corpului cu atât puterea de emisie maximă corespunde unei lungimi de undă mai mici și invers. Schimbarea temperaturii absolute a unui corp atrage după și ne schimbarea lungimii de undă a energiei maxime emise.

3.1.3. Compoziția spectrală a radiației solare

Emisiunea solară este alcătuită din două grupe principale de radiații: (i) *radiația termică* (electromagnetică) și (ii) *radiația corpusculară*.

Orice corp din natură cu temperatura peste 0 K emite radiații în spațiu sub formă de unde electromagnetice. Energia radiantă emisă sub formă de căldură se numește *radiație termică*. Soarele datorită temperaturii sale ridicate emite mai ales această formă de radiație.

În afara acestei radiații termice, Soarele emite și o *radiație corpusculară* a cărei energie se transmite prin intermediul particulelor elementare: ioni, protoni, electroni și neutroni cu energii foarte înalte – *plasma solară*.

Transportând cantități de energie de 10^7 ori mai mici, comparativ cu radiația termică, ea prezintă importanța scăzută. Legile radiației se referă la radiația termică (electromagnetică) de la Soare.

Radiația solară este alcătuită dintr-un număr mare de unde cu lungimi de undă (λ) maxime și minime, de la cele de natura radiației X de câțiva angstromi și până la undele hertziene, de tip radar, de câțiva cm.

Totalitatea radiațiilor electromagnetice emise de Soare, ordonate în funcție de lungimea de undă și înregistrate pe cale fotografică sau fotoelectrică, poartă numele de *spectru solar (tabel 3.1* și *figura 3.5)*.

Radiațiile din spectrul solar se grupează după lungimile de undă în domenii în care proprietățile fizice fundamentale sunt aceleași.

Următoarele domenii sunt caracteristice:

1⁰ Domeniul *radiațiilor ultraviolete*; invizibile, cu lungimi de undă mici, $\lambda \in [290-360]$ nm, au un pronunțat efect chimic și se mai numesc *radiații chimice*.

 2^0 Domeniul *radiațiilor vizibile* cu $\lambda \in [360-760 \text{ nm}]$. Cuprinde cele 7 culori principale – ROGVAIV care în amestec dau lumina albă.

 3^0 Domeniul *radiațiilor infraroșii*, cu lungimi de undă mari, adică $\lambda \in [760-300.000 \text{ nm}].$

Radiațiile cu $\lambda < 290$ nm intră în categoria radiațiilor X (Rontgen) iar cele cu $\lambda > 300.000$ nm aparțin domeniului undelor hertziene sau radiofonice.

Tabel 3.1.

Radiația	Energia minimă(eV)	Lungimea de undă maximă	Frecvența minimă(Hz)
Gamma (y)	$1,24 \cdot 10^{5}$	0,01 nm	$30 \cdot 10^{19}$
Radiația -X	12,4	100 nm	$3 \cdot 10^{15}$
Ultraviolet (UV)	3,1	400 nm	$7,5 \cdot 10^{14}$

Spectrul radiaiei electromagnetice

Vizibil (VIS)	1,8	0,7 μm	$4,3 \cdot 10^{14}$
Infra-roşu apropiat (IR)	0,83	1,5 μm	$2\cdot 10^{14}$
Infra-roșu mediu	0,12	10 µm	$3 \cdot 10^{13}$
Infrarosu indepărtat	1,2.10-3	1 mm	$3 \cdot 10^{11}$
Microunde	1,2.10-5	100 mm	$3 \cdot 10^{9}$
Unde radio	<1,2.10-5	>10 cm	$< 3 \cdot 10^{9}$

Lumina albă și radiația gama și microundele reprezintă aceeași radiație, radiația electromagnetică; ele diferă doar prin lungimile de undă.

O reprezentare grafică a spectrului electromagnetic se poate observa în figura 3.5.



Fig. 3.5. Spectrul radiatiei electromagnetice

Soarele, fiind un corp incandescent, emite radiații care dau un spectru continuu. Spectrul solar înregistrat pe cale fotografică este însă discontinuu, prezentând numeroase linii negre, numite linii Fraunhofer. Aceste linii se datoresc absorbției exercitate, în primul rând de atmosfera solară pe care o străbate radiația. Toate acele radiații pe care gazele atmosferice le-ar putea emite, la temperatura fotosferei, sunt absorbite de ele (legea Kirchhoff), ceea ce face ca în locul lor să apară în spectru linii negre.

Atmosfera terestră absoarbe și ea o parte din radiațiile solare care o traversează. Astfel, în spectrul solar apar și alte linii negre numite *linii telurice*.

Cantitatea de energie transportată de diferite unde electromagnetice care compun radiația solară – evaluată prin efectul lor caloric – este diferită. Ea depinde mai ales de lungimea de undă.

Din energia totală a radiației solare 99% revine radiațiilor cu $\lambda \in [160-4000 \text{ nm}]$. 1% rezultă din radiațiile cu lungimi de undă mari (hertziene) și mici (Rontgen).

Repartiția energiei în spectrul solar depinde și de altitudine (Fig. 3.6). La limita superioară a atmosferei, energia maximă transmisă revine radiațiilor albastre-verzi cu $\lambda = 475$ nm. 48% din energia totală a radiației solare este transmisă prin radiațiile zonei vizibile din spectru, cu λ între 400 nm și 760 nm. Din punct de vedere energetic, zona radiațiilor vizibile este cea mai importantă.

Spectrul solar si Constanta solara



Fig. 3.6. Repartiția energiei în spectrul solar la limita superioară a atmosferei și la suprafața terestră: zona I – ultraviolet; zona II – vizibil; zona III – infraroșu

Radiațiile zonei ultraviolete (λ < 400nm)

dau aproximativ 7% pe când cele infraroșii ($\lambda > 760$ nm) 43% din energia totală a radiației solare, urmând sub raport energetic după radiațiile din vizibil.

La suprafața terestră distribuția energetică a radiației solare este modificată față de limita superioară a atmosferei. Modificarea, în ceea ce privește intensitatea și compoziția spectrală, apare la trecerea în atmosfera terestră datorită distanței zenitale și proceselor de absorbție și de difuzie determinate de moleculele componentelor gazoase, de vaporii de apă, de hidrometeori și de aerosolul atmosferic.

Intensitatea energiei radiației solare scade puternic atât în zona radiației de undă scurtă cât și în zona radiațiilor de undă lungă.

Radiațiile cu $\lambda < 290$ nm nu ajung la suprafața terestră, fiind absorbite de ionosferă și de stratul de ozon.

Radiația emisă de suprafața terestră și de atmosferă, datorită temperaturii scăzute este diferită mult de radiația solară. Admițând o temperatură medie de 15°C pentru suprafața terestră, conform legii Wien, lungimea de undă maximă de emisie a radiației este de 10300 nm. Intensitatea acestor radiații scade puternic către lungimi de undă mici, devenind nule în jurul valorii de 4000 nm.



Această lungime de undă poate fi considerată limita convențională între *radiația solară* și *radiația terestră*.

Astfel, radiația solară în totalitatea sa poate fi considerată o *radiație de undă scurtă*, iar cea de origine terestră o *radiație de undă lungă*.

3.2. RADIAȚIA SOLARĂ DIRECTĂ

Deși atmosfera este foarte transparentă la radiația solară incidentă, mai puțin de 25% penetrează atmosfera către suprafața pământului făra să interfereze în vreun fel cu atmosfera (Fig. 3.8).



Fig. 3.8. Radiația solară directă în atmosferă

Ce rămâne este fie absorbită de atmosferă, fie împrăștiată înainte de a atinge suprafața sau este reflectată înapoi în spațiu. Ce determină dacă radiatia este absorbită, reflectată sau împraștiată? Pe de o parte aceste procese depind în mare parte de lungimea de unda a energiei transmise și apoi de dimensiunea și natura a tot ceea ce se găseste în atmosferă.

Când lumina este împrăștiată de particulele foarte mici, în primul rând de moleculele de gaz, ea este distribuită în toate direcțiile, deci și înainte și înapoi. O parte din radiația care a fost retroîmprăștiată este pierdută în spațiu, dar cea care rămâne se va propaga, înteracționând cu alte molecule care s-o împrăștie să-i schimbe deci direcția, dar nu lungimea de undă.

Radiația care ajunge la suprafața Pământului după schimbarea direcției se numește *radiație difuză*.

Fluxul de radiație ce provine direct de la soare și ajunge nemodificat (nedifuzat, nereflecta, nerefractat) la suprafața terestră se numește *radiația solară directă*.

Dar radiația străbătând atmosfera terestră este diminuată cantitativ și amputată spectral. Astfel, intensitatea radiației solare directe are valori variabile la diferitele niveluri ale atmosferei. La limita superioară a atmosferei, intensitatea radiației solare înregistrează fluctuații minime și ca urmare este considerată constantă în toate punctele.

3.2.1. Constanta solară - S



Lunile anului

Fig. 3.9 Variațiile anuale ale constantei solare stiintifică este:

Constanta solară exprimă cantitatea de energie în calorii primită de la Soare, în timp de un minut, de o suprafață de 1 cm² așezată perpendicular pe direcția de propagare a radiației solare, când distanța de la Pământ la Soare este egală cu valoarea medie.

Constanta solară este o mărime fundamentală în fizica atmosferei. Valoarea ei depinde numai de radiația fotosferică solară și practic este constantă în timp.

Valoarea standard acceptată în lumea

$$S = 1366 \text{ Wm}^{-2} = 1.98 \text{ cal/ cm}^2 \text{min} = (8.29 \text{ J/cm}^2 \text{min})$$
 3.6

În atmosfera terestră toate valorile măsurate sunt mai mici decât constanta solară.

În timpul verii în Emisfera de Nord, energia solară este ușor redusă în timp ce iarna este destul de ridicată față de medie. Aceasta are efect asupra bilanțului energetic sezonier.

3.2.2. Insolația

Fluxul radiației solare directe care cade pe o suprafată orizontală reprezintă *insolația, I,* și se exprimă tot în calorii pe cm^2 și pe minut. Mărimea intensității insolației depinde de intensitatea radiației solare directe și de unghiul sub care cade fasciculul de raze pe suprafața considerată. Valoarea intensității insolației pentu cazul general este dată de relația:

$$I = I_0 \sin h_0 \tag{3.7}$$

unde I reprezintă intensitatea radiației solare directe perpendiculare pe unitatea de suprafață iar h_0 unghiul de înălțime a Soarelui deasupra orizontului.

Din *figura* 3.10 se vede că unitatea de suprafață (s), expusă pe direcția pependiculară a radiației luminoase recepționează cantitatea maximă de energie radiantă (Is). Pe unitatea de suprafață orizontală (s'), mai mare, pentru cantitatea de radiație (I's') egală cu cea primită de suprafața perpendiculară (Is), încălzirea este mai slabă.

Se mai constată că I este egală cu I' numai când Soarele este la zenit.

Pe suprafețe înclinate față de orizontala locului, intensitatea insolației se determină cu ajutorul unghiului format de razele solare cu suprafața receptoare sau unghiul zenital (z). Acest unghi depinde nu numai de poziția Soarelui pe bolta cerească ci și de orientarea suprafețelor în spațiu. În acest caz insolația este dată de relația:



Fig. 3.10. Intensitatea insolației pe o suprafață orizontală în funcție de incidența radiației solare

 $\vec{I} = I \cdot cosz$ 3.8

cunoscută și sub numele de legea cosinusului, sau Legea Lambert.

Astfel, zone mai mari sau mai mici ale suprafeței terestre vor înregistra o distribuție inegală a radiației solare datorită diferitelor unghiuri de incidență și datorită suprafețelor cu caracteristici diferite. Distribuția globală a insolației în funcție de lunile anului și latitudine se poate observa din *figura* 3.11.



Fig. 3.11 Distribuția globală a insolației pe un an

3.2.3. Atenuarea radiației solare în atmosferă

Așa cum precizam în paragraful 3.1.3, radiația solară este atenuată în atmosferă datorită diferitelor componente din compoziția atmosferei, cum ar fi: moleculele de aer, aerosolul, gazele, particulele de nor și cristalele de gheață. Moleculele de aer împrăștie radiația prin împrăștiere Rayleigh, în timp ce particulele de aerosol împrăștie dar și absorb radiația în întreaga atmosferă. Proprietățile de absobție și împrăștiere depind de compoziția chimică a aeosolului și de umiditatea din mediu.

În cele ce urmează vor fi introduse conceptele fundamentale legate de atenuarea optică întro atmosferă care conține aerosol, particule de ceață (nor) și componente gazoase. După cum s-a precizat atenuarea se datorează absorbției radiației luminoase în mediu și împrăștierii (difuziei) acesteia.

Procesele de difuzie pot fi împărțite în două grupe:

• *Difuzie elastică* – când frecvența radiației împrăștiate are aceeași valoare cu cea a radiației incidente. Astfel de procese sunt *difuzia moleculară Rayleigh* și *difuzia Mie* pe particule de aerosoli, ceață, nori etc.

• *Difuzia inelastică* – când frecvența radiației împrăștiate este diferită de cea a radiației incidente. Procesele de difuzie inelastică sunt *difuzia Raman* și împrăștierea datorată *fluorescenței*.

Difuzia Mie este specifică împrăștierii pe particule mult mai mari decât lungimea de undă a radiației incidente, în timp ce celelalte procese de difuzie sunt specifice moleculelor. Ordinul de mărime al coeficientului de atenuare prin difuzie Mie este în general mult mai mare decât al coeficienților de atenuare prin absorbție sau difuzie moleculară. Determinarea acestui coeficient

oferă informații cantitative asupra concentrației și distribuției dimensionale a aerosolilor, a ceții și a norilor.

O undă electromagnetică de lungime de undă $\lambda(\mu m)$ și intensitate I_0 (Wm⁻²sr⁻¹ μ m⁻¹) după parcurgerea distanței *L* în mediu, are o intensitate *I* dată de legea Lambert-Beer:

$$I = I_0 \cdot e^{-\tau} \tag{3.9}$$

unde τ , grosimea optică sau drumul optic este suma a trei termeni: unul datorat picăturilor (hidrometeorilor) din atmosferă (D), altul datorat aerosolului (A) și cel de-al treilea datorat gazelor atmosferice (G).

$$\tau = \tau^D + \tau^A + \tau^G \tag{3.10}$$

La rândul lor, τ^D , τ^A și τ^G sunt datorate atât împrăștierii cât și absorbției, așa că se poate scrie:

$$\tau^{D} = \tau_{i}^{D} + \tau_{a}^{D}$$

$$\tau^{A} = \tau_{i}^{A} + \tau_{a}^{A}$$

$$\tau^{G} = \tau_{i}^{G} + \tau_{a}^{G}$$
3.107

unde:

$$\tau_i^D = \int_0^L \sigma_i^D dl, \tau_a^D = \int_0^L \sigma_a^D dl \qquad 3.11$$

 σ_i^D și σ_a^D (m⁻¹) sunt coeficienții volumici de împrăștiere și, respectiv, absorbție dați prin:

$$\sigma_i^D = \int_{r_m}^{r_M} \pi r^2 Q_i[r, m(\lambda)] \cdot f(r) \cdot dr$$

$$\sigma_a^D = \int_{r_m}^{r_M} \pi r^2 Q_a[r, m(\lambda)] \cdot f(r) \cdot dr$$
3.12

unde: $r(\mu m)$ este raza unei particule de nor, ceață sau de aerosol din atmosferă;

f(r)dr (cm⁻³ µm) reprezintă funcția de distribuție a particulelor care au raza $r \in [r, r + dr]$;

 r_m și r_M sunt limita inferioară și respectiv superioară a razei;

 $Q_i[r, m(\lambda)]$ și $Q_a[r, m(\lambda)]$ sunt factori de eficiență pentru împrăștiere și absorbție și $m(\lambda)$ indicele de refracție complex.

Dacă σ_i^D și σ_a^D au valori constante pe o distanță dată, *L*, drumul optic este considerat omogen și atunci ecuația (3.11) se și mplifică și poate fi scrisă ca $\tau_i^D = \sigma_i^D L$; acesta este o condiție obișnuită atunci când sunt considerate drumuri optice orizontale. Coeficienții de împrăștiere și absorbție pot împreună să dea coeficientul de extincție σ_e^D :

$$\sigma_e^D = \sigma_i^D + \sigma_a^D \tag{3.13}$$

Toți coeficienții $\sigma_i^D, \sigma_a^D, \sigma_e^D$ sunt numiți coeficienți de atenuare.

Pentru aerosol τ_i^A , τ_a^A sunt exprimați în mod identic ca în ecuațiile (3.11)–(3.13) schimbându-se doar indicele.

Presupunând că avem o densitate de particule absorbante N_a cu secțiunea eficace de absorbție Q_a și o densitate de particule împrăștietoare N_i cu secțiunea eficace de împrăștiere Q_i coeficienții de atenuare au expre și ile:

$$\sigma_a = N_a Q_a \qquad \sigma_i = N_i Q_i$$

Aceste relații sunt valabile în ipoteza că particulele absorb sau împrăștie lumina independent de prezența celorlalte particule. Presupunerea este valabilă în cazul când distanțele dintre particule sunt mari comparativ cu dimensiunilelor, condiție satisfăcută de mediul gazos atmosferic.

În cazul cuplajului radiativ dintre particulele mediului, coeficienții de atenuare nu ar depinde liniar de concentrația particulelor. De asemenea, secțiunile eficace de atenuare ar depinde de intensitatea fasciculului luminos. În acest caz procesul de atenuare este neliniar.

În ipoteza liniarității proceselor de atenuare, calculul coeficientului de extincție revine la determinarea secțiunilor eficace de absorbție și împrăștiere.

În cazul împrăștierii pe moleculele de gaz din atmosferă, difuzia Rayleigh, coeficientul de împrăștiere volumic τ_i^G este considerat ca pentru, τ_i^m (m⁻¹).

 τ_a^G pentru un gaz este dat de:

$$\tau_a^G = \int_0^L k_\lambda \rho dl \qquad 3.14$$

unde k_{λ} (cm²g⁻¹) este coeficientul masic de absorbție iar ρ (g · cm⁻³) este densitatea gazului.

Folosind ecuațiile (3.10) și (3.10'), ecuația (3.9) devine:

$$I = I_0 e^{-\tau^D} e^{-\tau^A} e^{-\tau_i^G} e^{-\tau_a^G}$$
 3.15

Ecuațiile (3.9)–(3.15) sunt ecuațiile de bază pentru descrierea atenuării radiațiilor. Alături de mărimile definite se mai pot folosi și altele în studiul proceselor de extincție, ca de exemplu *transmitanța* $T = \frac{I}{I_0}$. Expresia transmitanței se deduce imediat din ecuația (3.9):

Ca urmare, în termeni de transmitanță, ecuația (3.15) se poate scrie ca:

$$T = T_D \cdot T_A \cdot T_R \cdot T_G \tag{3.17}$$

unde T este transmitanța totala, iar T_D , T_A , T_R și T_G se referă la picături, particule de aerosol, împrăștiere moleculară (Rayleigh) și absorbția pe gaze.

Revenind la împrăștierea moleculară care este caracterizată de coeficientul volumic de împrăștiere σ_i^m menționăm că expresia acestuia este dată de:

$$\sigma_i^m = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(n^2 - 1)^2}{N\lambda^4} \cdot D$$
 3.18

unde: n este indicele de refracție al moleculelor ce alcătuiesc aerul,

N concentrația moleculelor de aer (m⁻³) la temperatură și presiune date și

D un factor legat de depolarizare.

Atât *n* cât și *N* depind de presiune și temperatură, așa încât dacă $(\sigma_i^m)_0$ este dat pentru condiții normale p_0 , T_0 ; corecția pentru valorile coeficientului la presiunea *p* și temperatura *T* se obține din:

$$\sigma_i^m = \left(\sigma_i^m\right)_0 \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}$$
3.19

În timp ce coeficienții σ_i^m, σ_e^A și σ_e^D sunt funcții continue de λ , coeficientul masic de absorbție a gazelor k_{λ} este o funcție puternic variabilă de λ , datorită numeroaselor benzi de rotație–vibrație și rotație pură ale moleculelor de aer atmosferic.

Ecuația (3.17) este valabilă de asemenea, când transmitanțele sunt mediate pe lungimea de undă; transmitanțele mediate se numesc *funcții de transmisie*. Pe lângă factorii de de eficiență pentru împrăștiere și absorbție, $Q_i[r, m(\lambda)]$ și $Q_a[r, m(\lambda)]$ se pot introduce și alte mărimi care pot fi folosite în studiile propagării radiației în atmosferă.

Astfel, albedoul pentru o singură împrăștiere este definit ca $\Omega = \frac{\sigma_i}{\sigma_e}$ și este o măsură a

radiației absorbite de particule și descrește către zero când absorbția crește.

Coeficientul volumic de retroîmprăștiere $\sigma_{\pi}(m^{-1}sr^{-1})$ este dat de expresia (Mie, 1957):

$$\sigma_{\pi} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \int_{r_m}^{r_M} [i_1(\pi, m(\lambda), r)] + i_2[(\pi, m(\lambda), r)] \cdot f(r) dr \qquad 3.20$$

unde i_1 și i_2 sunt funcțiile intensității Mie; σ_{π} este foarte important în special în tehnicile lidar. Funcția de fază $P_j(\theta)$ descrie distribuția unghiulară a intensității luminii împrăștiate și este dată prin:

$$P_{j}(\theta) = \frac{\lambda^{2}}{\pi \sigma_{s}} \int_{r_{m}}^{r_{M}} i_{j} [\theta, m(\lambda), r] \cdot f(r) dr \qquad 3.21$$

unde θ este unghiul de împrăștiere și j = 1, 2 se referă la lumina împrăștiată cu vectorul electric perpendicular și respectiv paralel la planul de împrăștiere. Pentru lumina nepolarizată, mărimea $P(\theta) = \frac{1}{2} [P_1(\theta) + P_2(\theta)]$ se conservă.

Expresiile acestor mărimi și detalii despre ele pentru particulele sferice omogene sunt date de teoria Mie. În teoria Mie se mai folosesc frecvent mărimile: parametrul dimensional $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$ și frecvența γ în numere de undă (cm⁻¹) $\gamma = \frac{10^4}{\lambda}$ care deseori este folosită în locul lungimii de

undă.

Figura 3.12 arată factorul eficienței de împrăștiere Q_i ca o funție de parametrul adimensional *x*, pentru un indice de refracție real cu valoarea 1,35 și cu mai multe valori ale părții imaginare.

Pentru $k_i = 0$ adică pentru un reflectător perfect, nu există nici-o absorbție și atunci $Q_i = Q_e$. Din figură se observă o succesiune de maxime și minime de amplitudini foarte diferite care sunt rezultatul complexității procesului de interacțiune a radiației luminoase cu o particulă considerată sferică.

Maximele și minimele mai semnificative sunt datorate interferenței radiației luminoase difractată și transmisă prin sferă, în timp ce maximile și minimele de amplitudini reduse sunt rezultatul efectelor optice ale radiației marginale. Q_i (Q_e) crește rapid tinzând asimptotic către valoarea 2, când parametrul dimensional atinge valoarea 5. Această comportare a factorului de eficiență arată că o particulă mare îndepărtează din radiația incidentă exact de două ori cantitatea de radiație luminoasă pe care ar putea s-o intercepteze.

Fizic, îndepărtarea radiației luminoase incidente include componenta difractată care trece prin particulă și lumina împrăștiată prin reflexie și refracție în interiorul particulei. Atât maximele și minimele semnificative cât și cele reduse se amortizează considerabil când se intensifică procesul de absorbție a radiației luminoase în particulă. Particularitatea difuziei Mie constă în faptul că particulele mari difuzează de preferință în direcția razei incidente, adică înainte. De aceea, diagramele de difuzie



sunt alungite în direcția razei incidente.

Fig. 3.12. Factorul de eficiență pentru împrăștiere Q_i ca o funcție de parametrul dimensional $x = 2\pi r/\lambda$ cu n₀ = 1,33 și patru valori ale părții imaginare a indicelui de refracție (Hansen și Travis, 1974).

Caracterul direcțional al radiației difuzate crește cu creșterea dimensiunilor particulelor difuzante. Diagramele de difuzie depind de indicele de refracție complex *m* al particulei.

În atmosferă se deosebesc două tipuri de particule mari: particule transparente (picături de apă m \cong 1,33) și particule netransparente reflectante sau absorbante.

În *figura* 3.13 sunt prezentate diagramele de difuzie în funcție de parametrul adimensional $x = 2\pi r/\lambda$ pentru particule transparente (pâclă, ceață, nor) și pentru cele opace cu reflexie totală și absorbante.



Fig. 3.13. Diagrame de difuzie



Vaporii de apă, ozonul, dioxidul de carbon și oxigenul sunt principalele gaze absorbante din spectrul solar. Absorbția ozonului se obține în benzile ultraviolet și vizibil ale spectrului radiației solare, în timp ce banda de absorbție pentru cei mai mulți vapori de apă și dioxidul de carbon are loc în zonele spectrale infraroșu-apropiat și roșu. În plus, oxigenul are benzi înguste de absorbție în regiunea spectrală vizibil. Influența acestor specii atmosferice se poate observa din *figura* 3.14. Figura prezintă iradianța spectrală directa și difuză modelată pentru înălțimea solară de 60° în condiții de cer senin, presupunănd o masă de ozon de 0,3 cm, o cantitate de apă precipitabilă de 2,0 cm și drumul optic al aeroslului 0,15.

Curba superioară reprezintă spectrul extraterestru. Urmează apoi distribuția iradianței spectrale, presupunând extincția pe molecule, gaze și atenuarea aerosolului. În spectru iradianței directe se observă benzile de absorbție datorită vaporilor de apă și dioxidului de carbon. Absorbția pe vapori de apă are loc de la aproximativ 690 nm pe tot spectrul solar. De la 1500 nm sunt prezente benzile de absorbție ale dioxidului de carbon.

Ozonul prezintă o variație pronunțată sezonieră și latitudinală. Domeniul spectral se întinde între 0,2 și 0,5 cm sau de la 200 la 500 UD (unități Dobson) cu o concentrație maximă la aproximativ 23 km înălțime, în stratosferă. Cea mai mare influență este la lungimi de undă mai scurte decât 0,3 µm, unde el absoarbe aproape toată radiația incidentă, și în vizibil (fig. 3.15.). Curba punctată reprezintă radiația care ajunge la suprafața pământului iar porțiunea îngroșată de pe această curbă este regiunea vizibilului. Reducerea iradianței directe totale datorită ozonului este de numai câteva procente. Deasupra curbei punctate este trasată curba iradianței extraterestre. Simularea a fost realizată pentru o înălțime a Soarelui de 45°.

Aerosolul atmosferic are o importanță meteorologică și climatologică deosebită, datorită marii varietăți a concentrațiilor particulelor de aerosol, lichide sau solide, care sunt implicate în procesele atmosferice.



Fig. 3.15. Iradianța spectrală în prezența ozonului

Aerosolul solid, cum ar fi de

exemplu praful industrial, constă din particule foarte neregulate și este puternic polidispers. Aceste caracteristici ale aerosolului fac dificilă aplicarea metodelor optice de împrăștiere a radiației luminoase în studiile proceselor în care este implicat aerosolul atmosferic.Totuși, rezultatele studiilor legate de comportarea optică a aerosolului arată că valoarea coeficientului de împrăștiere este proporțională cu concentrația de aerosol și că particulele gigant au o astfel de configurație încât energia radiației luminoase împrăștiate este puternic dirijată înainte.

Aceste constatări pot constitui principii pe baza cărora se pot construi instrumentele optice de putere pentru măsurători zilnice ale parametrilor optici ai aerosolului.

Cel mai simplu set de parametri care să descrie interacția directă a particulelor de aerosol cu radiația solară include așa cum s-a arătat în paragraful precedent, drumul optic, albedoul și parametrii de a simetrie, toți ca funcții de lungimea de undă din domeniul radiației solare.

Drumul optic al aerosolului este integrala verticală a coeficientului de extincție. Coeficientul de extincție și componentele sale sunt deseori aproximate ca fiind proporționale cu o putere a lungimii de undă, λ^a unde *a* este exponentul Angström. În ceea ce privește impactul aerosolului asupra radiației solare directe rezultatul modelării se observă în *figura* 3.16. Curba superioară reprezintă constanta solară. Ariile hașurate arată impactul aerosolului pentru domeniul drumului optic natural cu valori între 0,1 și 0,5. Dependența de lungimea de undă este vizibilă.



Fig. 3.16. Impactul aerosolului asupra iradianței spectrale

Prin comparație cu absorbția gazelor, particulele de aerosol au un impact asupra întregului spectru solar și deci nici-o bandă de absorbție selectivă. Deoarece reducerea radiației solare directe totale, la suprafață, datorită aerosolului este mare, în studiile de climat este nevoie să se țină seama de acest efect direct al aerosolului.

3.2.4. Radiația totală

Intensitatea radiației totale și proporția celor două radiații componente pot oscila în limite largi, în raport cu înălțimea Soarelui deasupra orizontului, transparența aerului, nebulozitatea și latitudinea. Acțiunea acestor factori se exercită și multan și cu diferite intensități. Pe vreme senină mersul diurn prezintă o maximă în jurul amiezii. Puțin înainte de răsăritul Soarelui, radiația totală este redusă, fiind alcătuită numai din radiația difuză.

Creșterea unghiului de înălțime al Soarelui, după răsărit, determină intensificarea și apoi egalizarea radiației directe și difuze. Treptat, radiația directă depășește pe cea difuză, încât la $h_0 =$ 50°, participarea radiației difuze se reduce la 10–20% din radiația totală, datorită creșterii transparenței aerului. După amiaza, evoluția este de sens invers în raport cu radiația directă. Nebulozitatea parțială care nu acoperă discul solar, mărește radiația totală comparativ cu cerul senin; cerul complet acoperit dimpotrivă o reduce. În medie, nebulozitatea slăbește radiația totală. Mersul anual al valorilor lunare ale radiației totale depinde esențial de mersul anual al nebulozității medii. Astfel, radiația totală maximă apare la sfârșitul lunii iulie. Sub influența latitudinii, valorile zilnice și anuale cresc treptat spre ecuator. În aceeași măsură și repartiția în timpul anului a valorilor este mai uniformă. Excepție fac regiunile polare. În Arctica, în unele luni, valorile sunt mai mari decât în regiunile mai sudice. În Antarctica, în decembrie, radiația totală depășește de 1,5 ori valorile la aceleași latitudini din Arctica. Cauza este uscăciunea mare a aerului, altitudinea mare a continentului și albedoul ridicat al suprafeței înzăpezite care intensifică radiația difuză.

3.2.5. Reflexia radiației solare. Albedoul

Energia solară care pătrunde în atmosferă se întoarce în spațiu din sistemul Pământ în doua moduri: *reflexie* și *emisie*. O parte din energia solară care intră în sistemul Pământ este reflectată înapoi în spațiu la aceleași lungimi de undă cu care a intrat. Radiația reflectată la suprafața Pământului și în atmosferă se numește *radiația reflectată*.

Energia reflectată de o suprafață oarecare depinde de proprietățile și starea de agregare a suprafeței. Dacă suprafața de reflexie este mată sau are structură neregulată (rugoasă), fiind alcătuită din numeroase fațete orientate diferit față de radiația incidentă, reflexia este difuză, iar radiația reflectată este îndreptată în toate direcțiile. În natură predomină *reflexia difuză*, suprafețele netede și lucioase, de mai mare întindere fiind destul de reduse. Toate radiațiile spectrului solar, indiferent de lungimea de undă sunt reflectate în mod egal fără să suporte vreo transformare, fiind deviate de la direcția lor de propagare.

Intensitatea reflexiei radiației solare se exprimă în calorii pe cm^2 de suprafață orizontală, orientată spre suprafața terestră și pe minut (cal/cm² · min).

Capacitatea de reflexie a suprafeței se caracterizează printr-o mărime numită *albedo* (α)

Diferența până la 1, respectiv 100%, reprezintă radiația absorbită la suprafață. Astfel, mărimea $a = 1 - \alpha$ reprezintă coeficientul de absorbție al suprafeței. Albedoul suprafeței depinde de: natura, gradul de rugozitate și culoarea corpurilor care o alcătuiesc. Suprafețe netede, lucioase și de culoare deschisă reflectă mai puternic radiația solară, decât cele cu asperități, sau de culoare închisă. Suprafețele umede, având o capacitate de absorbție mai mare, reflectă mai slab decât cele uscate.

Diferitele componente ale sistemului Pământ au albedouri diferite.

De exemplu, suprafețele oceanelor și pădurile au albedo redus, adică ele reflectă numai o mică parte din energia solară. Deșerturile, gheața și norii au albedou ridicat, adica reflectă mult mai mult radiația solară.

Deasupra întregii suprafețe a Pamântului, aproape 30% din radiația solară incidentă este reflectată. Deoarece norul de obicei are un albedo mai ridicat decât suprafața de sub el, reflectă mai multa radiație solară directă înapoi în spațiul extraterestru decât ar reflecta suprafața în

absența norilor, exista o energie solară mai redusă disponibila pentru încălzirea suprafeței și atmosferei.

Astfel, acest "forcing al albedoului norului" tinde să determine o răcire sau un "forcing negativ" al climatului Pământului. Dar despre *forcing** vom vorbi în paragraful cu același nume.

Tabel 3.2

Natura suprafeței	Albedoul (%)
Zăpada proaspătă, uscată	80–98%
Zăpada curată, umedă	60–70%
Gheața marină	30-40%
Nori	50-80%
Ni și puri	30-40%
Stepă uscată	20-30%
Pajiște verde	26%
Pajiște uscată	19%
Humus	26%
Arături umede	5-15%

Albedoul suprafețelor de natură diferită

Albedoul depinde și de unghiul de înclinare al radiației solare incidente. Valorile albedoului prezintă modificări în timpul zilei în funcție de variația unghiului de înălțime a Soarelui.

Pentru o înălțime mai mică a Soarelui deasupra orizontului reflexia difuză a razelor este mai intensă decât atunci când înălțimea se apropie de 90°. Astfel albedoul are valori mai mari dinspre și spre apusul Soarelui. Albedoul integral (pentru tot spectrul radiației incidente) al Pământului, luat ca planetă, poate fi exprimat ca suma termenilor: $\alpha = \alpha_p + \alpha_A + \alpha_0$ cu:

α_p albedoul suprafeței Pământului,

 α_A albedoul atmosferei și α_0 albedoul norilor

Valoarea lui α =40% cea mai mare contribuție având-o α_0 (75%)

• *Albedoul suprafeței pământului* este determinat de compozitia minerală a solului și prin acoperirea cu vegetație. Distribuția unghiulară a radiației reflectate depinde de structura suprafeței. Există suprafețe care reflectă radiația aproape izotrop.

*forcing, cuvânt din l. engleză care exprimă o constrângere datorată unui complex de factori care acționează, de regulă, din exteriorul unui sistem.

S-a observat ca nisipul deșertului împrăștie mult mai multă radiație înapoi. Lutul închis la culoare dimpotrivă, are reflexia maximă directă (înainte) și din cauză că este format din particule foarte fine de praf, se comportă mai mult ca o oglindă, în special pentru lungimi de undă mari. Bitumul de asemenea, prezintă reflexie maximă pentru direcția înainte. Cu creșterea lungimii de undă structura spectrului de reflexie în infraroșu de lungimi mari de undă este mai complex din cauză că devin importante benzile de absorbție ale mineralelor individuale (*tabel* 3.2 și *figura* 3.15).

Distribuția spectrală a radiației de undă scurtă reflectată depinde de compoziția chimică a suprafeței și de umiditate. În general solul reflectă mai puțin la lungimi de undă scurte decât în infraroșu apropiat. Aceasta parțial, datorită dimensiunilor grăunțelor solului. Undele scurte pot fi mai ușor absorbite în cavitățile dintre particule decât lungimile de undă mari. Umezeala reduce reflexia datorită absorbției.

Figura 3.17 arata albedoul spectral pentru diferite tipuri de suprafețe. Cum era de așteptat, nisipul alb are cea mai ridicată valoare a albedoului suprafeței comparativ cu alte suprafețe.

• Albedoul suprafețelor acoperite cu zăpadă și gheață, depinde de prospețimea depozitelor de zăpadă, conținutul de apă lichidă și structura zapezii.

În *figura* 3.18 este reprezentat albedoul spectral pentru trei tipuri de zăpadă. Pe întreg domeniul infraroşu apropriat există o descreștere până la 2,7 μm. După această lungime de undă, radiatia este aproape complet absorbită.



Fig. 3.17. Albedoul spectral pentru câteva tipuri de sol; 1 - nisip alb, 2 - asfalt, 3 - beton, 4 - şosea uscată, 5 -şosea umedă.

În spectrul de reflexie al gheții benzi. ^{uscata}, 5-sosea umeda. la 1,5 µm și 2,0 µm fiind astfel deplasate către lungimi mari de undă în raport cu benzile vaporilor de apă și a apei lichide. Pentru suprafețele de gheață efectele optice depind de structura gheții.

Albedoul norilor

Albedoul norului este o măsură a reflectivității unui nor – valori mai ridicate înseamnă ca norul blocheaza mai multă radiatie solară.

Albedoul norului variază de la mai puțin de 10% la mai mult decât 90% din radiația solară incidentă și depinde de dimensiunileparticulelor de nor, conținutul de apă lichidă, conținutul de vapori de apă,



Fig. 3.18. Albedoul spectral pentru trei tipuri de zapada:1-ninsoare proaspată uscată; 2-ninsoare proaspata umeda:3 - ninsoare umedă

grosimea norului și de unghiul zenital al soarelui. Picaturile de nor mai mici și conținutul de apa ridicat determină un albedou al norului mai mare, dacă ceilalți factori se mențin aceiași.

O expresie analitică aproximativă a coeficientului de reflexie al unui nor neabsorbant, omogen orizontal, este:

 $R_{CT} = \frac{\beta\left(\mu_0\right)\frac{\delta_c}{\mu_0}}{1+\beta\left(\mu_0\right)\frac{\delta_c}{\mu_0}}$ 3.22

unde μ_0 este cosinusul unghiului zenital al soarelui, $\beta(\mu_0)$ este fracțiunea din lumina solară incidentă norului sub unghiul μ_0 care este împrăștiată ascendent după direcția de difuzie uniparticulă, iar δ_c este grosimea optică a norului:

$$\delta_c = \pi r_c^2 Q_{ext} N z_c \qquad 3.23$$

unde z_c este grosimea norului, r_c este raza efectivă a picăturii, iar Q_{ext} este eficiența de extincție medie. Pentru picăturile de nor de rază mult mai mare decât lungimea de undă a luminii vizibile, Q_{ext} poate fi aproximat printr-o constantă, $Q_{ext} \approx 2$. Fracțiunea din radiația difuzată în sus, β , este o funcție ce variază slab cu μ_0 și δ_c .

Pentru a examina modificarea albedoului R_{CT} datorată variatiei numarului de particule de nor N, tinem seama de legatura dintre continutul de apa lichida din nor, L, raza efectiva și numarul de particule: $L = \frac{4}{3}\pi r_c^3 N$,

Ca urmare, grosimea optica devine:

$$\delta_{c} = \pi Q_{ext} z_{c} \left(\frac{3L}{4\pi}\right)^{2/3} N^{1/3}$$
 3.24

Ecuațiile (3.22) și (3.24) permit calcularea albedoului norului pentru o grosime fizică a norului dată, pentru un continut de apă lichidă dat și pentru o anumita concentratie a picaturilor de nor. Albedoul la varful norului depinde, în special, de variația lui N, când $0.3 \le R_{CT} \le 0.7$. În acest domeniu, o creștere a lui N de 1% conduce la o creștere a lui R_{CT} de aproximativ 8×10^{-4} .

3.3. RADIAȚIA TERESTRĂ

Sistemul Pământ-Atmosferă reflectă aproximativ 30% din radiația solară la limita superioară a atmosferei și absoarbe restul. Absorbția și împrăștierea radiației solare au loc în atmosferă.

O mare parte din radiația solară incidentă este absorbită și de suprafața Pământului, care este aproximativ 70% apă și 30% uscat. Pentru o perioadă climatologică, de exemplu un an sau mai mult, nu există o modificare semnificativă în temperaturile globale ale Pământului. Aceasta înseamnă că energia radiantă emisă de la Soare și absorbită de sistemul Atmosferă–Pământ va fi retransmisă în spațiu, așa încât să poată fi menținută o stare de echilibru energetic.

Pentru descrierea interacției atmosferei terestre cu radiația solară este necesară cunoașterea structurii atmosferei și compoziției acesteia. Toate gazele sunt responsabile în procesele de absorbție și de împrăștiere a radiației solare, dar dintre ele CO_2 , vaporii de apă și O_3 sunt cele mai importante (Fig. 3.19).

Spectrele de absorbție datorită tranzițiilor electronice ale oxigenului, azotului și ozonului molecular și atomic, se obțin în principal în domeniul UV, în timp ce acelea datorită tranzițiilor de vibrație și rotație ale moleculelor triatomice ca apa, ozonul (O₃) și dioxidul de carbon (CO₂) se întind pe domeniul infraroșu. Cea mai mare parte din radiația UV este absorbită în atmosfera superioară de speciile de oxigen și azot. Cel mai important absorbant în infraroșul apropiat cum se observă și din *figura* 3.19, este reprezentat de vaporii de apă. CO₂ are de asemenea banda de absorbție în spectrul solar, banda de 2,7 μ m fiind cea mai importantă. Banda de 4,3 μ m este mai importantă în regiunea radiației termice decât în domeniul solar pentru că ea conține foarte puțină energie solară.



Fig. 3.19. Spectrul terestru infraroșu și diferitele benzi de absorbție (Liou 1980)

Particulele de aerosol, fie ele solide sau lichide, au de asemenea un rol foarte important în absorbția și împrăștierea radiației solare direct, sau prin nori și precipitații. Incălzirea atmosferei de la soare prin absorbția radiației este, în principal, generată de vaporii de apă (de menționat că norii joacă un rol esențial în încălzirea de la soare).

Ca și Soarele, Pământul emite radiație electromagnetică care acoperă toate frecvențele. Totuși, temperatura globală medie a sistemului Atmosferă–Pământ este mult mai mică, decât a fotosferei Soarelui. Dacă Pământul este considerat ca un corp negru, atunci foloind legea Ștefan–Boltzmann (cu $\sigma \cong 5.67 \cdot 10^{-1}$ mwcm⁻²K⁻⁴), temperatura lui este de 250K.

Distribuția spectrală a radiației emisă de un corp negru la diferite temperaturi din domeniul terestru este reprezentată în *figura* 3.19, în funcție de lungimea de undă. În această figură este de asemenea prezentat spectrul de emisie al atmosferei, măsurat cu IRIS (Infrared Interferometer Spectrometer) de la bordul satelitului Nimbus IV (Liou, 1980). Curba care îmbracă spectrul de emisie este foarte apropiată de spectrul emis de un corp negru cu o temperatură de 288 K, care este temperatura suprafeței Pământului. În mod clar, anumite domenii ale radiației infraroșii sunt marcate de absorbția unor gaze din atmosferă. Dintre aceste gaze, dioxidul de carbon, vaporii de apă și ozonul sunt cei mai buni absorbanți.

Alți constituienți, cum sunt monoxidul de carbon, oxizii de azot și metanul care nu sunt prezenți în *figurile* 3.15 și 3.16 sunt absorbanți neimportanți, cu excepția cazurilor în care se consideră bilanțul de căldură Pământ–Atmosferă. CO_2 absoarbe radiația infraroșie în mod semnificativ în banda de 1,5 µm, de la 600 la 800 cm⁻¹. Această regiune spectrală corespunde de asemenea maximului intensității funcției Planck din domeniul numerelor de undă.

Vaporii de apă absorb în regiunea de 6,3 μ m de la 1200 la 2000 cm⁻¹ și în banda de rotație (< 500cm⁻¹). Cu excepția ozonului care are o bandă de absorbție în regiunea 9,6 μ m, atmosfera este relativ transparentă de la 800 la 1200 cm⁻¹.

Această regiune se numește *fereastra atmosferei*. În plus față de banda de 1,5 µm, dioxidul de carbon mai are o bandă de absorbție în domeniul lungimilor de undă scurte de 4,3 µm. Distribuția dioxidului de carbon este aproape uniformă în spațiu, deși există rezultate observaționale care indică creșterea continuă datorită combustiei. Această creștere a condus la ideea schimbărilor climatice. Deși nu ca dioxidul de carbon, totuși vaporii de apă și ozonul sunt foarte variabile atât în timp cât și în spațiu. Aceste variații sunt vitale pentru bilanțul radiativ al sistemului Pământ–Atmosferă și pentru schimbările climatice pe termen lung. Într-o atmosferă

curată, fără nori si aerosol, o mare parte din energia solară ($\approx 50\%$) transmisă prin atmosferă este absorbită de suprafața pământului (Fig. 3.14). Energia emisă de la Pământ, din contră, este absorbită de dioxidul de carbon, vaporii de apă și de ozon (Fig 3.19).

Captarea radiatiei terestre de către gazele atmosferice este un proces caracteristic atmosferei și de aceea se numește efect atmosferic. Uneori acest efect se numește efect de seră pentru că, asa ca și sticla care acoperă o seră, atmosfera transmite radiatie solară de undă scurtă și absoarbe radiatia termică de undă-lungă.

Radiația solară este numită radiație de undă scurtă din cauză că energia solară este concentrată la lungimi de undă scurte cu maximul la aproximativ 0.5 um.

Radiatia termică de la atmosfera Pământului este cunoscută ca radiație de undă lungă din cauză că maximul energiei sale este pentru lungimi de undă mai lungi, la aproximativ 10 μm. Spectrele solar si infrarosu sunt separate în domenii spectrale deasupra si sub 4 µm si suprapunerea lor este relativ nesemnificativă. Această deosebire face posibilă tratarea celor două tipuri de transfer radiativ și funcțiile surse separat, și mplificând astfel, problema transferului radiativ.

3.4. BILANȚUL RADIATIV PLANETAR

Pe Pământ, temperatura este astfel încât energia pe care planeta o emite este echilibrată de energia solară pe care ea o absoarbe. Energia generată în interiorul Pământului este atât de mică încât nu are efect sesizabil asupra temperaturii de la suprafață. Cel mai simplu model climatic determină temperatura terestră medie-globală prin punerea în ecuație a energiei solare absorbite și a energiei emise de Pământ.

3.4.1. Bilant radiativ

Fluxul de energie de la Soare pe unitatea de arie, la distanta medie Soare-Pământ reprezintă constanta solară, $S = (1367\pm2)Wm^{-2}$.

Din această cantitate aproximativ 30% este reflectată de planetă. Fracțiunea reflectată este numită albedou planetar și este notat de obicei cu α .

Fluxurile de radiație de undă scurtă și respectiv undă lungă se scriu:

Fluxul energetic de la Soare care patrunde în atmosferă este: $E_{in} = S\pi r^2(1-\alpha)$;

Fluxul de energie de undă lungă de la planetă este: $E_{ie} = 4\pi r^2 \sigma T_e^4$ unde T_e este temperatura efectivă observată din spatiu.

Echilibrul energetic pentru planetă poate fi scris după cum urmează: energia solară absorbită este egală cu energia terestră emisă:

$$\frac{S}{4}(1-\alpha) = \sigma T_e^4 \tag{3.26}$$

cu T_e temperatura de emisie. Factorul 1/4 din ecuația (3.22) reprezintă raportul dintre aria care emite și aria suprafeței sferice a planetei.

Calculând T_e pentru $\alpha = 0.3$ se găsește valoarea 255 K, care este mai mică decât cea observată, de 288 K. Diferența dintre temperatura de emisie necesară pentru echilibrul energiei globale și temperatura reală se poate explica și prin efectul de seră. Într-adevăr, prin efectul de seră atmosferic, energia terestră este împedicată să treacă usor de la suprafata Fig. 3.20. Diagrama schematică a fluxurilor Pământului prin atmosfera aproape opacă pentru



radiative globale medii când atmosfera este modelată ca un strat care este transparent la radiația solară și opac la radiația terestră.

această energie, cum se poate observa și din schema de bilanț din figura 3.20.

Fie o atmosferă reprezentată printr-un strat subțire care acoperă planeta. Acest strat aflat la aceeași temperatură absoarbe toată radiația emisă de suprafață și emite ca un corp negru la temperatura ei. Fluxurile termice sunt reprezentate în *figura* 3.21.



Fig. 3.21. Diagrama care arată schimburile radiative și neradiative dintre suprafață, atmosferă și spațiu. Unitățile sunt procente din insolația medie globală $(100\% = 342 \text{ Wm}^{-2})$

Valorile numerice date pentru fluxurile energetice sunt procente din insolația globală medie la limita superioară a atmosferei (324 Wm^{-2}). Din energia solară disponibilă, la limita superioară a atmosferei, aproximativ 50% atinge suprafața și este absorbită acolo, 30% este reflectată și 20% este absorbită de atmosferă. În ciuda transmi și ei eficiente a energiei solare prin atmosferă, aproape de două ori mai multă energie atinge suprafața sub formă de radiație de la atmosferă decât de la Soare. Mai mult de 10% din emisia de energie radiativă de la suprafață trece în spațiu fără să fie absorbită de atmosferă. Atmosfera este un emitor efectiv de energie și emite 50% mai multă energie sub formă de radiație terestră decât absoarbe. Atmosfera pierde aproximativ 30% unități de energie (aproximativ 103 Wm^{-2}) în mod continuu prin fluxuri radiative, în timp ce suprafața Pământului câștigă o cantitate egală.

Dezechilibrul radiativ este contrabalansat prin fluxul neradiativ de la suprafața Pământului la atmosferă. Din cele 30 unități de flux ne-radiativ de la suprafață, 25 unități sunt justificate de transportul căldurii latente. Când apa care este evaporată de la suprafață, datorită energiei solare condensează și precipită, căldura latentă de evaporare este eliberată în atmosferă. Astfel, fluxul vertical de căldură determină convecția din atmosferă și se manifestă concomitent cu efectul de seră. Din cauză ca o fracțiune mare din energia solară reținută de planetă este absorbită la suprafață, încălzirea continuă determină aer mai puțin dens în apropierea suprafetei. Aerul încălzit se ridică și este înlocuit cu aerul care fusese răcit în troposfera superioara. Acest schimb vertical păstrează troposfera bine amestecată și dirijează un ciclu hidrologic în care apa este în mod continuu circulată între oceane, atmosferă și uscat.

Circulația aerului și a apei este vitală pentru cele mai multe forme de viață care au evoluat pe Pământ. În medie, există un exces de radiație tropicală și un deficit la latitudinile medii și înalte. Astfel, va exista un transport de energie către poli pentru a echilibra surplusul și deficitul de energie (Fig. 3.22).



Fig. 3.22. a) Bilanțului radiativ al Pământului în funcție de latitudine; curba superioară reprezintă fluxul mediu de energie solară care atinge limita superioară a atmosferei; curba continua inferioară reprezintă cantitatea medie de energie absorbită iar curba întreruptă reprezintă energia medie a radiației emergente (care părăsește sistemul atmosferă–pământ; b) albedoul planetar obținut din date satelitare (Vonder Haar și Soumi, 1971)

Schimbul de energie în sistemul pământ-atmosferă implică un număr de mecanisme al căror transfer radiativ reprezintă numai o componentă a bilanțului total de energie. Pentru suprafața Pământului și atmosferă, bilanțul radiativ comun este pozitiv de la ecuator la latitudinea de 38° și negativ în rest (Houghton 1954). Mișcarile convective din atmosferă sunt responsabile pentru redistribuirea căldurii din regiunile ecuatoriale către cele polare și de la suprafață spre înălțimi. Întrucât latitudinile joase nu sunt uniform încălzite, iar latitudinile înalte nu sunt uniform răcite are loc o advecție orizontală de energie (Fig. 3.23).

Advecția se realizează prin sistemele de vânt din atmosferă și prin sistemele curenților oceanici.

Procesele care au loc în sistemul climatic determină menținerea unui echilibru între energia care ajunge la Pământ de la Soare și energia care se întoarce de la Pământ spre spațiu extraterestru. Componentele sistemului pământ care sunt importante pentru bilanțul radiativ sunt: suprafața planetei, atmosfera și norii.



Fig. 3.23. Variația bilanțului radiativ cu latitudinea pentru emisfera nordică.

Aerul curat este

foarte transparent la radiația solară de undă scurtă incidentă și ca urmare o transmite către suprafața Pământului. Totuși, o fracțiune semnificativă din radiația de undă lungă emisă de suprafață este absorbită de gazele din aer. Ca urmare, aerul se încălzește radiază energie atât în spațiu cât și spre suprafața Pământului.

Energia emisă înapoi la suprafață determină încăzirea ei suplimentară și ca urmare emisia suplimentară de energie de la suprafață. Acest efect de încalzire al aerului de la suprafață, numit *efect de seră atmosferic*, este în principal, rezultatul prezenței în atmosferă a vaporilor de apă dar este intensificat de prezența dioxidului de carbon, metanului și a altor gaze care absorb în domeniul spectral infraroșu.

La efectul de încălzire al aerului curat, norii din atmosferă ajută la medierea temperaturii Pamântului. Echilibrul dintre forcingurile contrare ale albedoului norului și efectul de seră al norului arată dacă un anumit tip de nor va suplimenta încalzirea naturală a aerului la suprafața Pământului sau va produce un efect de răcire. În următorul paragraf vom explica de ce norii înalti cirrus tind să intensifice încălzirea, în timp ce norii joși groși au efect opus. Efectul total al norilor este că suprafața Pamântului este mai rece decât ar fi dacă nu ar exista nori.

3.4.2. Forcinguri radiative

Într-o stare neperturbată, radiația solară incidentă netă mediată peste întreg globul pe o perioadă lungă de timp, trebuie să fie echilibrată de radiația infraroșie netă, de undă lungă care părăsește atmosfera.

Radiația infraroșie este absorbită de gazele cu efect de seră și de nori, menținând astfel suprafața la o temperatură mai ridicată decât ar fi în mod normal.

O schimbare în radiația medie netă la partea superioară a troposferei (la tropopauză), din cauza unei schimbări fie în radiația solară directa fie în cea de undă lungă, este definită ca un forcing radiativ*. Acest forcing radiativ perturbă echilibrul dintre radiația care intră și cea care iese din sistemul Pământ. În timp, climatul răspunde la perturbație ca să restabilească echilibrul radiativ. Un forcing radiativ pozitiv tinde în medie, să încălzească suprafața; un forcing radiativ negativ tinde în medie să răcească suprafața. Așadar, radiația solară nu este considerată un forcing radiativ, dar o variație în radiația solară incidentă este un forcing radiativ.

• Forcingul radiativ determinat de nori

Când un nor absoarbe radiația de unda lungă emisă de suprafața Pământului, el reemite o parte din energie în spatiul extraterestru și o parte către suprafața Pamântului (Fig. 3.24). Intensitatea emisiei de la nor variază direct proportional cu temperatura lui și depinde de asemenea, de mai multi factori, cum ar fi grosimea norului și concentratia picăturilor de nor.

Vârful norului este este în mod obișnuit mai rece decât suprafața Pamântului. Astfel, dacă un nor este considerat într-o atmosferă inițial fără nori, vârful rece al norului va reduce emisia de radiație de undă lungă în spațiu, și (neținând seama de forcingul dat de albedoul norului), energia va fi captată sub vârful norului. Această captare de energie va crește temperatura suprafeței Pământului și a atmosferei până când emisia de radiație de undă lungă în spațiu echilibrează din nou radiația incidentă de undă scurtă absorbită. Acest proces este numit *forcingul efectului de seră al norului* și el tinde să determine o încălzire sau un *forcing pozitiv* în sistemul climatic.



Fig. 3.24. Radiația de undă scurtă (radiația solară directă) este reflectată de nor întorcându-se în spațiu. Ca urmare albedoul mare al norului determină o răcire a Pământului (a). Radiația indirectă (de unda lungă), emisă de la suprafața terestră este absorbită și reemisă de nor. Săgețile mai groase indică valori mai mari ale energiei; ca urmare efectul de seră datorită prezenței norului predomina și tinde să determine o încălzire a Pământului

Norii înalți și subțiri, norii cirrus acționează în atmosferă în același mod ca aerul curat deoarece ei sunt foarte transparenți la radiația de undă scurtă (forcingul dat de albedoul norului este mic), dar ei absorb radiația de undă lungă. Ca și în aerul curat, norii cirrus absorb radiația de la Pământ și apoi emit radiație de undă lungă, radiație infraroșie atât în spațiu cât și înapoi spre suprafața Pământului.

Deoarece norii cirrus sunt înalți și în consecință reci, energia radiată în spațiu este mai redusă decât dacă nu ar fi nori (forcingul dat de efectul de seră al norului este mare).





forcing radiativ*cuvânt din l.engleză care semnifică o măsură a influenței pe care o are un anumit factor în perturbarea echilibrului dintre radiația care întra în sistemul Pământ și cea care iese în spațiu extraterestru; vezi și definiția generală a forcingului.

Fig. 3.25. Norii înalți de tip cirrus transmit cea mai mare parte din din radiatia solara incidentă și retin o parte din radiatia de unda lungă. Ca urmare efectul de seră este mai mare decât efectul albedoului și rezultă o încalzire a Pământului (http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/)



Nori stratocumulus deasupra Oceanului Pacific
 imagine din spațiu din 1 august 1973

Fig. 3.26. Norii stratocumulus reflectă cea mai are parte din radiația solară directă și reemit mare parte din radiația terestră (de unda lungă). Albedoul acestor nori este mai mare decât efectul de seră pe care-l produc și ca urmare prezența lor determină o răcire a Pământului. (http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/)

Efectul norilor cirrus înalți și subțiri este ca urmare de intensificare a încălzirii atmosferei prin efectul de seră.

În contrast cu efectul de încălzire al norilor înalți, norii stratocumulus joși, acționează în sensul răcirii sistemului Pământ. Deoarece norii joși sunt mult mai groși decât norii înalți, ei nu sunt transparenți, adică ei nu lasă multă energie solară să ajungă la suprafața Pământului. Dimpotrivă ei reflectă mult mai multă radiație solară înapoi, în spațiu (forcingul dat de albedoul norului este mare). Deși norii stratocumulus emit de asemenea radiație de undă lungă în spațiu extraterestru și către suprafața pământului, ei sunt în apropierea suprafeței și la aproape aceeași temperatură la suprafață. Astfel, ei radiază la aproape aceeași intensitate ca suprafață și nu afectează radiația infraroșie emisă în spațiu extraterestru (forcingul datorită efectului de seră al norilor la scară planetară este mic). Pe de altă parte, radiația de undă lungă emisă în jos de la baza norului tinde să încălzească suprafața și stratul subțire de aer dintre suprafață și nor, dar efectul net al acestor nori este să răcească suprafața.

Norii convectivi profunzi, exemplificați prin norii cumulonimbus, se deosebesc foarte mult de celelalte două categorii prezentate anterior. Un nor cumulonimbus poate avea câțiva kilometri grosime cu baza în apropierea solului și vârful care atinge în mod frecvent o înălțime de 10 km iar uneori mult mai mult.

Deoarece vârful norului cumulonimbus este la mare înălțime, energia radiată în spațiu este mai mică decât ar fi în absența norului (forcingul efectului de seră al norului este mare). Dar pentru că ei sunt foarte groși, reflectă mult din energia solară înapoi în spațiu (forcingul datorită albedoului norului este de asemenea mare). În consecință, per total, cele două forcinguri efectul de seră al norului și albedoul norului se compensează și ca urmare efectul cumulonimbusului este neutru: nici încălzire și nici răcire.



Nori cumulonimbus -imagine din spatiu (7 aprilie 1983)

Fig. 3.27. Norii convectivi emit puțină radiație de undă lungă și reflectă multă radiație de undă scurtă. Efectul de seră și albedoul sunt mari dar se anulează reciproc și în consecința nu rezultă nici răcire nici încalzire (http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/)

Studiul norilor, unde apar, caracteristicile lor macro și microfizice, reprezintă cheia în înțelegerea schimbărilor climatice.

Statistica proprietăților norilor pentru diferite tipuri de nor și în diferite condiții climatice poate fi folosită pentru evaluarea parametrizării norului în modele regionale și globale. Boer and Ramanathan (1997) au dezvoltat un algoritm lagrangean de clasificare a norilor și l-au aplicat sistemelor de nori convectivi în Pacificul Tropical de Vest. Ei au găsit că pentru oceanul tropical sistemele de nori convectivi, norii cu aria mai mare decât 50 km \times 50 km (aproximativ rezoluția Modelelor de Circulatție generală – GCM) reprezintă 95% din aria totală acoperită cu nori. Proprietățile radiative ale norilor, incluzând albedoul norilor și temperatura de strălucire depind considerabil de scara spațială (Fig.3.28).



Fig. 3.28. Contribuția cumulată la fracțiunea totală a ariei noroase deasupra zonei analizate pentru norii înalți, medii și inferiori (joși) (după G. J. Zhang and V. Ramanathan, 1999)

În mod similar cu sistemele noroase oceanice, proprietățile radiative ale norilor continentali de la latitudinile medii depind de scara spațială.

Albedoul norilor, și forcingul radiativ de undă scurtă sunt comparabile ca amplitudine pentru norii înalți medii și joși.

Norii întinși au, în general, forcingul radiativ de undă lungă și scurtă (pe unitatea de suprafață noroasă) mai mare, exceptând norii înalți cu aria mai mare decât 2×10^5 km². Nori înalți întinși s-au observat după-amiaza târziu când soarele era la un unghi zenital mare și astfel forcingul radiativ de undă scurtă este mare.

Forcingul radiativ total de undă lungă este de aproximativ 28 W/m², din care 22 W/m² este pentru norii înalți. Aproape 90% din forcingul radiativ de undă lungă al norului pentru norii înalți vine de la norii cu o suprafață mai mare decât 4×10^4 km².

Contribuția la forcingul radiativ de undă scurtă al norului pentru diferite tipuri de nori este similară din punct de vedere calitativ. Forcingul radiativ total de undă scurtă de la toate tipurile de nori și de scări spațiale este de aproximativ -29 W/m^2 , comparabil ca mărime cu forcingul radiativ total de undă lungă al norului.

Dependența puternică a forcingului radiativ al norului de scara spațială pentru unitatea de de suprafață a norului implică, că pentru aceeași cantitate de masă noroasă, dacă ea este compusă din nori mici, proprietățile radiative care includ forcingul radiativ al norului ar trebui să fie foarte diferite față de cele ale norilor mari.

De aceea, scara norului este un parametru foarte important în calculul radiației norului, și ar trebui introdusă în parametrizarea norului.

Forcingul radiativ al norului observat este dominat de sistemele noroase mari. Caracteristicile scalare pentru forcingul radiativ al norului sunt similare cu acelea pentru nebulozitate (acoperirea cu nori). Cei care contribuie în mod major la forcingul radiativ al norului sunt norii adânci cu o suprafață între 4×10^4 km² și 4×10^5 km². Norii medii contribuie cu aproape 20% la forcingul radiativ total de undă lungă și scurtă al norului. Datorită cantității reduse de nori joși și temperaturii effective ridicate, forcingul radiativ al norilor joși este nesemnificativ.

• Forcingul radiativ al aerosolului

Când se vorbește de rolul aerosolului în modificările climatice se adoptă punctul de vedere determinist, prin specificarea oricărei variații în conținutul de aerosol al atmosferei ca o influență externă asupra stării climatice.

Spre deosebire de gazele cu efect de seră, care determină un forcing radiativ pozitiv, aerosolul în general determina un forcing radiativ negativ.

De exemplu, o creștere în concentrație a CO_2 din atmosferă conduce la o reducere de radiație infraroșie și deci la un forcing radiativ pozitiv. În cazul dublării concentrației preindustriale de dioxid de carbon, în absența oricărei alte schimbări, efectul radiativ mediu global ar fi de 4 Wm⁻². Pentru a restabili echilibrul, temperatura troposferei și a suprafeței trebuie să crească, producând o creștere a radiației care părăsește atmosfera. Dublarea concentrației de dioxid de carbon determină o creștere a temperaturii de echilibru la suprafață de 1°C, dacă ceilalți factori (norii, conținutul de apă din troposferă, aerosolul) se păstrează constanți.

Aerosolul prezent în atmosferă afectează echilibrul radiativ al sistemului, direct și indirect pe mai multe căi.

Efectul *radiativ direct* apare datorită faptului că particulele de aerosol împrăștie și absorb radiația solară directă, radiația solară reflectată de la suprafața Pământului și de asemenea, radiația terestră. Acest proces implică o redistribuire a energiei radiației solare și de la pământ în atmosferă și determină încălzirea sau răcirea atmosferei, depinzând de proprietățile optice relevante și de distribuția spațială a particulelor de aerosol.

Influența indirectă cea mai importantă a particulelor de aerosol asupra echilibrului radiativ este prin efectul lor asupra norilor. Acțiunea particulelor de aerosol ca nuclee de condensare și de înghețare,

și ca centrii de coalescență, afectează puternic formarea, timpul de viață și proprietățile optice ale norilor și ca urmare, transferul radiativ într-o atmosferă noroasă, atât la lungimi de undă solare cât și terestre. Particulele de aerosol pot fi găsite de asemenea, în sau printre hidrometeori, fie în soluție în picături fie în suspensie și pot determina schimbări în albedoul norului. Un alt efect poate fi cel de inducere a unor modificări în stabilitatea hidrostatică a coloanei de aer care la rândul ei afectează formarea norilor.

Câteva din influențele menționate mai sus duc la o încălzire, în timp ce altele determină efecte de răcire. Absorbția pe particulele de aerosol determină o încălzire, indiferent dacă este vorba de absorbție de radiație de undă lungă sau de undă scurtă.

Imprăștierea înapoi în spațiu a radiației solare incidente reprezintă un efect de răcire pentru sistem, dar împrăștiere înapoi a radiației de undă-scurtă reflectate sau radiației de undă-lungă emise determină o răcire.

Diferitele efecte de încălzire și de răcire nu au loc independent, și relațiile dintre ele constituie mecanisme de feedback, despre care multe detalii nu sunt încă cunoscute.

Forcingul radiativ mediat global, a fost folosit să se compare efectul climatic potențial al diferitelor mecanisme de schimbare climatică (Fig. 3.30).

Contribuția individuală a gazelor cu efect de seră este cea mai important ă în efectul radiativ direct. Valorile negative ale forcingului în cazul aerosolului nu trebuie să fie privite neapărat ca o echilibrare a efectului radiativ al gazelor cu efect de seră din cauza incertitudinii în aplicabilitatea efectului radiativ global mediu în cazul speciilor distribuite neomogen cum sunt aerosolul și ozonul.



Fig. 3.30. Estimările forcingului radiativ mediat global datorită schimbărilor în concentrația gazelor cu efect de seră și aerosolului din perioada pre-industrială până în prezent și modificările în variabilitatea solară din 1850 până în prezent. Inălțimea dreptunghiurilor indică o estimare medie a forcingului în timp ce lungimea segmentelor reprezintă domeniul po și bil al valorilor. Este indicat de asemenea nivelul de încredere al estimărilor (IPCC, 1995).

Pentru cuantificarea efectului radiativ direct al aerosolului, este necesar să se cunoască proprietățile optice ale acestuia.

Forcingul direct.

Forcingul mediu al radiației de unde scurte $\overline{\Delta F_R}$ rezultată dintr-o creștere a concentrației aerosolilor și poate fi exprimat sub forma:

$$\overline{\Delta F_R} = -\frac{1}{4} F_T \left(1 - A_C \right) \overline{\Delta R_a}$$
3.27

unde $\frac{1}{4}F_R$ este fluxul radiativ mediu global de la partea superioară a atmosferei (TOA), A_C este acoperirea cu nori (fracțiunea din nebulozitate), $\overline{\Delta R_a}$ este abaterea de la albedoul mediu planetar datorită creșterii concentrației aerosolului. Factorul (1–A_C) este introdus deoarece albedoul crește, în principal, în porțiunile planetei fără nebulozitate. Semnul (–) ne arată că forcingul *reprezintă* o tendință de răcire. Pentru un aerosol optic subțire, cu proprietăți de împrăștiere a luminii (grosime optică $\delta_a \ll 1$), $\overline{\Delta R_a}$ este liniar cu grosimea optică, și poate fi reprezentată ca:

$$\overline{\Delta R_a} \cong R T^2 \left(1 - \overline{R_S}\right)^2 \overline{\beta} \ \overline{\delta_a}$$
3.28

unde T este fracțiunea din radiația incidentă transmisă prin stratul atmosferic de dinaintea stratului de aerosol (cea care nu este absorbită de vaporii de apă, transmitanța), $\overline{R_s}$ este albedoul mediu al suprafeței de dedesubt, $\overline{\beta}$ este fracțiunea de radiație împrăștiată în sus de către aerosol, iar $\overline{\delta_a}$ este grosimea optică medie a aerosolului. Combinația ecuațiilor (3.27) și (3.28) conduce, pentru aerosolul sulfatic, la expresia pentru forcing:

$$\overline{\Delta F_R} \cong -\frac{1}{2} F_T T^2 \left(1 - A_c \right) \left(1 - \overline{R_S} \right)^2 \overline{\beta} \ \overline{\delta}_{SO_4^2}$$

$$3.29$$

Încărcătura de aerosol sulfatic, de exemplu, intră în această ecuație ca dependentă de extincția pe suprafața medie a coloanei.

$$\overline{\delta}_{SO_4^2}^2 = \alpha_{SO_4^2}^2 - f(RH) \overline{B}_{SO_4^2}^2 \qquad 3.30$$

unde $\alpha_{SO_4^2}^2$ este secțiunea transversală de difuzie molară a sulfatului la o umiditate relativă de

referință scăzută (30%), care în regiunile industriale are o valoare aproape universală de aproximativ 500 m²mol⁻¹ (aproximativ 5 m² pe gram de SO_4^{2-}), iar f(RH) se ia în considerare pentru o creștere relativă a împrăștierii datorată creșterii mărimii particulei, asociată cu *depunerile aluvionale* higroscopice ce apar odată cu creșterea umidității.

Încărcătura de sulfat este legată de parametrii ce implică surse de aerosol și de acei parametri ce se referă la îndepărtarea aerosolului atmosferic:

$$\overline{B_{SO_4^{2^-}}} = \frac{Q_{SO_2}Y_{SO_4^{2^-}}SO_4^{2^-}}{A}$$
 3.31

unde Q_{SO_2} (în moli de S pe an) este sursa puternică de SO₂ antropic, $Y_{SO_4^{2-}}$ este fracțiunea cedată din SO₂-ul emis, care reacționează pentru a produce aerosolul SO₄²⁻, $\tau_{SO_4^{2-}}$ (ani) este

timpul de viață al sulfatului în atmosferă sau în regiunea geografică luată în considerație, iar A este aria regiunii geografice în care se presupune a fi aerosolul, de exemplu, întregul Pământ, emisfera nordică sau o regiune mai mică.

Valori rezonabile ale parametrilor din ecuațiile (3.27-3.31) (tabelul 1), care iau în considerare distribuția geografică a nebulozității și a albedoului suprafeței, plasează forcingul radiativ direct mediu global datorat aerosolilor sulfatici la -1 Wm⁻², cu un factor de incertitudine de 2. Această valoare este comparabilă în mărime cu forcingul atribuit unei creșteri a concentrației CO₂ de aproximativ 25% față de valoarea din era preindustrială. În ciuda unei incertitudini considerabile cu privire la parametrii de intrare și asupra estimării forcingului, calculul servește la stabilirea semnificației forcingului aerosolului direct. În centrul acestei concepții se află separarea forcingului aerosolilor sulfatici antropici de cea produsă de ceilalți aerosoli antropici sau de cea produsă de totalitatea aerosolului troposferic. Această separare presupune că forcingul sulfaților este proporțională cu concentrația sulfaților antropici. Deoarece mai mult de 90% din SO₂-ul antropic este emis în emisfera nordică (NH), forcingul rezultat este predominant în emisfera nordică, cu o valoare aproape dublă față de valoarea medie globală.

Tabelul 3.3

Mărime fizică	Valoare	Unități	Eroare relativă (%)
Q _{SO 2}	90×10^{12}	G de sulf pe an	15
2	$2,8 \times 10^{12}$	Mol de sulf pe an	
Y _{SO4} ² -	0,4		50
$\tau_{SO_4^2}$	0,02	an	50
A	<u>5 × 10¹⁴</u>	m ²	
$\overline{B_{SO_4^2}}$	$4,6 \times 10^{-5}$	$(g SO_4^{2-}) m^{-2}$	
α	$4,8 \times 10^{-3}$	$mol m^{2}$ $m^{2} (a SO^{2})^{-1}$	40
<i>SO</i> ₄ ² ⁻	$4,8 \times 10^2$	$m^2 \text{ mol}^{-1}$	40
<u>f(RH)</u>	<u>1,7</u>		20
$^{\circ}_{SO_4^2}$ -	0,04		
F _T	1370	Wm^{-2}	
	0.76	vv III	20
	0,4		10
$1-R_s$	0,85		10
- 0	<u>0,29</u>		25
<u>р</u>	-1,3		
ΔF_{R}		Wm^{-2}	

Evaluarea forcingului radiativ direct mediu global pentru sulfatul antropic (Bara dublă indică evaluare de la mărimile fizice corespunzătoare) (IPCC 1994)

Calcule mai elaborate, atât pentru o distribuție presupusă a extincției ce depinde de latitudine, dar este invariantă cu longitudinea, cât și pentru variația spațială a concentrației sulfaților, arată forcinguri similare cu cele din modelul mediu global de mai sus. Calculele cu privire la bilanțul energiei regionale ne arată, de asemenea, că, deși forcingul datorat sulfatului antropic este distribuit în general de-a-lungul emisferei nordice, forcingul radiativ variază considerabil cu locul.

• Forcingul radiativ indirect.

Considerăm că perturbarea albedoului de la suprafața norului, R_{CT} , datorată unei creșteri a concentrației numărului de picături N, în ipoteza că fracțiunea de apă lichidă conținută în volumul total, L, nu este schimbată de perturbarea lui N. Orice creștere a lui L datorată inhibării precipitațiilor va crește perturbarea forcingului radiativ.

Forcingul radiativ mediu global ce ar rezulta dintr-o variație a albedoului de la suprafața norului pentru norii stratus marini și stratocumulus a fost evaluată de Charlson și alții (1992).

Variația albedoului TOA (Top Atm.Albedo, adică albedoul la partea superioară a atmosferei) pentru o variație dată a albedoului de la partea superioară a norului ΔR_{CT} este:

$$\Delta R_{TOA} = 0.8 \ \Delta R_{CT} \qquad 3.32$$

Dacă fracțiunea globului care este acoperită de nori marini stratiformi, A_{mst} , rămâne invariantă cu creșterea lui N, atunci variația albedoului mediu global este:

$$\Delta R_{GM} = A_{mst} \,\Delta R_{TOA} \qquad 3.33$$

Variația rezultantă a forcingului radiativ solar este dată de variația albedoului mediu global, înmulțită cu fluxul radiativ mediu global de la partea superioară a atmosferei (TOA) $(1/4 F_T)$:

$$\Delta F_C = -\frac{1}{4} F_T \Delta R_{GM}$$
 3.34

Variația forcingului răspunde liniar la variația albedoului de la partea superioară a norului și, astfel, poate fi reprezentată ca o dependență liniară de *log N*; o creștere globală uniformă a concentrației picăturilor la 30% în norii marini stratus și stratocumulus va scădea forcingul mediu global al radiației de undă scurtă cu aproximativ 2 Wm⁻². Pornind de la premiza că, concentrațiile masice ale aerosolilor sulfatici care nu conțin sare de mare în locuri izolate din emisfera nordică le depășesc pe cele din emisfera sudică cu aproximativ 30%, și presupunând că variația relativă a lui *N* este aceeași cu variația relativă a concentrației masice, Schwartz a sugerat că perturbarea medie zilnică a forcingului radiativ al norului din emisfera nordică datorată sulfaților antropici, este de aproximativ $-2Wm^{-2}$. Pentru o creștere medie globală a lui *N*, presupusă de 15% (tabelul 3.4), variația medie globală calculată a forcingului radiației de undă scurtă de către nor este de aproximativ 1 Wm⁻². Evident, cea mai mare incertitudine în aceste estimări se referă la ordinul de creștere a concentrației de picături de nor, care are un factor de incertitudine de cel puțin 2. Forcinguri foarte mari, -10 Wm⁻² sau chiar mai mari, ne așteptăm să apară în regiunile influențate direct de emisiile industriale, unde concentrația nucleilor de condensare (CCN) este de 5 ori mai mare sau chiar mai mult în comparație cu mediul nepoluat.

În ultimii zece, cinsprezece ani, interesul pentru efectele prezenței aerosolului în atmosferă a crescut considerabil, mărturie stând numeroasele proiecte și conferințe internationale și multe articole știintifice publicate.

Tabelul 3.4.

Evaluarea perturbației forcingului radiativ mediu global al norului, datorat sulfatului antropic. Sublinierea cu linie dublă indică evaluare de la mărimile fizice corespunzătoare.

Mărime fizică	Valoare	Unități
N/N ₀	1,15	
dR _{CT} /d ln N	<u>0,083</u>	
ΔR_{CT}	0,012	
dR_{TOA}/dR_{CT}	<u>0,8</u>	
ΔR_{TOA}	0,009	
A _{mst}	<u>0,3</u>	
ΔR_{GM}	0,003	
F _T	<u>1370</u>	$W m^{-2}$
ΔF_{C}	-1	$W m^{-1}$

Aceasta se întâmplă pentru că aerosolul poate afecta clima și să influențeze schimbările climatice.



- 1. Explicați cum modificarea distanței dintre Pamânt și Soare explică variațiile temperaturii.
- 2. De ce se schimbă cantitatea de energie primită de suprafața pamântului de la soare atunci când se schimba înălțimea soarelui?
- 3. Cum ar fi fost sezoanele afectate dacă axa Pământului nu ar fi fost înclinată cu 23 ^{1/2} la planul orbitei sale ci ar fi fost perpendiculară?
- 4. În care porțiune a spectrului electromagnetic este concentrată cea mai mare parte a radiației solare?
- 5. Descrieți legătura dintre temperatura unui corp care radiază și lungimile de undă la care emite.
- 6. Care este deosebirea dintre convecție și advecție?
- 7. De ce cerul apare de obicei albastru?
- 8. Explicați de ce la răsăritul și apusul soarelui cerul are culoarea rosie sau portocalie.
- 9. Care factori ar putea influența albedoul de la un loc la altul?
- 12. Explicați de ce atmosfera este încalzită prin reradierea de la suprafața Pământului.
- 13. Care sunt gazele care absorb în primul rând radiația în atmosfera joasă. Care dintre aceste gaze este cel mai important?
- 14. Care sunt concluziile care rezultă din ecuația (3.26)?
- 15. Care este deosebirea dintre difuzia Mie și Rayleigh?
- 16. Ce este albedoul și care este expresia lui în cazul norilor ?
- 17. Pentru a examina modificarea albedoului norului, R_{CT}, datorată variației numărului de particule de nor N, se ține seama de legatura dintre conținutul de apa lichida din nor, L, raza efectivă și numărul de particule, Care este expresia conținutului de apă lichidă și ce devine expresia drumului optic?
- 18. Să se scrie ecuația echilibrului energetic pentru planetă, explicitând mărimile fizice care intră în expresie.
- 19. Să se definească forcingul radiativ în general și să se comenteze pentru cele trei tipuri principale de nori.
- 20. Ce se poate spune despre forcingul radiativ al aerosolului ?



Kondratyev, K.Ya., 1969: *Radiation în the Atmosphere*, Academic Press, New York, London, 430 pg. Liou Kuo-Nan, 1980: *An Introduction to Atmospheric Radiation*, Academic Press, New York, London, 390 http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/clouds.html
6. DINAMICA ATMOSFEREI

Atmosfera Pământului, acest manșon gazos care înconjură planeta permite transferul energiei între soare și planetă și de la o regiune a globului la alta.

Deoarece este un sistem fluid, atmosfera este sediul tuturor tipurilor de miscare, de la turbioanele foarte mici, cu dimensiuni sub un metru, la circulația globală, prin undele planetare. Miscarea aerului influențează componentele atmosferei cum ar fi vaporii de apă, norii, poate redistribui masele de aer și constituienții atmosferei într-o varietate infinită de configurații complexe și intervenind în procesele atmosferice, face din circulația atmosferică un important factor al bilanțului energetic global.

Cu studiul mișcării aerului se ocupă *dinamica atmosferei* sau *meteorologia dinamică*, care în ultimele decenii a avansat foarte rapid. Dinamica atmosferei stabilește legile de mișcare a maselor de aer din atmosferă și metodele de rezolvare a ecuațiilor de mișcare în scopul de a prevedea evoluția viitoare a vremii.

6.1. DESCRIEREA COMPORTĂRII ATMOSFEREI

Mobilitatea sistemelor fluide face descrierea lor foarte complexă. Ca orice fluid, atmosfera este guvernată de legile mecanicii aplicate ei, considerată ca un continuum. Aceste legi pot fi obținute de la legile mecanicii și termodinamicii care sunt de bază pentru un sistem discret de fluid, prin generalizarea lor pentru continuumul atmosferic. *Meteorologia dinamică* este studiul acelor mișcări ale atmosferei care sunt asociate cu vremea și clima. Pentru toate aceste mișcări, natura moleculară discretă a atmosferei poate fi ignorată și atmosfera poate fi privită ca un *mediu fluid continuu*, sau *continuum*.

Diferitele mărimi fizice care caracterizează starea atmosferei: presiune, densitate, temperatură, viteză se presupune ca au o valoare unică în fiecare punct al fluidului atmosferic. În plus aceste *variabile de câmp* și derivatele lor sunt presupuse funcții continue în spațiu și timp. Legile fundamentale ale mecanicii fluidului și termodinamicii care guvernează mișcările din atmosferă pot fi exprimate atunci în termenii ecuațiilor diferențiale care implică variabilele de câmp.

În dinamica atmosferei ca și în mecanica fluidelor efectuarea raționamentelor și stabilirea legităților se sprijină pe conceptul de *particulă*. Vom defini particula ca fiind volumul de fluid în interiorul căruia nu pot fi puse în evidență neuniformitățile parametrilor fizici (p, T, V, etc.) și a parametrilor mecanici (viteză, accelerație, etc.).

Particula de fluid este așadar asimilată punctului material cu care se operează în mecanică. Este evident că dimensiuniile particulei de fluid depind de specificul proceselor analizate.

Astfel, dacă se urmărește să se pună în evidență numai caracteristiciile esențiale ale circulației atmosferei pe zone întinse, lasând la o parte aspectele particulare, legate de exemplu de influențele orografice locale, atunci particulei de fluid atmosferic i se vor atribui dimensiuni mari. Dimpotrivă, dacă se are în vedere evidențierea unor procese sau fenomene care evoluează pe spații restrânse, cum ar fi cele termodinamice legate de stratificarea termică verticală a atmosferei, atunci dimensiunile particulei trebuie alese cu mult mai mici.

Din cele expuse mai sus, rezultă necesitatea subordonării dimensiunilor particulei, scării la care se efectuează analiza propusă. Aceasta va trebui sa satisfacă două cerințe esențiale:

- scara să fie destul de mare pentru ca fenomenele și procesele studiate să se prezinte sub o formă suficient de simplă pentru a fi accesibile mijloacelor de investigație folosite;

- scara să fie destul de redusă (mică) pentru a nu permite să se neglijeze detaliile esențiale ale fenomenelor și proceselor analizate.

Pentru descrierea mișcărilor atmosferice se folosesc scări spațio-temporale ca cele prezentate în *tabelul 6.1*. Cele mai mari scări, cea a circulației generale și sinoptică, constituie circulația la scară mare sau macroscară.

Tabel 6.1.

Denumirea scării	Scara de timp	Lungimea de scară	Exemple de mișcari
Circulația generală	De la săptămâni la ani	De la 1000 la 40.000 km	Undele planetare, vânturile de vest
Scara sinoptică	De la zile la săptămâni	De la 100 la 5000 km	Ciclonii, Anticiclonii, huricane
Mezoscara	De la minute la zile	De la 1 la 100 km	Brizele marine, furtuni și tornade
Microscară	De la secunde la minute	Sub 1 km	Turbulența

Scările spațiale și temporale pentru mișcările atmosferice

Scara sinoptică este proprie analizei mișcării generale a atmosfereie și evidențierii distribuției parametrilor meteorologici pe spații largi. Rețeaua de stații sinoptice furnizează date de observație. Ciclonii și anticiclonii sunt elemente importante ale circulației la latitudini medii. Curgerea aerului în acestea este în principal o curgere orizontală cu mișcari verticale modeste.

Prin contrast, vântul la mezoscară și microscară influențează arii mai mici și prezintă curgeri verticale extinse care pot fi foarte rapide, cum se întâmplă într-o furtună în dezvoltare. Scara mezosinoptică este proprie analizelor de detaliu în care se caută să se reliefeze modul în care orografia locală influențează procesele și fenomenele atmosferice.

Deși se obișnuește să se împartă mișcările atmosferice în funcție de scări spațio-temporale, nu trebuie uitat că, curgerea aerului este foarte foarte complexă, mai complicată decât curgerea apei într-un râu cu vârtejuri de toate dimensiunile care se suprapun peste curgerea propriuzisă. În plus, ca și în curgerea unui râu, fiecare scară de miscare este legata de celelalte scări.

Pentru a simplica descrierea comportării atmosferei se folosesc două modalități diferite: una de tip fotografic, prezentând câmpurile variabilelor meteorologice la un moment dat (euleriană), iar cealaltă de tip cinematografic (lagrangeană), urmărind sistemul în evoluția sa în timp.

Descrierea *euleriană* reprezintă comportarea atmosferei prin proprietățile câmpului, cum ar fi distribuția la un moment dat a temperaturii, vitezei vântului sau a altor variabile meteorologice. O astfel de descriere este convenabilă rezolvării ecuațiilor cu derivate parțiale prin metode numerice.

Descrierea *lagrangeană* reprezintă comportarea atmosferei prin proprietățile unei particule de aer care se mișcă odata cu fluidul și a cărei evoluție este urmărită în timp. Deoarece atenția este focalizată asupra proprietăților din interiorul particulei de aer și asupra interacției dintre sistem (particulă) și mediu, descrierea lagrangeană oferă avantaje atât conceptuale cât și de diagnoză. Din acest motiv, metoda lagrangeană este folosită pentru obținerea legilor fundamentale care caracterizează comportarea atmosferei.

6.2. FORȚE CARE ACȚIONEAZĂ ASUPRA PARTICULEI DE AER

Mişcările din atmosfera sunt guvernate de legile fundamentale din fizică: legea de conservare a masei, impulsului și energiei. Legea a II a lui Newton pentru mișcare arată că, acceleratia unui corp de masă unitate într-un sistem de coordonate fixat în spațiu este suma tuturor forțelor care acționează asupra corpului.

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\sum \vec{F}}{m}$$
 6.1

Înainte de a vorbi de natura forțelor care acționează asupra particulei de aer din atmosferă este necesar să precizăm sistemul de referință.



Fig. 6.1. sistemul de coordonate pentru Pământul în rotație

Axele de coordonate sunt orientate astfel: Ox – de la vest la est, tangentă la cercul

paralel, Oy – de la sud la nord tangentă la meridian și axa Oz – de jos în sus, de-a lungul razei Pamântului. Mișcarea de-a lungul axei Ox se numește *zonală*, de-a lungul axei Oy *meridianală* și de-a lungul axei Oz *verticală*.

Vectorul viteza vântului are componentele u, v, w: $\vec{V} = \vec{i}u + \vec{j}v + \vec{k}w$ cu $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ vectorii unitate pentru cele trei axe de coordonate.

$$u = \frac{dx}{dt}$$
 este pozitivă când are sensul spre est și poartă numele de *componenta zonală*;

 $v = \frac{dy}{dt}$ și este pozitivă când are sensul spre nord și poartă numele de *componenta*

meridianală;

1...

 $w = \frac{dz}{dt}$ și este pozitivă când are sensul în sus și se spune ca mișcarea este ascendentă

pentru w > 0 și descendentă pentru w < 0.

Pentru mişcările din atmosferă de interes meteorologic, forțele fundamentale care acționează asupra particule de aer de masă unitate sunt: *forța de gradient baric, forța gravitațională și forța de frecare.*

Întrucât mișcarea este observată dintr-un sistem de referință fixat de Pământul în rotație (sistem neinerțial), trebuie să se introducă forțele aparente (de inerție): *forța Coriolis* și *forța centrifugă*.

6.2.1. Forța de gradient baric

Variația presiunii în atmosferă se caracterizează prin gradientul baric, gradientul de presiune, care este egal cu variația presiunii pe unitatea de distanță, în direcția în care presiunea scade mai repede.

Considerăm un element de volum de aer dV = dxdydz centrat într-un punct de coordonate (x_0, y_0, z_0) în câmp de presiune variabil. Datorită mișcărilor moleculare asupra suprafețelor volumului elementar de aer se exercită presiune.pe toate cele trei direcții.

Componenta x a forțelor de presiune care acționează asupra volumului de aer este:

$$F_x = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot dx dy dz \tag{6.2}$$

Pentru ca masa elementului de volum va fi m = $\rho dx dy dz$, componenta pe direcția x a forței de presiune care acționeaza asupra unității de masă, accelerația, va fi:

$$\frac{F_x}{m} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$$
 6.3

În mod similar se pot obține componentele forței de gradient baric pe direcțiile y și z și ecuațiile pentru unitatea de masa de aer vor fi:

$$\frac{F_x}{m} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{F_y}{m} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{F_z}{m} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$6.4$$

Astfel, forța de gradient baric pe unitatea de masă va fi:

$$\frac{\vec{F}}{m} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \tag{6.5}$$

Deci această forță este proportională cu gradientul câmpului presiunii și nu cu presiunea. Semnul minus arată ca forța acționează de la presiune mare la presiune mică.

6.2.2. Forța gravitațională

Legea atracției gravitaționale arată ca oricare două elemente de masa din univers se atrag cu o forță proporțională cu masele lor și invers proportională cu pătratul distanței dintre ele. K este constanta atracției universale.

$$\vec{F}_g = -\frac{kMm}{r^2} \left(\frac{\vec{r}}{r}\right) \tag{6.6}$$

Dacă M este masa Pământului și m este masa particulei de aer din atmosferă, atunci forța exercitată asupra unității de masă a particulei de atracția gravitațională a Pământului este:

6.7

6.8

$$\frac{\vec{F}_g}{m} \equiv \vec{g}^* = \frac{kM}{r^2} \left(\frac{\vec{r}}{r}\right)$$

În dinamica atmosferei coordonata verticală este înălțimea de deasupra nivelului mării. Dacă raza medie a Pământului este notată cu "a" și distanța de deasupra mării cu z, atunci, neglijind abaterea mică de la forma sferică a Pământului, r = a + z și



Fig. 6.2. Forța de atracție gravitațională

$$\vec{g}^* = \frac{\vec{g}_0^*}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2}$$

unde $\vec{g}_0^* = -\frac{kM}{a^2} \left(\frac{\vec{r}}{r}\right)$ este valoarea accelerației gravitaționale la nivelul mării. Pentru aplicații

meteorologice z << a, așa că putem considera $\vec{g}^* = \vec{g}_0^*$.

6.2.3. Forțe de frecare

Forța de frecare este mai dificil de cuantificat, ținând seama că acționează pe un domeniu întins al celor mai multe scări mai mici, decât toate celelalte forțe. În anumite condiții de stabilitate și curgere a aerului, curenții turbionari sunt generați datorită aportului de energie cinetică de la curgerea de scară mare. Ei înșiși sunt de asemenea, cauza turbulenței la scară mică care la rândul ei le cedează energie, procesul continuă la scări mai mici și mai mici până când în final energia este disipată în mișcarea moleculară întâmplătoare. Aproape jumătate din energia de frecare disipată în atmosfera Pământului se manifestă în troposdfera joasă, datorită apropierii de suprafața pământului (datorita oragrafiei). Regiunea aceasta este cunoscută ca *strat limită*. Restul energiei se produce la nivelurile mai înalte deasupra munților or în apropierea curenților jet în troposfera superioară.

Obținerea forței de frecare în diferitele ei forme este mai complicat de dedus pentru că de fapt este legată de fenomenele din stratul limită.

Legea lui Newton, $\vec{F} = \eta A \nabla v$, unde η este coeficient de vâscozitate dinamică, ∇v gradientul vitezei de curgere a aerului iar A aria suprafeței perpendiculare pe direcția de curgere, ne permite să exprimăm forța de frecare vâscoasă.

Forța vâscoasă pe unitate de arie sau tensiunea de forfecare este $\tau_{zx} = \eta \frac{\partial u}{\partial \tau}$. Indicile arată că

 τ_{zx} este componenta tensiunii de forfecare pe direcția x, datorită gradientului compo-nentei x a vitezei pe direcția z.

Pentru cazul mai general al curgerii nestaționare, curgerea bidimensională într-un fluid incompresibil, putem calcula forța vâscoasă netă, prin considerarea unui element de volum de fluid centrat la (x, y, z) cu volumul elementar dV = dxdydz:



Fig. 6.3. Forța de vâscozitate

Dacă tensiunea tangențială în direcția x care acționează prin centrul elementului o notăm cu τ_{zx} , atunci tensiunea care acționează peste stratul superior poate fi scrisă ca: $\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2}$ în timp ce tensiunea care acționează la stratul inferior este: $\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2}$

Forța netă de vâscozitate care acționează în directia x asupra elementului de volum de fluid este:

$$\left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2}\right) dy dx - \left(\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2}\right) dy dx$$

așa că *forța vâscoasă pe unitatea de masa* datorită tensiunii de forfecare verticale a componetei de mișcare pe direcția x este:

$$F_{fx} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right)$$

$$6.9$$

Dacă $\eta = \text{const.}$ atunci în dreapta se obține: $\frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ iar $v = \frac{\eta}{\rho}$ se numește vâscozitate

cinematică.

Unitatea de măsură pentru vâscozitatea dinamică este $[\eta]_{S,I} = \frac{kg}{m \cdot s} \equiv daP(decapoise)$ iar vâscozitatea cinematică are dimensiuni de difuzivitate (difuzia impulsului): $[\nu]_{S,I} = \frac{m^2}{s}$.

Vâscozitatea moleculară este neglijabilă în stratul de suprafață, exceptând un strat foarte subțire de câțiva cm la suprafața Pământului, unde componenta verticală a tensiunii tangențiale este foarte mare. Departe de acest strat limită molecular de suprafață, impulsul este transportat în primul rând prin curenți turbionari. Într-un fluid turbulent cum este atmosfera este util adesea să reprezentăm curenții turbionari de scară mică ca "picaturi" ale fluidului care se mişcă aproape în întregime într-un câmp de scară mare în fluid și transferă pe verticală impuls într-o maniera analoagă cu moleculele, în cazul vâscozității moleculare. Ca urmare, se poate defini o *lungime de amestec* pentru curenții turbionari prin analogie cu *drumul liber mediu* al moleculelor în cazul vâscozității moleculare. Tot prin analogie, se definește un *coeficient de turbulenta* în loc de coeficient de *vâscozitate cinematică sau dinamică*.

6.2.4. Forța centrifugă și gravitația

Legea a doua a lui Newton poate fi aplicată mișcării, relativ la un sistem de coordonate fixat în spațiu. Totuși, este mai normal când se descrie mișcarea să se folosească un sistem de referință geocentric, care este unul fixat într-un punct de pe suprafața Pământului. În acest caz, fiind vorba de un sistem neinerțial, în legea lui Newton se introduc forțele aparente sau inerțiale : forța centrifugă și forța Coriolis.

Pentru ca un corp să se mențină pe o traiectorie curbă trebuie să actioneze o accelerație perpendiculară pe direcția instantanee de mișcare, către centrul de curbură a traiectoriei, altfel corpul s-ar deplasa în linie dreaptă.

Aceasta accelerația este accelerația centripetă, $\frac{V^2}{r}$. Deci accelerația necesară pentru ca un

corp să-și păstreze traiectoria circulară este îndreptată către centrul de rotație și este evidentă dintr-un sistem de referință inerțial (observatorul privește corpul din centru de rotație). O particulă, care nu se mișcă, pe corpul în rotație va avea o accelerație relativă față de centrul de

curbură, $\frac{V^2}{r}$ (observatorul se află pe particulă). Cu alte cuvinte, o forta aparentă, *forța centrifugă*

trebuie să fie inclusă printre fortele care acționează asupra corpului în repaus într-un sistem în mișcare de rotație.

Ca urmare, o particulă de aer, de masă unitate în repaus, pe suprafața Pământului, observată dintr-un sistem de referință în rotație odată cu Pământul, este supusă unei forțe centrifuge $\Omega^2 \vec{R}$, unde Ω este viteza unghiulară de rotatie a Pământului \vec{R} vectorul de poziție de la axa de rotație la particulă.

T = 23 h 56 min 42 s, $\Omega = 2 \pi/T = 2 \pi/8616 \text{ s} = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s}$



Fig. 6.4. Accelerația gravitațională

și forța centrifugă compuse dau

gravitația efectivă.

Astfel, greutatea unei particule de masă m în repaus pe suprafața Pământului, care este chiar reacțiunea pământului asupra particulei, va fi în general mai mică decât forța gravitațională, $m\vec{g}^*$ din cauză că forța centrifugă echilibrează parțial forța gravitațională (Fig. 6.4).

Cele două forțe, forța gravitațională pentru unitatea de masă (Newtoniană) și forța centrifugă, compuse dau o forță rezultantă care se numește *gravitația efectivă* sau simplu *gravitație* \vec{g} ca:

 t_1

 $\vec{g} \equiv \vec{g}^* + \Omega^2 \vec{R} \tag{6.10}$

Gravitația, exceptând polii și ecuatorul nu este indreptată către centrul Pământului (Fig. 6.4)

6.2.5. Forța Coriolis

Aşadar, sistemul de referință, Pământul, este un sistem acccelerat sau sistem neinerțial.

Dacă corpul este în mișcare în raport cu sistemul care se rotește, o forță aparentă suplimentară, forța Coriolis, trebuie să fie inclusă, ca legea a II a a lui Newton să fie respectată. Forța Coriolis este cea mai importantă dintre forțele aparente și se numește astfel după numele fizicianului, inginerului și matematicianului francez G. C. de Coriolis (1792–1843).

Presupunem că un corp este în mișcare uniformă în raport cu un sistem de coordonate neinerțial. Dacă corpul este observat dintr-un sistem cu axa de rotație perpendiculară pe planul mișcării, traiectoria va fi curbată ca în *figura* 6.5.

Astfel, când corpul este observat dintr-un sistem de coordonate care se rotește, forța aparentă abate corpul în mișcare de la traiectoria în linie dreaptă. Traiectoria este curbată în sens opus sensului de rotație a sistemului de coordonate. Forța deviatoare este forta Coriolis. Forța Coriolis acționează perpendicular pe vectorul viteză și poate să schimbe numai direcția de mișcare, nu și mărimea vitezei. t'1 t'2 t'3

t3

 t_4

Fig. 6.5. Mișcarea văzută dintr-un sistem de referință inerțial (linia dreaptă) dintr-un sistem de rotație (curba)

Expresia ei vectorială este:

$$\vec{f}_{Co} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} \tag{6.11}$$



Fig. 6.6. Componentele vitezei de rotație a Pământului de-a lungul, axelor de rotație yz la latitudinea φ

Aşadar forța Coriolis este perpendiculară atât pe vectorul viteză căt și pe vectorul viteză de rotație a Pământului. Expresia scalară $f = 2\Omega \sin \varphi$ poartă numele de *parametrul Coriolis* depinde de latitudinea locului.

Componentele forței Coriolis se pot obține, considerând componentele vitezei de rotație a Pămân-tului după axele de coordonate (x, y, z), ca în figura 6.6

La latitudinea φ vectorul viteza de rotație are componentele: $\Omega \cos\varphi$. De-a lungul axei sud-nord și Ω și n φ de-a lungul axei verticale, z. De observat, că nu există nici-o componentă de-a lungul axei vest-est.

Din *figura* 6.6 și ținând seama de ecuația (6.11), de definiție, se pot deduce componentele forței Coriolis :

$$-2\Omega \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \cos\varphi & \sin\varphi \\ u & v & w \end{vmatrix}$$

care conduce la:

$$\vec{f}_{Co} = \vec{i} \left(2\Omega v \sin \varphi - 2\Omega w \cos \varphi \right) + \vec{j} \left(-2\Omega u \sin \varphi \right) + \vec{k} \left(2\Omega u \cos \varphi \right)$$

$$6.12$$

Din (6.12) expresia forței Coriolis prin cele trei componente se deduce imediat că în mișcarea de-a lungul axei de rotație nu apare accelerația Coriolis.

6.3. ECUAȚIILE DE MIȘCARE

Având expresiile forțelor care acționează asupra particulei de aer atmosferic cu masa unitate, se poate scrie legea a doua a mecanicii, legea lui Newton sub forma vectorială:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \vec{f}_f$$
6.13

Ecuația vectorială se poate descompune în trei ecuații, după cele trei componente:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin \varphi - 2\Omega w \cos \varphi + f_{fx}$$
$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \varphi + f_{fy}$$
$$6.14$$
$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\Omega u \cos \varphi - g + f_{fz}$$

Ecuațiile (6.14) descriu toate tipurile de mișcări pentru scările atmosferice. **6.3.1. Analiza scalară a ecuațiilor de mișcare**

Analiza la scară, sau *scalarea*, este o tehnică pentru estimarea amplitudinilor diferiților termeni în ecuațiile fundamentale pentru un anumit tip de mișcare. În scalare, sunt specificate urmatoarele valori tipice:

a. amplitudinea variabilelor de câmp;

- b. amplitudinile fluctuațiilor variabilelor câmpului;
- c. scările lungimii caracteristice, adâncimii, timpului la care se obțin aceste fluctuații.

Aceste valori tipice sunt folosite apoi pentru comparația amplitudinii diferiților termeni din ecuațiile de bază.

Eliminarea unor termeni din ecuațiile de mișcare prin scalare permite nu numai simplificarea matematică a ecuațiilor ci si neglijarea unor mișcari nedorite, adică *filtrarea* ecuațiilor de mișcare.

Undele sonore, de exemplu, sunt o soluție valabilă a acestor ecuații. Totuși, undele sonore sunt neglijabile pentru problemele meteorologiei dinamice. De aceea, este un avantaj serios dacă vom neglija termenii care conduc la soluții de tipul undelor sonore, adică filtrăm ecuațiile de aceste mișcări. Ca să simplificăm ecuațiile (6.14) pentru mișcarile la scară sinoptică, vom defini următoarele caracteristici scalare ale variabilelor de câmp, bazate pe observațiile sistemelor sinoptice de la latitudini medii:

$U \approx 10 m s^{-1}$	viteza de scară orizontală (u, v)		
$W \approx 1 cm s^{-1}$	viteza de scară verticală (w)		
$L \approx 10^6 m$	lungimea de scară (x,y)		
$D \approx 10^4 m$	adâncimea de scară (z)		
$\frac{\Delta p}{\rho} \approx 10^3 m^2 s^{-2}$	fluctuația orizontală a presiuni		
$\frac{L}{U} \approx 10^5 s$	scara de timp (t)		

Fluctuația presiunii Δp este normalizată prin ρ (densitate) ca să determine o estimare de scară valabilă la toate înălțimile în troposferă în ciuda descreșterii aproximativ exponențiale cu înălțimea atât a lui Δp cât și ρ .

Ar trebui subliniat că viteza verticală la scara sinoptică nu este o mărime direct masurabilă. Totuși, amplitudinea lui w poate fi dedusă din cunoașterea câmpului orizontal al vitezei.

Putem estima amplitudinea fiecărui termen din ecuațiile (6.16) pentru mișcările la scara sinoptică, considerând perturbațiile centrate la latitudinea $\varphi_0 = 45^\circ$, și ca urmare parametrul Coriolis: $f_0 = 2\Omega$ și n $\varphi_0 = 2\Omega \cos \varphi_0 \cong 10^{-4} s^{-1}$.

Tabelul (6.2) arată amplitudinea caracteristică a fiecărui termen din (6.16) bazată pe considerațiile scalare. Termenii forțelor de frecare nu sunt incluși deoarece pentru scara sinoptică, forțele de frecare nu sunt importante.

Tabel 6.2

		*	, ,		
	Accelerația	Forța de gradient baric	Forța Coriolis		Gravitația
Componenta pe <i>x</i>	$\frac{du}{dt}$	$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$	$+2\Omega v \sin \varphi$	$-2\Omega u\cos \varphi$	
Componenta pe y	$\frac{dv}{dt}$	$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$	$+ 2\Omega u \sin \varphi$		
Scările termenilor individuali	$\frac{U^2}{L}$	$\frac{\Delta p}{\rho L}$	f_0U	f_0W	
Amplitudinea termenilor (ms^{-2})	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻⁶	
Componenta pe z	$\frac{dw}{dt}$	$-\frac{1}{ ho}\frac{\partial p}{\partial z}$	$+2\Omega u\cos\varphi$		g
Amplitudinea	10 ⁻⁷	10	10 ⁻³		10

Amplitudinile termenilor ecuațiilor de mișcare

Examinând termenii de scară care acționează pe orizontală, se poate observa că cele mai mari valori le au forța de gradient baric și termenul Coriolis. Accelerația este cu un ordin de mărime mai mică, dar nu poate fi ignorată. Componenta Coriolis din mișcarea verticală ($-2\Omega \cos \varphi$) este foarte mică în raport cu celelalte componente din cauza vitezei verticale foarte mici și poate fi neglijată fără să se piardă din acuratețe.

Ecuația pentru mișcarea verticală este dominată de doi termeni: componenta verticală a forței de gradient baric și gravitația care sunt cu câteva ordine de mărime mai mari decât ceilalți termeni. Deși termenul forței Coriolis este de același ordin de mărime ca în ecuațiile mișcării pe orizontală, el poate fi neglijat pentru analiza mișcărilor pe verticală. Accelerația verticală este tot mică și poate fi neglijat fără să fie afectată acuratețea.

Trebuie precizat, încăodată că aceste aproximații sunt valabile numai la scară sinoptică. Ele nu pot fi aplicate în cazul micro și mezoscărilor sistemelor de vreme, cum ar fi norii cumulonimbus, unde viteza verticală și accelerația pot fi, local, condiderabil de mari.

6.3.2. Ecuațiile de mișcare simplificate

O prima simplificare a ecuațiilor de mișcare presupune neglijarea termenilor foarte mici din *tabelul 6.2*. Astfel, ecuațiile mișcării pe orizontală devin:

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$
$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$$
6.15.

Analiza scalară a arătat că termenii accelerației sunt cu aproape cu un ordin de mărime mai mici decât forțele Coriolis și de gradient baric. Faptul că, în ecuațiile (6.15) apar accelerațiile, caracterul acestor ecuații este unul de prognoză. Totuși, aplicarea acestor ecuații în prognoză este dificilă din cauză că accelerația (care trebuie determinată cu acuratețe) este dată de o diferență mică dintre doi termeni mari. Astfel, o eroare mică în măsurarea fie a vitezei fie a gradientului de presiune, va conduce la o eroare foarte mare în estimarea accelerației.

O măsură convenabilă a amplitudinii accelerației comparată cu forța Coriolis poate fi U^2

obținută prin raportul caracteristicilor scalare dintre accelerație și forța Coriolis: $\frac{L}{f_0 U}$. Raportul

este un număr adimensional, numit numărul lui Rossby și este notat:

$$R_o \equiv \frac{U}{f_0 L} \tag{6.16}$$

Valoarea (foarte mică) a numărului Rossby este o măsură a valabilității *aproximației geostrofice*, care presupune că la latitudini medii la scară sinoptică, forța Coriolis și forța de gradient baric sunt de același ordin de mărime și se poate spune că își fac echilibru.

De aceea, reținând numai acești doi termeni se obține ca o primă aproximație sistemul ecuațiilor de mișcare, sistem de diagnoză pentru că nu conține accelerația:

$$-fv \approx -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$fu \approx -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$6.17$$

unde $f \equiv 2\Omega \sin \varphi$ este parametrul Coriolis.

Prin aproximația geostrofică, (6.17) este posibil să se definească un câmp orizontal al vitezei, caracterizat de vectorul $\vec{V_g} \equiv \vec{i}u_g + \vec{j}v_g$, numit vânt geostrofic, cu componentele:

$$u_{g} \cong -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y}$$
$$v_{g} \cong \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x}$$
6.18

Sub forma vectorială expresia vântului geostrofic va fi:

$$\vec{V}_g = \frac{\vec{k} \times \nabla p}{\rho f} \tag{6.19}$$

Astfel, cunoașterea distribuției presiunii la orice moment de timp, determină vântul geostrofic. Deci ecuația (6.19) definește vântul geostrofic; numai pentru mișcări la scară mare și



Fig. 6.7. Vântul geostrofic. La peste 600 m, unde frecarea este neglijabilă, acest vânt va sufla paralel cu izobarele

trebuie folosit vântul geostrofic ca o aproximație a câmpului vânt.

Din *figura 6.7* se vede că pentru curgerea geostrofică, gradientul presiunii este perpendicular pe viteza vântului și către valori mici ale presiunii în sens opus forței Coriolis care este dirijată către valori mari ale presiunii. Aceasta relație simplă între direcția vântului și distribuția presiunii a fost pentru prima

dată formulată de meteorologul danez Buys Ballott, în 1857. În esență, legea lui Buys

Ballott stipulează: în Emisfera Nordică dacă stai cu fața pe direcția și în sensul în care suflă vântul, valorile mici ale presiunii rămân la stânga iar cele ridicate la dreapta. În Emisfera Sudică situația este inversă, întrucât deviația datorită forței Coriolis este la stânga. Deși legea Buys Ballott se păstrează pentru curgerea aerului, trebuie totuși folosită cu atenție atunci când se considera vântul la suprafață, deoarece numeroasele efecte geografice pot genera perturbații locale care interferă cu circulația generală.

În atmosfera reală vântul nu este niciodată pur geostrofic. Idealizarea curgerii geostrofice este importantă pentru că reprezintă o bună aproximație a câmpului vânt. Astfel, prin măsurarea câmpului presiunii (orientarea și distanța dintre izobare), meteorologii pot determina atât directia cât și viteza vântului. Pentru că în curgerea geostrofică vântul suflă paralel cu izobarele cu viteze care depind de distanța dintre izobare, meteorologii pot folosi aceeași metodă ca sa determine distribuția presiunii din măsurătorile vitezei și direcției vântului. Această interdependență dintre câmpurile de presiune și vânt minimizează numărul de observații necesare pentru o descriere adecvată a condițiilor unde datele sunt mult mai dificil și mai scump de obținut.

Din analiza scalară a *ecuației mișcării pe verticală* (Tabel 6.2.) se constată că, cu un grad ridicat de acuratețe, câmpul presiunii este în echilibru hidrostatic, adică presiunea în orice punct este egală cu greutatea unei coloane de aer cu secțiunea unitate de deasupra acelui punct. Ca urmare, componenta verticală a ecuației de mișcare se scrie:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \tag{6.20}$$

care conduce la ecuația hidrostatică:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \tag{6.21}$$

Această condiție de *echilibru hidrostatic* furnizează o aproximație excelentă pentru dependența verticală a câmpului presiunii din atmosfera reală. Numai pentru sistemele de scară redusă cum sunt rafalele de vant și tornadele este necesar să se considere abaterile de la echilibrul hidrostatic. Integrând ecuația (6.23) de la înălțimea z la partea superioară a atmosferei, găsim că:

$$p(z) = \int_{z}^{\infty} \rho g dz$$
 6.22

așa că presiunea în orice punct este egală cu greutatea coloanei de aer de deasupra punctului.

Este adesea util să se exprime ecuația hidrostatica în termeni de *geopotențial* mai degrabă decât în termeni de înălțime. Geopotențialul $\Phi(z)$ la înălțimea z este definit ca lucrul mecanic necesar să se ridice unitatea de masă la înălțimea Z, de la nivelul marii:

$$\Phi = \int_0^z g dz \tag{6.23}$$

Din ecuația (6.23) scriind că $d\Phi = gdz$ și din ecuația termică de stare $v = \frac{RT}{p}$, se poate

exprima ecuația hidrostatică sub forma:

$$d\Phi = -\frac{RT}{p}dp = -RTd\ln p \tag{6.24}$$

Astfel, variația de geopotențial în raport cu presiunea depinde numai de temperatură. Integrarea ecuației (6.26) pe verticală, determină *ecuația hipsometrică*:

$$\Phi(z_2) - \Phi(z_1) = R \int_{p_2}^{p_1} Td\ln p$$
 6.25

Meteorologii preferă să înlocuiască geopotențialul $\Phi(z)$ din ecuația (6.23) printr-o mărime numită *înălțime de geopotențial* care este definită prin

$$Z = \Phi(z)/g_0 \tag{6.26}$$

unde $g_0 = 9.80665 \text{ ms}^{-2}$, este gravitația globală medie la nivelul mării.

Astfel, în troposferă și stratosfera joas
ăZeste aproape identic numeric cu înălțime
a geometrică z.

În termeni de înalțime de geopotențial, Z, ecuația hipsometrica devine:

$$\Delta Z = Z_2 - Z_1 = \frac{R}{g} \int_{p_1}^{p_2} Td\ln p$$
 6.27

unde ΔZ este grosimea stratului atmosferic între suprafețele de presiune p_1p_2 . Definind un strat de temperatura medie

$$\overline{T} = \int_{p_2}^{p_1} Td\ln p / \int_{p_2}^{p_1} d\ln p$$

și înălțimea medie a unui strat, $\overline{H} = \frac{R\overline{T}}{g_0}$, se obține relația:

$$\Delta Z = \overline{H} \ln \frac{p_1}{p_2} \tag{6.28}$$

Astfel, grosimea unui strat este proportională cu temperatura medie a stratului. Presiunea descreste mai rapid cu înăltimea dintr-un strat rece decât dintr-un strat cald. Se deduce imediat ca într-o atmosferă izotermă de temperatură \overline{T} înălțimea de geopotențial este proporțională cu logaritmul natural al raportului dintre presiune și presiune normală:

$$Z = -H \ln \frac{p}{p_0}$$

unde p_0 este presiunea la nivelul mării, z = 0.

Presiunea descrește în mod exponențial cu înălțimea:

$$p(z) = p(0)e^{-\frac{1}{2}}$$

6.4.2. Ecuatia de continuitate

Legea de conservare a masei arată simplu, că în timpul oricăror schimbări, masa totală a particulei de aer se conservă, cu alte cuvinte, masa nu se creează și nici nu este distrusă. Expresia matematică a acestei legi este ecuația de continuitate.

Vom considera o particulă de aer cu volumul, $\delta V = \delta x \delta y \delta z$, liberă să se destindă sau să se contracte datorită variațiilor presiunii când ea este în mișcare, în atmosferă.

Volumul de control este de tip lagrangean, $\delta V = \delta x \, \delta y \, \delta z$, și aplicând ecuația hidrostatică δp

$$= -\rho g \, \delta z$$
, se exprimă elementul de volum ca $\delta V = -\delta x \, \delta y \frac{\partial p}{\rho g}$

Masa acestui element de fluid este atunci: $\delta M = -\delta x \delta y \frac{\delta p}{g}$ ($\delta p < 0$) Întrucât masa elementelor de fluid se conservă în mişcare, $\frac{1}{\delta M} \frac{d}{dt} (\delta M) =$

$$=\frac{g}{\partial x \partial y \partial p}\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial x \partial y \partial p}{g}\right)=0$$

Trecând la limita $\delta x \delta y \delta p \rightarrow 0$ se obtine ecuatia de continuitate în sistemul de coordonate izobarice:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \tag{6.38}$$

Ecuația de continuitate este fundamentală pentru legătura dintre viteza orizontală din atmosferă și cea verticală.

În coordonate carteziene ecuația de continuitate se deduce tot prin metoda lagrangeană, considerând de asemenea, conservarea masei:

$$\frac{1}{\delta M}\frac{d}{dt}\left(\delta M\right) = \frac{1}{\rho\delta x\delta y\delta z}\frac{d}{dt}\left(\rho\delta x\delta y\delta z\right) = 0$$

care dă:

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$
6.39

Termenul densității din ecuația (6.39) se obține din cauză că este posibil ca într-un volum dat densitatea să crească și de aceea volumul particulei de aer să se schimbe fără o modificare a masei. În atmosferă, totusi, acest termen este mult mai mic decât termenii divergentei și poate fi neglijat într-o primă aproximatie.

6.4.3. Ecuația energiei termodinamice

Prima lege a termodinamicii ecuația (4.30) poate fi exprimată în sistem izobaric considerând $\frac{dp}{dt} = \omega$

Ținând seama de exprimarea diferențialei totale a temperaturii, $\frac{dT}{dt}$, conform cu ecuația (6.35), ecuația care exprimă legea de conservare a energie, se rescrie:

$$c_{p}\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + \omega\frac{\partial T}{\partial p}\right) - \alpha\omega = q \qquad 6.40$$

sau

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y}\right) - S_p \omega = \frac{q}{c_p}$$

$$6.41$$

unde

$$S_{p} \equiv \frac{RT}{c_{p}p} - \frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{T}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial p}$$

$$6.42$$

care este parametru de stabilitate statică pentru sistemul izobar.

Comparând ecuația (6.42) cu ecuația (4.42) se observă că $S_p = (\Gamma_{\alpha} - \Gamma)/\rho g$. Întrucât densitatea descrește aproximativ exponențial cu înălțimea, S_p crește rapid cu înălțimea. Această dependeță puternică de înălțime a stabilității măsurată prin S_p este un dezavantaj al coordonatelor izobare.

Aşadar, sistemul ecuațiilor fundamentale ale dinamicii, în coordonate izobarice este:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + f\vec{k} \times \vec{V} = -\nabla_{p}\Phi$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y}\right) - S_{p}\omega = \frac{q}{c_{p}}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{RT}{p}$$
6.43

Soluțiile sistemului de ecuații reprezintă toate tipurile de mișcări din atmosferă. Pornind de la aceste ecuații se poate trata legătura dintre mișcarea pe orizontală și cea pe verticală, se poate discuta divergența câmpului vânt și mișcarea ageostrofică.

6.5. FLUIDUL ÎN ROTAȚIE, CONCEPTELE DE BAZA ȘI APLICAȚII

În mecanica clasică legea conservării momentului cinetic este destul de des invocată în analiza mișcărilor care implică rotația. Legea furnizează o constrângere puternică a comportării corpurilor în rotație. Legi de conservare analoage se aplică de asemenea câmpului unui fluid în rotație.

Totuși, ar trebui să fie evident, că într-un mediu continuu cum este atmosfera, definiția *rotației* este mai dificilă decât pentru un corp solid.

Circulația și vorticitatea sunt două mărimi primare ale rotației într-un fluid. Circulația,

care este o mărime scalară, este o măsură macroscopică a rotației pentru o arie finită a fluidului. Vorticitatea, este un câmp vectorial care dă o măsură microscopică a rotației în orice punct din fluid.

6.5.1. Teoremele circulației

Circulația în jurul unui contur închis dintr-un fluid este definită ca integrala în jurul conturului a vectorului viteză care local este tangent la contur.

Astfel, pentru un contur în plan orizontal, circulația C este definită prin

$$C \equiv \oint \vec{V} d\vec{l} = \oint \left| \vec{V} \right| \cos \alpha \cdot dl$$
6.70

 $d\vec{l}$ este un element de contur. Prin convenție, circulația este considerată pozitivă C > 0, dacă circulația pe contur se face în sens trigonometric.

Că circulația este o măsură a rotației se poate vedea din următorul exemplu.

Presupunem că un disc circular de fluid de rază r este Fig.un corp solid în rotatie cu viteza unghiulară Ω în jurul axei



Fig. 6.28. Circulația în jurul unui contur închis

verticale, z. În acest caz $\vec{V} = \vec{\Omega} \times \vec{r}$, unde \vec{r} este distanța la axa de rotație. Astfel, circulația în jurul marginii discului este dată de:

$$C = \oint \vec{V} d\vec{l} = \int_{0}^{2\pi} \Omega \cdot r^{2} dl \quad \text{sau} \quad \frac{C}{\pi \cdot r^{2}} = 2\Omega$$
 6.71

Astfel, în cazul rotației unui corp solid, circulația împărțită prin aria cercului este de două ori viteza unghiulară.

Există două teoreme ale circulație, folosite în dinamica atmosferei: teorema Kelvinteorema Bjerkness.

Teorema Kelvin a circulației se poate demonstra, pornind de la legea a II-a a lui Newton, pentru un lanț închis de particule de fluid, care se integrează pe un contur. În sistemul de coordonate absolut, neglijand forțele vascoase integrala este:

$$\oint \frac{d_a \vec{V}_a}{dt} d\vec{l} = -\oint \frac{\nabla_p dl}{\rho} - \oint \nabla \Phi \cdot d\vec{l}$$

$$6.72$$

unde forța gravitațională \vec{g} este reprezentata prin gadientul geopotențialului Φ $(-\nabla \Phi = \vec{g} = -g\vec{k}).$

Forma matematică a teoremei circulației (Kelvin) este:

$$\frac{dC_a}{dt} = \frac{d}{dt} \oint \vec{V_a} d\vec{l} = -\oint \frac{dp}{\rho}$$
(6.73)

Termenul din partea dreaptă a ecuației (6.73) este numit termen solenoidal.

Pentru un fluid barotrop, densitatea este funcție numai de presiune și termenul solenoidal este zero. Astfel, într-un fluid barotrop, circulația absolută se conservă în timpul mișcării. Pentru analize meteorologice este mai convenabil să se lucreze cu circulația relativă C mai degrabă decât cu circulația absolută, întrucât o parte a circulației absolute este datorită rotație Pământului în jurul axei sale. Ca să calculăm C_c , circulația datorită forței Coriolis, aplicăm teorema Stokes vectorului $\vec{V_c}$, unde $\vec{V_c} = \vec{\Omega} \times \vec{r}$ este viteza Pământului la distanța data de vectorul de poziție \vec{r} .

Astfel, $C_c = \oint \vec{V_c} d\vec{l} = \iint_A (\nabla \times \vec{V_c}) \cdot \vec{n} dA$, unde A este aria închisă de contur și \vec{n} este normala

la suprafață.

Dacă integrala este calculată pentru o suprafață într-un plan orizontal, \vec{n} este orientat de-a lungul verticalei locului și $(\nabla \times \vec{V_c}) \cdot \vec{n} = 2\Omega \sin \varphi \equiv f$ este chiar parametrul Coriolis.

Ca urmare, circulația datorată rotației Pământului este $C_c = 2\Omega A \sin \varphi$, unde φ reprezintă valoarea medie a latitudinii deasupra elementului de arie A.

În final, se poate scrie expresia circulației relative:

$$C = C_a - C_c = C_a - 2\Omega \cdot A_c \tag{6.74}$$

unde Ac este aria închisă de contur.

Se poate obține din (6.74) teorema Bjerkness pentru circulație:

$$\frac{dC}{dt} = -\oint \frac{dp}{\rho} - 2\Omega \frac{dA_c}{dt}$$
(6.75)

Pentru un fluid *barotrop*, (6.75) poate fi integrată pentru mișcare de la o stare inițială notată (1) la o stare finală notată cu (2), obținându-se:

$$C_2 - C_1 = -2\Omega (A_2 \sin \varphi_2 - A_1 \sin \varphi_1)$$
(6.76)



Fig. 6.29. Aplicarea teoremei circulație la briza marină.Linia închisa este conturul în jurul căruia este evaluată circulația. Liniile întrerupte reprezintă suprafețele izosterice

Ecuația (6.76) arată că într-un fluid barotrop circulația relativă pentru un lanț închis de particule va varia, dacă variază fie aria închisă de contur, fie latitudinea.

Teorema Kelvin a circulației se aplică în mod simplu pentru determinarea vitezei cu care suflă vântul în briza de mare sau uscat. Pentru o astfel de aplicație schița circulației aerului în briză este prezentată în *figura* 6.29.

Temperatura medie din aer, ziua, deasupra oceanului este mai coborâtă decât temperatura medie deasupra uscatului alăturat. Astfel, dacă presiunea este uniformă la nivelul solului, suprafețele izobarice deasupra solului vor fi înclinate în jos către ocean, în timp ce suprafețele izosterice (de aceeași densitate) sunt înclinate

în jos către sol. Calculul accelerației ca rezultat al întersecției suprafețelor presiune-densitate se face aplicând teorema circulației unui contur într-un plan vertical perpendicular pe linia coastei. Substituind legea gazului ideal în teorema Kelvin se obține:

$$\frac{dC_a}{dt} = -\oint RTd\ln p$$

Evaluând integrala pentru circulația din *figura* 6.29 se vede că există o contribuție numai pentru segmentele verticale ale conturului, întrucât segmentele orizontale sunt luate la presiune constantă (panta suprafeței izobarice pentru segmentul superior este neglijată întrucât este mică comparativ cu pantele suprafețelor izosterice).

$$\frac{dC_a}{dt} = R \ln\left(\frac{p_0}{p}\right) \left(\overline{T}_2 - \overline{T}_1\right) > 0$$

Luând \overline{v} ca viteză tangențială medie de-a lungul conturului, se determină accelerația:

$$\frac{d\overline{v}}{dt} = \frac{R\ln\left(\frac{p_0}{p}\right)}{2(h+L)} \cdot \left(\overline{T}_2 - \overline{T}_1\right)$$
(6.77)

Ca exemplu, fie $p_0 = 100 \text{ kPa}$, $p_1 = 90 \text{ kPa}$ $\overline{T}_2 - \overline{T}_1 = 10^{\circ} C$, L = 20 km, h = 1 km. Acelerația este atunci:

 $\frac{d\overline{v}}{dt} \approx 7,1 \cdot 10^{-3} \, ms^{-2}$, așa că în absența forțelor de frecare, vântul ar putea atinge o viteză de

25 m/s în aproximativ o oră. În realitate totuși, coeficientul de frecare (care este riguros proporțional cu pătratul vitezei vântului) micșorează rapid accelerația și în același timp advecția temperaturii reduce diferența de temperatură dintre uscat și mare, așa că se atinge eventual un echilibru între generarea de energie cinetică prin solenoizii presiune-densitate și disiparea prin frecare.

6.5.2. Vorticitatea și interpretarea ei

Vorticitatea, măsura microscopică a rotației într-un fluid, este un vector definit ca rotorul vitezei.

Vorticitatea absolută $\vec{\omega}_a$ este dată de rotorul vitezei absolute, în timp ce vorticitatea relativă $\vec{\omega}$ este dată de rotorul vitezei relative.

$$\vec{\omega}_a \equiv \nabla \times \vec{V}_a; \ \vec{\omega} \equiv \nabla \times \vec{V}$$

Totuși, în meteorologia dinamică, pentru mișcarea la scară sinoptică, cele mai importante sunt componentele verticale ale vorticității absolute și relative:

$$\eta \equiv \vec{k} \cdot \left(\nabla \times \vec{V}_a \right); \qquad \zeta \equiv \vec{k} \cdot \left(\nabla \times \vec{V} \right)$$

Termenul de "vorticitate" va fi folosit ca să indice componenta verticală a vorticității.

Una din rațiunile că vorticitatea este un concept foarte important este că variațiile în vorticitate sunt legate cu convergența și divergența, care la rândul lor sunt legate de mișcarea verticală.

Aşadar, vorticitatea relativă, ζ , este asociată cu mișcarea aerului relativ la pământ iar η (vorticitatea absolută) este vorticitatea aerului în raport cu stelele fixe.

Ca să se definească relația dintre cele două vorticități trebuie să se definească vorticitatea Pământului. Componenta verticală a vorticității Pământului datorită rotației sale la latitudinea φ , este $\vec{k} \cdot \nabla \times \vec{V_c} = 2\Omega \sin \varphi \equiv f$. *f* este parametrul Coriolis și este pozitiv în emisfera nordică.

Astfel, $\eta = \zeta + f$, sau folosind coordonatele carteziene:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \qquad \eta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f \qquad 6.78$$



Fig. 6.30. Componenta vorticității Pământului în jurul verticalei locului

În particular, componenta verticală a vorticității relative ζ este strâns corelată cu perturbațiile sinoptice de vreme (ζ mare, pozitiv tinde să se obțină în asociație cu furtunile ciclonice în emisfera nordică adică $\zeta > 0$ arată prezența unui ciclon).

Vorticitatea absolută, η , tinde să se conserve în timpul mișcării în troposfera medie. Astfel, analiza câmpului η și a evoluției sale datorită advecției, formează bazele pentru cea mai simplă schemă de prevedere a vremii.

Relația dintre vorticitatea relativă și circulația relativă C poate fi evidentiată, considerând o aproximatie în care

componenta verticală a vorticității este definită ca circulația în jurul conturului închis în planul orizontal, împărțită prin aria închisă, la limita când aria devine zero:

$$\zeta \equiv \lim_{A \to 0} \frac{\oint \vec{V} d\vec{l}}{A}$$
6.79

Aceasta ultimă definiție explicitează relația dintre circulație și vorticitate.

În termeni mai generali, relația dintre vorticitate și circulație este dată în mod simplu prin *teorema Stokes* aplicată vectorului viteză:

$$\oint \vec{V} d\vec{l} = \iint_{A} \left(\nabla \times \vec{V} \right) \cdot \vec{n} dA$$
6.80

"A" este aria închisă de contur și \vec{n} normala unitate la elementul de arie. Astfel, teorema Stokes arată că circulația în jurul oricărei curbe închise este egală cu integrala componentei normale a vorticității deasupra ariei închise de contur. Astfel, pentru o arie finită, circulația împarțită prin arie dă componenta medie normală a vorticității în regiune.

În consecință, vorticitatea unui fluid în rotație este de doua ori viteza unghiulară a rotației. Vorticitatea poate fi privită ca o măsură a vitezei unghiulare locale a fluidului.

Înterpretarea fizică a vorticității poate fi ușurată, considerând componenta verticală a vorticitații în sistemul de coordonate naturale (s, axa de-a lungul direcției de curgere și n axa normala la liniile de curent și la stânga lor).

Dacă se calculează circulația în jurul unui contur infinitezimal ca cel din figura 6.31, se obține:

$$\zeta = \lim_{\delta n, \delta s \to 0} \frac{\delta C}{\left(\delta n \, \delta s\right)} = -\frac{\partial V}{dn} + \frac{V}{R_s}$$
 6.81

unde R_s este raza de curbură a liniei de curent, pozitivă pentru curbura ciclonică și negativă pentru curbura anticiclonică iar V viteza vântului.

Componenta verticală a vorticității este rezultatul sumei a doi termeni:

- viteza de variație a vitezei vântului normal la direcția de curgere $-\frac{\partial V}{\partial n}$, numită vorticitate de forfecare;
- rotirea vântului de-alungul unei linii





Fig. 6.31. Circulația pentru un contur înfinitezimal în sistemul de coordonate natural

numită

vorticitate

de curbură.

de



Astfel, mişcare rectilinie poate să aibă vorticitate dacă viteza variază normal la axa de curgere. De exemplu, în curentul jet arătat schematic în *figura* 6.32, va exista o vorticitate ciclonică la nordul vitezei maxime.

Fig. 6.32. Vorticitatea datorată a) forfecării; b) curburii.

De obicei, câmpul vânt are ambele tipuri de vorticitate. Când aceste două contribuții au același semn, se poate determina ușor semnul vorticității în timp ce, când cele două contribuții au semne diferite, acest semn este dificil de determinat. Aceasta se poate observa din *figura* 6.33.

 $\frac{V}{R_s}$

• Vorticitatea geostrofică

Componentele vântului geostrofic sunt date prin:

u

$$v_g \cong -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y}$$
 și $v_g \cong \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x}$



Fig. 6.33. Combinații ale curgerii de forfecare și curbate. În (a) și (b) contribuțiile au același semn, dar în (c) și (d) au semne opuse

sau în funcție de geopotențial: $u_g \simeq -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$ și $v_g \simeq \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ Folosind expresiile vântului geostrofic vorticitatea relativa geostrofică devine:

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right)$$
6.82

sau:

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \nabla^2 \Phi \tag{6.83}$$

unde ∇^2 este operatorul laplacian, cu expresia:

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \tag{6.84}$$

Derivatele lui *f*, parametrul Coriolis, au fost ignorate deoarece ele sunt foarte mici sau zero. *Vorticitatea relativă geostrofică* este o primă aproximație foarte bună a vorticității relative.

• Ecuația vorticității

Pentru mișcările la scară sinoptică, dacă se neglijează frecarea, ecuațiile de mișcare se scriu:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + fv$$
$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} - fu$$

Se ține seama de expresia diferențialei totale și se derivează prima ecuație în raport cu y și a doua în raport cu x, se scade prima ecuație din a doua și ținând seama de expresia vorticității relative se obține ecuația vorticității în coordonate carteziene

$$\left(\zeta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right):$$
$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \left(\frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial x}\right) \quad 6.94$$

Ecuația (6.94) arată că viteza de variație a vorticității absolute este dată de suma celor trei termeni din dreapta ecuației: *termen de divergență*, *termen de înclinare* sau *deformare* și *respectiv termen solenoidal*.

Ecuația vorticității este pentru dinamica fluidului echivalentă cu ecuația de conservare a momentului cinetic.

Generarea vorticității prin divergența orizontală presupune: dacă există o divergență orizontală pozitivă, aria închisă de un lanț de particule de fluid va crește în timp și dacă circulația se conservă media vorticității absolute a fluidului trebuie să descrească.

Pe scurt:

– Vorticitatea absolută crește dacă există convergență (D < 0).

- Vorticitatea absolută descrește dacă există divergență (D > 0).

Acest mecanism este foarte important pentru perturbațiile la scară sinoptică.

Al doilea termen din partea dreaptă a ecuației vorticității reprezintă vorticitatea verticală

care este generată prin "înclinarea" componentelor vorticității orientate orizontal, într-un câmp vertical dar neuniform al mișcării.

Al treilea termen este chiar echivalentul termenului solenoidal din teorema circulației.

Ca să se evidențieze ce se poate deduce din ecuația vorticității se consideră două configurații simple: un talveg simetric sau o dorsală simetrică și un curent jet. În ambele situații se va presupune că:

– Viteza de variație în timp a parametrului Coriolis, *f*, care este rezultatul curgerii meridianale, poate fi neglijat prin comparație cu viteza de variație a vorticității relative.

– Particulele de aer se deplasează mai repede decât formațiunile barice, astfel încât variația vorticității este în principal, rezultatul advecției vorticității.

4. TERMODINAMICA ATMOSFEREI

Atmosfera este sediul unor procese fizice de o complexitate deosebită pentru studiul cărora fizicienii trebuie sa folosească toate mijloacele teoretice și experimentale de care dispun. Parametrii fizici care caracterizează starea atmosferei sunt măsurabili (presiunea, temperatura, viteza vântului, umiditatea, radiația directă), observabili (gradul de acoperire al cerului, tip de nori, etc.) sau calculabili (conținut de apă în aer, temperatura de condensare, coeficienți calorici etc.). Dintre acești parametrii fizici, temperatura este cel care este urmărit cu deosebit interes de toată lumea și de obicei acest *concept de temperatura* este confundat cu cel de *căldură*.

În mod esențial, *căldura* este o *forma de energie* iar *temperatura* este o *măsură a gradului de încălzire a unui corp sau sistem*. Temperatura unui corp scade sau crește dar temperatura nu se spune niciodată că s-a răcit sau s-a încălzit. Deși conceptele de căldură și temperatură sunt diferite ele sunt legate în mod evident: dacă un corp sau sistem a primit energie sub forma de căldură sau a cedat din energia pe care o avea, atunci temperatura lui a crescut și respectiv a scăzut.

Valorile temperaturii măsurate zilnic, la fiecare oră la miile de stații meteo din întreaga lume servesc ca date de bază pe lângă multe altele, meteorologilor și climatologilor pentru diagnoze și prognoze.

Meteorologii și climatologii folosesc, spre deosebire de fizicienii din alte domenii, *temperaturile potențiale*, mărimi fizice care se calculează pornind de la temperatura obișnuită, măsurată dar care în anumite condiții din atmosferă se conservă pentru sistemul ales.

În plus, pentru că particula de aer ca sistem termodinamic are masa variabilă în funcție de dimensiuni se considera pentru ușurința descrierii proprietăților masa unitate fie că este vorba de un kilogram sau o tonă de aer.

4.1. AERUL ATMOSFERIC CA SISTEM TERMODINAMIC

Pentru o înțelegere a stărilor atmosferei caracterizate de parametrii fizici de stare, vom considera aerul atmosferic ca un sistem termodinamic.

Din punct de vedere termodinamic, un *sistem* este un corp sau un ansamblu de corpuri cu masă și compoziție date, supus studiului. Orice corp sau ansamblu de corpuri cu care eventual sistemul ar putea interacționa se consideră mediul înconjurător. În atmosferă se consideră în general, două tipuri de sisteme: *aerul uscat* și *aerul umed*. Aerul umed la rândul său poate fi: *aer umed nesaturat* și *aer umed saturat* care poate avea o fază condensată (de exemplu norul format din apa în stare lichidă) și cu două faze condensate (norii micști formați atât din picături de apă cât și din cristale de gheață).

În termodinamica atmosferei se operează cu sisteme care sunt părți din aerul atmosferic care este supus unor transformări.

Deși aceste sisteme sunt deschise, de obicei în studiile termodinamice, se consideră într-o bună aproximație, închise.

O descriere completă a unui sistem este dată la un moment dat prin proprietățile lui, adică prin valorile variabilelor fizice care exprimă aceste proprietăți.

Pentru un sistem închis masa și compoziția chimică definesc sistemul însuși, iar celelalte proprietăți definesc *starea* lui.

Dintre toate variabilele care descriu starea sistemului, numai câteva sunt independente. Pentru sistemele omogene de compoziție chimică constantă (nici o reacție chimică), dacă nu considerăm masa, numai două variabile sunt independente. T, p și V sunt variabile de stare. Toate proprietățile sistemului vor depinde de starea definită prin parametrii de stare și prin funcțiile de stare, cum ar fi de exemplu: energia internă (U), entalpia (H) și Entropia (S).

4.1.1. Temperatura

Parametru de stare foarte important pentru caracterizarea vremii, temperatura se măsoară la toate stațiile de sol și de sondaj vertical și pentru examinarea distribuției temperaturii pe arii întinse, se folosesc de obicei izotermele, adică liniile de aceeași temperatură. Hărțile cu izoterme reprezintă un instrument foarte util pentru meteorologi care observă cu ușurință ariile cu temperaturi ridicate și cele cu temperaturi coborâte.

Temperatura este controlată de o serie de factori, aceștia determinând variația temperaturii de la loc la loc. În capitolul precedent, am văzut cea mai importantă cauză care determină variațiile temperaturii: diferențele în radiația solară primită. Întrucât, variațiile în unghiul solar (azimutul) și lungimea unei zile depind de latitudine, aceste diferențe sunt responsabile pentru temperaturile ridicate la tropice și temperaturile coborâte în locurile din preajma polilor. Și totuși, numai latitudinea nu poate controla temperatura, pentru că se știe că localități de pe același cerc paralel sunt caracterizate de exemplu, de temperaturi medii anuale, diferite.

Ceilalți factori care contribuie la controlul temperaturii sunt: încălzirea diferențiată a uscatului și a apei, curenții oceanici, înălțimea și poziția geografică.

Influența acestor factori, alături de radiație se observă foarte bine din analiza de structură observată globală (Capitolul 10).

Pentru orice localitate, temperatura are o variație zilnică, fenomen denumit variație diurnă. După atingerea unui minim în jurul orei de răsărit a soarelui, temperatura crește, atingând valoarea maximă între orele 14 și 17 ale după amiezii, ca apoi sa scadă în continuare până la răsăritul soarelui din ziua următoare. Controlul principal al acestui ciclu diurn este asigurat bineînțeles de soar. Amplitudinea variațiilor zilnice ale temperaturii este variabilă și depinde de factorii locali sau de condițiile de vreme, așa cum se observă din figurile următoare.

Propagarea variațiilor temperaturii de la sol, în straturile de aer învecinate, se face cu oarecare întârziere, care crește cu depărtarea de suprafața terestră.

În mod obișnuit, temperatura aerului se determină în stratul de aer până la înălțimea de 2 m de la suprafața terestră, cu termometrele instalate în adăpostul de instrumente al statiei meteorologice.

În cazul schimbărilor bruște în aspectul vremii, se produc abateri ale variației zilnice ale temperaturii aerului. Astfel în cazul unei zile ploioase, această variație prezintă o amplitudine mult mai mică.

În variația diurnă a temperaturii, rolul principal îl are schimbul turbulent, care este distinct până la înăltimea de 1,5 km de la sol.

Acest strat în care mersul diurn al temperaturii – și al altor elemente meteorologice – este bine exprimat și condiționat de schimbul turbulent, se numește *strat de frecare* sau *stratul atmosferei limită*.

Înălțimea acestuia este variabilă, depinzând de asperitățile terestre; cu cât acestea sunt mai mari, cu atât grosimea stratului este mai mare.

În afara acestor latitudini (în emisfera nordică) amplitudinea variației diurne a temperaturii scade de la $1,5 \div 3^{\circ}$ C.

Grosimea acestui strat mai depinde de stabilitatea termică a atmosferei și de intensitatea vântului. Astfel, cu cât atmosfera este mai instabilă și viteza vântului mai mare, cu atât este mai mare și înălțimea până la care se propagă amestecul turbulent. Variața diurnă a temperaturii variază cu:

Anotimpul. Datorită faptului că în perioada caldă înăltimea Soarelui deasupra orizontului la amiază precum și durata zilei sunt mari, amplitudinea variatiei diurne a temperaturii aerului ajunge în zona latitudinilor mijlocii la 10 ÷ 15°C. Dacă solul este acoperit cu vegetație, amplitudinea diurnă a variațiilor de



Fig. 4.1. Variația diurnă a temperaturii pentru o zi de iarnă și respectiv de vară, la București (datele de la Administrația Națională de Meteorologie)

temperatură se modifică în sensul că o vegetație bogată, micșorează amplitudinea acestor variații.

Formele de relief influențează și ele amplitudinea variației diurne a tempera-turii aerului. Aceasta este mai mare în văi unde noaptea aerul rece se scurge mai greu, iar ziua se produc încălziri puternice ca urmare a reflectării multiple la care rezervele solare sunt supuse de către pereții văii.

Altitudinea. În *figura* 4.2, se observă că amplitudinea variațiilor de temperatură este cu atât mai mică, cu cât altitudinea crește, iar maximele și minimele nu sunt conturate cu precizie.



diferite înăltimi

La înălțimea termometrelor din adăpostul de instrumente (2 m) amplitudinea variației de temperatură este mult mai mare, cu minimul și maximul bine conturate.

Faptul se explică prin aceea că suprafața terestră produce încălzirea sau răcirea aerului, iar depărtarea de aceasta duce la slăbirea oscilațiilor de temperatură.

Latitudinea locului influențează variația diurnă a temperaturii aerului, în sensul că amplitudinea maximă de 15÷20°C a acestei variații se produce pe continente în dreptul latitudinilor de 30÷40°C (zona deșerturilor și semi-deșerturilor).

4.1.2. Aerul uscat. Ecuații de stare

Compoziția aerului uscat am descris-o în

capitolul al doilea.

Aerul uscat este considerat ca gaz ideal și ca urmare ecuația de stare pentru aerul uscat este cunoscuta ecuație de stare a gazului ideal:

pV = vRT

Se lucrează cu masa unitate (1 kg) și ecuația pentru unitatea de masă de aer uscat devine:

$$pV = RT/\mu \text{ sau } pV = R_aT$$
 4.1

cu $R_a = 287,05 \text{ J/Kg K}$ și v volumul specific al gazului.

Uneori se poate folosi ecuația pentru modelul Van der Waals, dar s-a dovedit că ecuația 4.1 este o bună aproximație {Defay și Dufour, 1972}.

$$(p + a/V_0^2)(V_o - b) = RT sau$$

 $pV = A + Bp + Cp^2 + Dp^3 +$
4.2

Aerul atmosferic este un amestec de gaze ideale. Ecuația de stare pentru amestec se scrie:

$$p = \Sigma p_{i}$$

$$p_{i} = R_{i}T/V_{i}$$

$$r_{i} = R/\mu_{i}$$

$$\overline{\mu} = \frac{\Sigma v_{i}\mu_{i}}{\Sigma v_{i}}$$
sau
$$pV = R^{*}T$$

$$cu$$

$$R^{*} = \Sigma m_{i}R_{i}$$

$$4.3$$

Se demonstrează că pentru aerul uscat $R^* = R_a = 287,05 \text{ J/kg K}$

4.2. AERUL UMED

Aerul umed reprezintă amestecul dintre aerul uscat și vaporii de apă. Întrucât temperatura critică a vaporilor de apă este ridicată ($T_c = 647K$) aceștia pot trece în stare lichidă sau solidă în condițiile reale din atmosferă. Atâta timp cât vaporii de apă nu condensează, ei se pot considera ca gaz ideal. Presiunea parțială a vaporilor de apă din amestec se notează cu *e* sau *p*_v.

Ecuația de stare pentru vapori va fi:

$$p_{v} V = R T/\mu_{v}$$

$$p_{v} = R_{v} \rho_{v} T$$

$$p_{v} = e, Pa$$

$$q_{v} = e, Pa$$

$$R_v = R/\mu_v = 461.5 \text{ J/kg K}$$
 4.5
 $\mu_v = 18 \text{ kg/ kmol}$

Densitatea vaporilor se scrie:

$$\rho_{v} = p_{v} / R_{v} T = p_{v} \mu_{v} / RT = p_{v} \mu_{v} / R_{a} \mu_{a} T$$

$$\rho_{v} = 0,622 p_{v} / R_{a} T$$
4.6

4.2.1. Mărimile caracteristice aerului umed

Ecuația de stare pentru aerul umed o deducem conform legii lui Dalton.

Presupunem că într-un gram de aer umed avem aer uscat și vapori de apă la aceeași temperatură T cu volumele specifice v_a și v_v . Pentru sistem presiunea este *p*. Ecuațiile de stare pentru aerul uscat și vaporii de apă se scriu:

$$p_{v} = R_{v}\rho_{v}T$$

$$p_{a} = R_{a}\rho_{a}T$$

$$4.7$$

Dacă ρ este densitatea aerului umed și într-un gram de aer umed se găsesc q grame de vapori și (1 - q) grame de aer uscat, ecuațiile de stare se scriu:

$$p_{v} = qR_{v}\rho T$$

$$p_{a} = (1 - q) R_{a}\rho T$$

$$4.8$$

$$4.9$$

$$p = p_{a} + p_{v} \text{ are expressia:} 4.10$$

$$p = [qR_{v} + (1 - q)R_{a}]\rho T \text{ sau}$$

$$p = [qR_{a}/0,622 + (1 - q)R_{a}]\rho T = [q - q(1 - 1/0,622)]R_{a}\rho T$$

sau

$$p = (1 + 0,608q) R_a \rho T$$
 4.11

Prin convenție se notează

$$(1 + 0,608)T = T_v$$
 4.12

și astfel ecuația de stare a aerului umed devine:

$$p = \rho R_a T_v \qquad 4.13$$

• T_v reprezintă temperatura virtuală a aerului umed nesaturat și este temperatura la care aerul uscat ar avea la aceeași presiune, o densitate egală cu cea a aerului umed.

Comparând ecuația de stare pentru aerul uscat și pentru cel umed se poate trage concluzia că densitatea aerului umed este mai mică decât cea a aerului uscat.

• q reprezintă de fapt conținutul de vapori de apă exprimat în grame de vapori, în grame de aer umed sau în kg. de vapori din kg. de aer umed și se numește *umiditate specifică*.

$$T_v > T - intot deauna - aşadar \rho < \rho_a$$

 $\rho = p - p_v/R_aT + 0.622 p_v/R_aT = p / R_aT (1 - 0.378 p_v/p)$ 4.14

Aerul umed devine saturat când conținutul său de vapori de apă este în echilibru dinamic cu suprafața de apă sau de gheață care emite vapori. Presiunea parțială a vaporilor de apă din aerul umed saturat poartă numele de presiune de echilibru sau de *saturație*. Ea depinde de faza în care se află apa, de starea ei electrică, de forma și temperatura suprafeței evaporante.

Când vaporii se află în echilibru cu o suprafață plană și electric neutră de apă sau gheață pură, presiunea de echilibru se numește presiune maximă și nu depinde decât de faza apei și de temperatură.

Variația presiunii maxime $p_{vs}(T)$ față de o suprafață plană de apă a fost exprimată pentru prima dată într-o foarte bună aproximare de Tetens și Magnus (1930):

$$p_{vs}(T) = 6,112 \times 10^{7,5t/(t+237,5oC)}$$

$$4.15$$

cu presiunea în în raport cu gheața:

$$D_{vs}(T) = 6,112 \text{ x } 10^{9,5t/(t+265,50C)}$$
 4.16

Aceasta este o expresie acceptabilă pentru temperaturi peste –20°C dar introduce erori de peste 2% la temperaturi mai coborâte.

În timp s-au obținut formule mai exacte. În acord cu Wexler (1976) presiunea vaporilor la saturație (mb) față de apă pentru $0^{\circ}C < t < 100^{\circ}C$ este dată cu o eroare de 0,005% de:

$$\ln l_s = \Sigma g_i t_k^{i-2} + g_i \ln t_k$$
4.17

unde coeficienții g_i iau valorile:

$$g_0 = -2,9912729 \times 10^3$$
 $g_4 = 1,7838301 \times 10^3$ $g_1 = -6,0170128 \times 10^3$ $g_5 = -8,4150417 \times 10^3$ $g_2 = 1,887643854 \times 10^3$ $g_6 = 4,4412543 \times 10^3$ $g_3 = -2.8354721 \times 10^3$ $g_7 = 2.858487 \times 10^3$

Din fitarea rezultatelor lui Wexler extrapolate pentru $-30^{\circ}C < t < 35^{\circ}C$ cu o acuratețe de 0,1% s-a obținut expresia:

$$p_{vs}(t) = 6,112 \exp(17,67t/(t+243,5))hP_a$$
 4.19

Din expresia (4.19) se poate determina și temperatura dacă se cunoaște presiunea la saturație.

Dependența presiunii de saturație a vaporilor de temperatură este arătată în *figura* 4.3. atât în raport cu o suprafața de apă cât și în raport cu o suprafață de gheață. Este interesant de observat că la o temperatură de 30°C, curbele indică presiunea de saturație a apei ca fiind aproape 4% din presiunea atmosferică la nivelul mării.



Fig. 4.3. Presiunea vaporilor saturanți și densitatea vaporilor în funcție de temperatură. În graficul suprapus se compară presiunea vaporilor saturanți față de gheață cu cea față de apă sub 0° C.

Starea de saturație a unei mase de aer se caracterizează prin umiditatea relativă U, adică raportul exprimat în procente, dintre presiunea actuală (reală) din momentul observației și presiunea mare a vaporilor corespunzătoare temperaturii la care se află aerul umed:

$$U = 100 p_v(T)/p_{vs}(T)$$
 4.20

Aşadar, starea de saturație va corespunde unei umidități relative de 100%. Întotdeauna $p_v(T) < p_{vs}(T)$ de unde se poate concluziona că răcirea continuă a aerului duce la creșterea umidității relative și apoi la saturarea aerului. Trebuie să precizăm că starea de saturație trebuie definită în raport cu condițiile de echilibru. Astfel pentru temperatura T, presiunea maximă a vaporilor în raport cu apa este mai mare decât cea în raport cu gheața: $p_{s, apă} > p_{s, gheață}$ ceea ce înseamnă că aerul saturat în raport cu apa este suprasaturat în raport cu gheața.

4.2.2. Moduri de exprimare a umidității aerului

1. Umiditatea relativă $U = 100 p_v/p_{vs}$

2. *Umiditatea absolută* a este cantitatea de vapori în grame din unitatea de volum de aer, sau densitatea vaporilor de apă:

$$a = \rho_v = 0,622 \ p_v / R_a T \ \text{kg m}^{-3}$$
 4.21

3. *Umiditatea specifică q* este cantitatea în grame de vapori din g (kg) de aer umed, sau raportul dintre densitatea vaporilor (umiditatea absolută) și cea a aerului umed:

$$q = \rho_v / \rho = 0.622 \, p_v / p - 0.378 \, p \, g/g \, \text{sau } kg/kg$$

$$4.22$$

4. Coeficientul amestecului sau raportul de amestec

r este cantitatea de vapori în grame, asociată gramului de aer uscat, sau raportul dintre densitatea vaporilor de apă și densitatea aerului uscat.

$$r = \rho_v / \rho_a = 0,622 \ p_v(T) / p - p_v(T) \ g/g \ sau \ kg/kg$$
 4.23

Între aceste mărimi se pot găsi diverse relații; astfel între umiditatea specifică și raportul de amestec există relația:

$$q = r/l + r$$
 și $r = q/l - q$ 4.24

Uneori se face aproximația p_v tinde către 0 și

$$r = q = 0.622 \ p_v/p$$
 în g/g

Dacă în toate aceste relații se înlocuiește presiunea actuală p_v prin cea de echilibru p_{vs} , se obține valoarea la echilibru pentru *a*, *q*, *r*.

5. Umiditatea aerului se mai exprimă prin:

Punctul de rouă – T_d (τ) – temperatura la care trebuie răcit aerul umed, la presiunea constantă și cu un conținut constant de vapori pentru a se obține saturarea în raport cu o suprafață plană de apa pură.

Întrucât umiditatea relativă se bazează pe conținutul de vapori de apă din aer, umiditatea relativă poate fi modificată în două moduri: a) suplimentarea de vapori de apă prin evaporare determină cresterea umidității relative; o astfel de suplimentare are loc în principal deasupra oceanelor, dar și plantele, solul și suprafețele mai mici de apă au contribuția lor. b) al doilea mod implică o schimbare în temperatură; astfel, se poate spune: cu o umiditate specifică (conținutul de vapori de apă) la un nivel constant, o descreștere în temperatura aerului determină o creștere în umiditatea relativă iar la o creștere în temperatură, umiditatea relativă scade (Fig. 4.4).



Fig. 4.4. Variațiile diurne tipice ale temperaturii și umidității relative, la București (datele de la Administratia Națională de Meteorologie)

4.3. Principiile termodinamicii și aplicațiile la atmosferă

Principiul I al termodinamicii este cea mai importanta lege a termodinamicii care împreuna cu ecuația echilibrului hidrostatic și ecuațiile de stare ale gazului poate să explice multe dintre procesele fizice care au loc în atmosferă.

4.3.1. Principiului I al termodinamicii

Dacă considerăm ca sistem termodinamic particula de aer de masă unitate, atunci prin încalzirea particulei aerul se va destinde iar presiunea va deveni egală cu cea din exteriorul particulei. Ca urmare a destinderii, volumul specific al particulei, V, va varia cu cantitate ΔV .

În timpul destinderii aerul efectuează lucru mecanic împotriva forțelor exterioare. Acest lucru mecanic este egal cu presiunea exterioară particulei de aer înmulțită cu variația de volum a sistemului: $p\Delta V$.

Ca urmare, se înțelege ca atunci când aerul primeste căldură, o parte din această caldură este folosită în lucrul mecanic pentru destindere iar ce rămâne este folosită pentru creșterea temperaturii. Deoarece din energia inițială nimic nu se pierde, se scrie pentru sistemul termodinamic particula de aer:





4.25

adică: caldura primita este egală cu variația de energie internă plus lucrul mecanic efectuat de sistem în cursul destinderii.

 $Q = \Delta U + p \Delta V$

Sau, ținând seama că energia internă este o funcție de stare iar lucrul mecanic și căldura funcții de transformare: *Variația energiei interne nu depinde decât de stările inițială și finală ale sistemului.*

 $\Delta U = c_v \Delta T$ pentru particula de masă unitate; c_v reprezintă căldura specifică la volum constant pentru aer.

Convenția de semne este : Q > 0 când sistemul primește căldură și Q < 0 când sistemul cedează căldură; lucrul mecanic ($L = p\Delta V$), L > 0 când sistemul efectuează lucru mecanic asupra mediului și L < 0 când asupra sistemului se efectuează lucru mecanic.

Deoarece în atmosferă principalii parametrii fizici măsurați sunt presiunea și temperatura este mai comod să se caracterizeze sistemul termodinamic prin acești parametrii și nu prin volum și temperatură; atunci în locul energiei interne care este o funcție de stare depinzând de (V,T) se introduce funcția de stare numita *entalpie*, H(p,T) = U + pV pentru masa unitate.

În acest caz ecuația principiului întâi devine:

$$= \Delta H - V \Delta p \qquad 4.26$$

cu $\Delta H = c_p \Delta T$, c_p fiind căldura specifică a aerului la presiune constantă.

0 :

Între cele doua călduri specifice există relația $c_p - c_v = R/\mu$, cunoscută ca relația Robert– Mayer (μ este masa molară a aerului).

Caldurile specifice la volum sau presiune constantă pentru aerul uscat au valorile:

$$c_{v} = 718 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} = 171 \text{ cal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

$$c_{p} = 1005 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} = 240 \text{ cal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$
4.27

Căldurile specifice variază slab cu temperatura și presiunea, după cum se observă din tabelul 4.1.

Tabelul 4.1

Valorile pentru c_p (cal \cdot kg⁻¹ \cdot K⁻¹) în functie de presiune și temperatura, pentru aerul uscat

p (hPa)	t (⁰ C)					
	-80	-40	0	40		
0	239,4	239,5	239,8	240,2		
300	239,9	239,8	239,9	240,3		
700	240,4	240,1	240,1	240,4		
1000	241,4	240,4	240,3	240,6		

Pentru aerul umed coeficienții calorici au valorile calculate conform teoremei echipartitiei energiei pe grade de libertate pentru o molecula triatomica neliniară, rigidă; molecula de apa este

o molecula triatomica neliniara, care e descrisa de 3 grade de libertate de translatie și 3 de rotatie. Teorema echipartitiei energiei determina:

$$c_{\nu\nu} = 6/2 R_{\nu} = 3 R_{\nu} = 0,337 \text{ cal } g^{-1} K^{-1} = 1410 J K g^{-1} K^{-1}$$

$$c_{\rho\nu} = 4 R_{\nu} = 0,441 \text{ cal } g^{-1} K^{-1} = 1870 \text{ J } K g^{-1} K^{-1}$$

$$4.28$$

unde $R_V = \frac{R}{\mu_V}$

Dacă considerăm unitatea de masă de aer umed, căldura δQ absorbită la presiune constantă, pentru o creștere dT a temperaturii va fi:

$$\delta Q = m_a \delta Q_a + m_v \delta Q_v = (l - q) \, \delta Q_a + q \, \delta Q_v \tag{4.29}$$

și ca urmare, căldura specifică a aerului umed la presiune constantă:

 $c_p = (l-q)c_{pa} + qc_{pv} = c_{pa}[l + q(c_{pv}/c_{pa} - l)] = c_{pa}(l + 0.87q) \approx c_{pa}(l + 0.87r)$ 4.30 Similar se obtine:

$$c_v = c_{va}(1+0.97q) \approx c_{va}(1+0.97r)$$
 4.31

$$\kappa = \frac{R}{c_n} = \frac{(1+0.61q)R_a}{(1+0.87q)R_v} = \frac{1+0.61q}{1+0.87q}\kappa_a$$
4.32

$$\kappa \approx \kappa_a (1 - 0.26r) \tag{4.33}$$

4.3.2. Principiul al doilea al termodinamicii. Entropia

Istoria acestui principiu este una dintre fascinantele aventuri ale științei, care a generat nenumărate paradoxuri, controverse și predicții tulburătoare (moartea termică), presărată cu evenimente uneori tragice (sinuciderea lui Boltzmann), o aventură care a atras irezistibil o serie de minți geniale ale omenirii, revoluționari dintre cei mai mari ai fizicii (Planck, Einstein), nenumărați laureați ai premiului Nobel.

Esența principiului al doilea constă în introducerea unei noi mărimi de stare entropia și în precizarea sensului de variație a acesteia în sistemele izolate. Principiul al II-lea indică sensul în care se desfășoară procesele din natură, stabilește limita maximă de transformare a căldurii în lucru mecanic în procese ciclice și afirmă neechivalența calitativă dintre L și Q.

Primul principiu al termodinamicii a arătat posibilitatea transformării L în Q și invers fără a specifica în ce condiții aceste transformări sunt posibile. El a arătat echivalența *cantitativă* dintre L și Q și a introdus proprietatea de energie internă (U), care nu variază în absența acțiunilor exterioare pentru orice procese din interiorul sistemelor.

Din definiția noțiunilor de L și Q s-a constatat că între acestea există o deosebire fundamentală: dacă lucrul mecanic poate determina variația oricărei forme de energie, căldura poate determina numai variația energiei interne a sistemului.

În procesele ciclice reversibile, Clausius a demonstrat valabilitatea egalității care-i poartă numele:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad \text{sau} \quad \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} = 0$$
 4.34

Trecând de la sumă la integrală se obține integrala lui Clausius pentru un ciclu reversibil:

$$\oint \frac{\delta Q_{rev}}{T} = 0 \tag{4.35}$$

În această expresie T reprezintă temperatura sursei cu care vine în contact agentul termic (substanța de lucru) pe o porțiune elementară a ciclului și cu care schimbă căldura elementară ∂Q . Ciclul fiind presupus reversibil, temperatura T a sursei este egală cu temperatura agentului termic care evoluează în ciclu.

Ecuația (4.35) arată că mărimea $\delta Q/T$ reprezintă o diferențială totală exactă, așadar, are proprietățile unei mărimi de stare. Clausius i-a dat numele de *entropie*-**S**.

Deci,

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$
 4.36

Mărimea definită prin ecuația (4.36), numită entropie are următoarele proprietăți:

• este mărime de stare aditivă, conservativă în procesele izentropice;

• este definită pâna la o constantă arbitrară;

• în cazul proceselor ciclice, variația entropiei este zero.

Asemănarea dintre ecuația $\delta Q = T dS$ și $\delta L = p dV$ permite interpretarea temperaturii ca o forță generalizată termică a sistemului, S fiind un parametru de tip coordonată generalizată pentru procesul de transmisie a căldurii.

Ecuația (4.36) constituie exprimarea cantitativă a principiului al doilea al termodinamicii, pentru procese cvasistatice reversibile: *forma generală a principiului al II-lea pentru procese cvasistatice reversibile*.

Ecuația $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$ constituie expresia matematică a principiului al II-lea al termodinamicii

pentru procese ciclice (aceasta exprimă univocitatea funcției S).

Integrala lui dS de-a lungul unei curbe deschise (transformare reversibilă în care starea inițială și finală nu coincid) nu depinde decât de starea inițială și cea finală.

$$\int_{\sigma_i}^{\sigma_f} \frac{\delta Q_{rev}}{T} = \int_{\sigma_i}^{\sigma_f} dS = S(\sigma_f) - S(\sigma_i)$$

$$4.37$$

În cazul proceselor ireversibile formularea matematică a principiului al II-lea este:

$$\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \frac{\delta Q_{irev}}{T} < (S_2 - S_1)$$
4.38

Ea afirmă: în transformările ireversibile valoarea Integralei lui Clausius este mai mică decât variația entropiei.

Principiul al II-lea poate fi exprimat, în general, astfel:

$$(S_2 - S_1) \ge \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$$

$$4.39$$

sau pentru un proces elementar:

$$dS \ge \frac{\delta Q}{T} \tag{4.40}$$

Aceasta arată că entropia poate constitui o măsură a gradului de ireversibilitate a proceselor termodinamice.

În cazul sistemelor izolate adiabatic, 4.40 devine:

$$dS \ge 0, \quad S_2 \ge S_1 \tag{4.41}$$

În cazul proceselor adiabatice, în general pentru sisteme izolate adiabatic, în care se desfășoară procese reversibile sau ireversibile, *entropia rămâne constantă sau nu poate decât să crească*. Adică pentru un sistem izolat, integrala Clausius este nulă, deoarece sistemul nu schimbă căldură cu mediul ambiant și deci:

$$(S_2 - S_1)_{sist.izolat} \ge 0 \tag{4.42}$$

• *Entropia* unui *sistem izolat* **nu** poate să scadă; ea se menține *constantă* dacă în sistem se desfășoară numai procese reversibile și *crește* dacă în sistem au loc procese ireversibile.

Dacă în starea inițială sistemul se află în echilibru termodinamic intern, entropia va rămâne constantă în timp.

În cazul în care, starea inițială a sistemului termodinamic este de neechilibru termodinamic, în sistem se desfășoară *procese spontane ireversibile*, care tind să aducă sistemul într-o stare de echilibru termodinamic; în acest caz, conform cu ecuația 4.42, entropia va crește, tinzând către o valoare finală maximă. Odată atinsă această valoare, sistemul va rămâne în echilibru pâna la eventuala ridicare a izolării, ceea ce se exprimă prin:

$$dS = 0 \qquad d^2 S < 0 \qquad 4.43$$

Într-un sistem izolat, echilibrul presupune egalizarea temperaturilor tuturor corpurilor care alcătuiesc sistemul; după stabilirea echilibrului nu se mai poate produce în sistem transformarea căldurii în lucru mecanic, deoarece lipsesc sursele de căldură de temperaturi diferite. Deci, *creșterea entropiei unui sistem izolat reprezintă o măsură a degradării energiei,* adică a reducerii capacității de producere a lucrului mecanic în interiorul sistemului.

4.3.3. Calculul energiei interne, entalpiei și entropiei pentru aerul uscat

• Energia internă

$$U = U(V,T) \quad dU = c_{v}dT + \left[T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V} - p\right]dV$$

$$U(V,T) = \int c_{v}dT + \int \left[T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_{V} - p\right]dV$$
4.44

Ca să se rezolve ecuația integralo-diferențială trebuie cunoscută dependența lui c_V de temperatură și ecuațiile de stare ale sistemului termodinamic.

Pentru aerul atmosferic de masă unitate, considerat ca gaz ideal: $c_V = ct$, iar din ecuația termică de stare $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{R}{\mu V}$ rezultă $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$

$$U(T) = c_V T + U_0$$
 4.45

• Entalpia

$$H = H(p,T)$$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_{p} dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{T} dp = c_{p} dT + \left[V - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{p}\right] dp$$
$$H(p,T) = \int c_{p} dT + \int \left[V - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{p}\right] dp \qquad 4.46$$

Pentru aerul atmosferic: $c_p = ct$, $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{\mu p}$ rezultă $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = 0$ Ca urmare, $H(p,T) = c_p T + H_0$

• *Entropia* pentru sistemul termodinamic aer atmosferic cu masă unitate și caracterizat de parametrii independenți presiune și temperatura este:

$$S = S(p, T)$$

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{T} dp \text{ deci } dS = \frac{c_{p}}{T} dT - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{p};$$

rezultă

$$\Delta S = \int c_p \frac{dT}{T} - \int \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp \qquad 4.47$$

Pentru aer ca gaz ideal, expresia variației de entropie se poate calcula, ținând seama de ecuația de stare a gazului ideal, $pV = \frac{R}{\mu}T$ și de faptul că $c_p = \text{const.}$

$$\Delta S = \int c_p \frac{dT}{T} - \int \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp + c_p \int d\ln T - R \int \frac{dp}{\mu p}$$
 4.48

Integrând ecuația 4.43 se obține expresia entropiei pe unitatea de masă:

$$S = c_p \ln T - \frac{R}{\mu} \ln p + S_0 \tag{4.49}$$

4.4. Aplicațiile principiilor termodinamicii. Procese adiabatice

Procesele în care o mărime termodinamică își păstrează valoarea constantă sunt considerate procese termodinamice fundamentale datorita importantei lor teoretice și aplicative. Astfel de procese sunt:

procese adiabatice, caracterizate prin entropie constanta;

procese politropice, caracterizate prin capacitatea calorica constanta;

procese izoterme, caracterizate prin temperatura constanta;

procese izocore, caracterizate prin volum constant;

procese izobare, caracterizate prin presiune constanta.

Dintre acestea, procesele adiabatice sunt cele mai importante transformari termodinamice pentru atmosferă și le vom studia în vederea stabilirii legilor care le guvernează.

Figura 4.7 pune în evidența curbele care reprezintă principalele procese simple la care este supus aerul uscat; adiabatele (curbele care reprezinta procesele adiabatice) sunt mai înclinate decât izotermele.

Se numește transformare adiabatică transformarea termodinamică în cursul căreia sistemul nu primește și nici nu cedează căldură: $\delta Q = 0$.

În conditii reale o transformare este adiabatică daca sistemul este "înzestrat" cu o buna izolație termică sau dacă destinderea (sau comprimarea) gazului se *face atât de rapid* încât, practic nu are loc nici un fel de schimb de caldură între sistem și mediu. Deoarece pentru o

transformare reversibilă conform principiului al doilea $TdS = \delta Q$, în transformarea adiabatică va rezulta dS = 0. Cu alte cuvinte o transformare adiabatică reversibilă este în același timp și izentropică.

Transformarea adiabatică poate fi și ireversibilă. De exemplu curgerea unui gaz real printrun tub rugos, înzestrat cu înveliș adiabatic care nu permite schimb de caldură. Curgerea gazului

va fi, în consecință, adiabatică pentru ca nu primește și nici nu cedează caldură. Curgerea unui gaz real într-un tub rugos fiind însoțită întotdeauna de frecare, care produce o disipare de energie de către fluidul care curge, această transformare este ireversibilă și ca orice proces ireversibil antrenează o creștere a entropiei: $TdS > \delta Q$.

În cazul transformării adiabatice ireversibile, $\delta Q = 0$, dar dS > 0, deci transformarea adiabatică ireversibilă nu este și izentropică.

Prin urmare se poate spune ca orice transformare izentropica a unui sistem izolat este adiabatică, însă reciproca nu este adevarată decât în cazul transformarilor reversibile.

Dacă în procese este implicat schimbul de căldură acestea poartă numele de procese *diabatice*.

În apropierea suprafeței Pământului procesele diabatice sunt obișnuite, întrucât aerul schimbă ușor



Fig. 4.7. Curbele proceselor unui gaz ideal în spațiul cu trei dimensiuni; suprafețele reprezintă stările gazului cu coordonate (p,V,T)

căldura cu suprafața. La nivelele superioare aerul este departe de sursele calde și reci, așa încât în cele mai multe cazuri se poate neglija schimbul de căldură și se pot considera procesele foarte apropiate de procesele adiabatice. Totuși trebuie să se facă deosebire între următoarele două cazuri. Dacă aerul este nesaturat și nu se schimbă căldură se spune ca procesul este *adiabatic–uscat*; variația temperaturii este în întregime datorată destinderii sau comprimării aerului. Dacă aerul este saturat și nu se schimbă caldură cu sursele exterioare, se va elibera căldură dacă vaporii de apă condensează. În acest caz se vorbește despre un *proces adiabatic saturat* sau *proces adiabatic–umed*. Variațiile temperaturii se datoresc parțial destinderii sau comprimării aerului și parțial datorită eliberării de caldura latentă.

4.4.1. Procesul adiabatic pentru aerul uscat

Aerul uscat este considerat ca gaz ideal și ca urmare aplicând ecuația (4.48) cu $R_a = \frac{R}{\mu_{aeruscat}}$ se obține:

$$c_p \frac{dT}{T} - R_a \frac{dp}{p} = 0$$

sau

$$c_p d \ln T - R_a d \ln p = 0 \tag{4.50}$$

Se integrează ecuația (4.50) pâna la o constanta și se obține ecuația Poisson în p și T:

$$T^{c_p} p^{-R_a} = ct.$$
 4.51

Dacă se ține seama de relația Robert–Mayer, atunci $\frac{c_p - c_v}{c_p} = 1 - \frac{1}{\kappa}$ și ecuația Poisson devine:

$$T \cdot p^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} = ct \tag{4.52}$$

sau alte doua variante pentru cazul când se folosesc variabilele (V,T) sau (p,V):

$$T \cdot V^{\kappa - 1} = ct. \quad \text{si} \quad p \cdot V^{\kappa} = ct. \tag{4.53}$$

к reprezintă exponentul adiabatic al gazelor.

Ecuațiile (4.52), (4.53) sunt echivalente, fiind legate prin ecuația termica de stare.

4.4.2. Temperaturi potențiale

Uneori este interesant să se compare diferite particule de aer și să se vadă ce temperaturi ar avea dacă ar atinge adiabatic aceeași presiune. Se obișnuiește să se aleagă presiunea de 1000 hPa ca presiune standard de referință.

Dacă se aplică ecuația (4.51) între două stări ale particulei de aer, se obține:

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{K_a}{C_p}}$$

$$4.54$$

cunoscuta sub numele de ecuația Poisson.

Dacă $p_0 = 1000$ hPa, T_0 devine prin definiție *temperatura potențială*, θ .

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p}\right)^{\frac{n_a}{c_p}}$$
 4.55

Temperatura potențială a unui gaz este temperatura care ar avea-o acest gaz dacă este comprimat sau destins adiabatic până la presiunea de 1000 hPa.

Acest parametru, fiind un parametru conservativ pentru aerul uscat, joacă un rol foarte important în meteorologie.

Se poate scrie conform cu ecuația (4.54), o ecuație Poisson pentru aerul umed. În acest caz: T \rightarrow T_v, $\kappa_a \rightarrow \kappa$ și $\theta \rightarrow \theta_v$

$$\theta_{\nu} = T_{\nu} \left(\frac{1000}{p}\right)^{\kappa}$$
 4.56

Importanța temperaturii potențiale în meteorologie este legată direct de rolul fundamental al proceselor adiabatice în atmosferă. Mărimile conservative sunt importante în meteorologie întrucât descriu originea și istoria maselor de aer. Dacă aerul se deplasează de-a lungul unei suprafețe izobarice (p = ct), temperatura aerului nu se va schimba în absența surselor externe de căldură. Dacă presiunea unei particule de aer se schimbă, se schimbă și temperatura ei, dar temperatura potențială rămâne constantă.

Variațiile presiunii și temperaturii vor avea același semn; astfel, comprimarea adiabatică este însoțită de încălzirea particulei de aer, în timp ce destinderea adiabatică determină răcirea aerului. Comprimarea adiabatică, însoțită de creșterea presiunii

de-a lungul traiectoriei particulei de aer implică descendenta aerului, pe când destinderea, când presiunea scade, implică ascensiunea particulei de aer.

În timpul ascensiunii adiabatice, temperatura scade, umiditatea relativă crește (dacă aerul conține vapori de apă) și eventual se atinge starea de saturație a aerului umed; dacă ascensiunea continuă atunci are loc procesul de condensare a vaporilor de apă.

Condensarea implică eliberarea de căldură latentă care tinde să încălzească aerul înconjurător și ca urmare schimbă temperatura potențială.

Temperatura potențială nu mai poate fi conservativă atunci când au loc procese de evaporare sau condensare în particula de aer.

Pentru procesele adiabatice se poate evalua variația temperaturii potențiale; astfel, dacă logaritmăm și diferențiem ecuația (4.55) se obține:

$$c_p d \ln \theta = c_p d \ln T - R_a d \ln p \tag{4.57}$$

Dacă se ține seama de expresia căldurii din principiul I al termodinamicii, și de exprimarea principiului al II-lea al termodinamicii pentru procese reversibile, $\frac{\delta Q}{T} = dS$, ecuația (4.57) devine:

$$c_p d \ln \theta = \frac{\delta Q}{T}$$
 sau $c_p d \ln \theta = dS$ 4.58

unde S reprezintă entropia specifică.

Ca urmare, pentru procese reversibile uscate, variatia relativă a temperaturii potentiale este proportională cu variatia entropiei. Ecuatia (4.58) este folositoare pentru că exprimă entropia aerului uscat în termenii temperaturii potentiale, concept mai usor de interpretat în procesele din atmosferă.

O particulă care-și conservă entropia în cursul mișcării trebuie să se deplaseze de-a lungul unei suprafețe izentropice (de aceeași entropie).

Încalzirea diabatică δQ este datorată în primul rând încălzirii radiative.

4.4.3. Mișcare pe verticală a aerului. Gradienți adiabatici

• Gradientul adiabatic uscat

Să considerăm o particulă de aer care se deplasează pe verticală fără să schimbe căldură cu mediul exterior, adică în ascensiune adiabatică. În acest caz, se poate determina cum variază temperatura cu înăltimea, considerând de exemplu că în miscarea cva sistatică de ascen si une

este valabilă ecuația: $\theta = T \left(\frac{1000}{n}\right)^{\frac{2u}{c_p}}$

Variația presiunii Δp este legată de variația înalțimii Δz prin ecuația hidrostatică: $\Delta p = -\rho$. $g \cdot \Delta z$.

Dacă se ține seama de ecuația echilibrului hidrostatic și se diferențiază expresia temperaturii potentiale în raport cu z, se obtine:

$$\frac{T}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p}$$

$$4.59$$

pentru o atmosferă în care temperatura potentială este constantă în raport cu înăltimea, gradientul temperaturii va fi:

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \equiv \Gamma_a \tag{4.60}$$
Marimea Γ_a reprezintă viteza cu care are loc răcirea când particula urcă și întrucât procesul este adiabatic-uscat, poartă numele de *gradient adiabatic-uscat* de răcire.

Gradientul adiabatic uscat se notează cu Γ_a și va avea expresia:

$$\Gamma_a = \frac{g}{c_p} \tag{4.61}$$

Este interesant de observat ca gradientul adiabatic-uscat este o constantă, valoarea după înlocuirea lui g și a căldurii specifice la presiune constantă, fiind: 0,98°C/100 m sau 1°C/100 m.

• Gradientul adiabatic pentru aerul saturat.

Fie în ascensiune o particulă de aer care conține vapori de apă. Dacă particula de aer în ascensiune rămâne *nesaturată*, proprietățile ei termodinamice sunt foarte puțin diferite de acelea ale aerului uscat. În timpul ascensiunii deși raportul de amestec al vaporilor de apă rămâne constant, umiditatea relativă crește și poate să atingă valoarea de 100% adică particula atinge *nivelul de condensare*. Când aerul continuă ascensiunea el rămâne saturat, surplusul de vapori de apă condenează și formează picături de apă lichidă. În acest caz trebuie să se țină seama de căldura latentă datorită condensării vaporilor de apă care compensează răcirea datorită destinderii aerului. De aceea viteza de răcire a aerului umed în ascensiune este mai mică, $\Gamma_v < \Gamma_a$, adică:

$$\Gamma_v = \Gamma_a - F \tag{4.62}$$

unde F (pozitiv) reprezintă reducerea datorită eliberării căldurii latente.

Din *figura* 4.8. se observă cum cantitatea de vapori care a saturat aerul poate crește rapid cu creșterea temperaturii. Ca urmare, F va avea valori mari la temperaturi ridicate și valori mici la temperaturi coborâte. De exemplu, în aerul tropical gradientul adiabatic umed este de aproximativ 35% din gradientul adiabatic uscat, în timp ce la temperaturi ca cele din regiunile polare iarna și cele din troposfera înaltă din toate sezoanele gradienții sunt greu de deosebit.

Aşadar, în procesele adiabatice umede temperatura scade mai lent cu înalțimea decât în procesele adiabatice uscate. În plus, trebuie menționat că gradientul adiabatic umed spre deosebire de cel uscat nu este o constantă, ci depinde de presiune și temperatură.

În plus este nevoie să se facă deosebirea dintre gradienții de răcire în procesele adiabatice și gradientul actual (real) la care temperatura scade cu înălțimea. Acest ultim parametru este numit *gradient* și se notează cu Γ .

În concluzie, caracteristicile temperaturii sunt descrise de:

 Γ = gradientul actual

- Γ_a = gradientul adiabatic-uscat
- Γ_v = gradientul adiabatic-umed

Pentru deducerea expresiei *gradientului* adiabatic umed, Γ_{ν} , considerăm că aerul umed pe care îl studiem are masa m* egală cu unitatea specifică, q. Dacă în urma procesului de



Fig. 4.8. Masa de aer unitate cu temperatura T are o presiune de saturație a vaporilor, p_{vs} corespunzătoare distanței AB.Dacă presiunea actuală a vaporilor este p_v , umiditatea relativă este egală cu 100 (p_v/p_{vs}) procente, și temperatura punctului de rouă este T_d (după Pettersen, 1969)

condensare dq grame de vapori se condensează, primul principiu al termodinamicii pentru masa de aer se scrie:

$$\delta Q = c_{pa} dT - R_a T \frac{dp}{p} + L dq \qquad 4.63$$

unde L este căldura latentă de condensare.

Pentru procesele adiabatice $\delta Q = 0$ și ca urmare

$$dT = \frac{R_a}{c_{pa}} dT \cdot \frac{dp}{p} - \frac{L}{c_{pa}} \delta q$$

$$4.64$$

Din condiția echilibrului hidrostatic (parametri cu prim sunt cei pentru mediu) și considerând mișcarea masei de aer cvasistaționară se scrie: $\frac{dp}{p} = \frac{dp'}{p'} = -\frac{g}{R_a} \cdot \frac{dz}{T}$

Prin urmare, variația temperaturii masei de aer umed care conține vapori de apă saturați, în urma ascensiunii verticale va fi:

$$dT = -\frac{g}{c_{pa}} \cdot \frac{T}{T'} dz - \frac{L}{c_{pa}} \delta q$$

$$4.65$$

Notând cu $\Gamma_v = -\frac{dT}{dz}$, gradientul de temperatură adiabatic umed va fi:

$$\Gamma_{v} = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_{pa}} \cdot \frac{T}{T'} + \frac{L}{c_{pa}} \cdot \frac{dq}{dz}$$

$$4.66$$

Se constată că dacă aerul umed este nesaturat, $dq = 0, \Gamma_v \rightarrow \Gamma_a$.

Variația dq/dz se poate stabili din dependența umidității specifice de presiunea parțială a vaporilor, p_v și presiunea aerului, p. În cazul aerului umed saturat $q_s = 0.622 \frac{p_{vs}}{p}$.

Prin logaritmarea și diferențierea ecuației, se obține:

$$\frac{1}{q_s} \cdot \frac{\delta q}{dz} = \frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{\delta dp_{vs}}{dz} - \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz}$$
 4.67

unde s-a considerat că $\frac{dp_{vs}}{dz} = \frac{dp_{vs}}{dT} \cdot \frac{dT}{dz}$

Folosind ecuația echilibrului hidrostatic:

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz} = \frac{1}{p'} \cdot \frac{\delta dp'}{dz} = -\frac{g}{R_a T}$$

$$4.68$$

se obține:

$$\frac{dq}{dz} = q_s \left[\frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{dT} \cdot \frac{dT}{dz} + \frac{g}{R_a T} \right]$$

$$4.69$$

Înlocuind (4.69) în (4.66) și grupând convenabil termenii, se obține:

$$\Gamma_{v} = -\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{g}{c_{pa}} \left[\frac{T}{T'} + \frac{Lq_{s}}{R_{a}T} \right]}{1 + \frac{Lq_{s}}{c_{p}p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{dT}}$$

$$4.70$$

Folosind aproximația T \cong T' și $q_s = 0,622 \frac{p_{vs}}{p}$ se poate scrie:

$$\Gamma_{v} = \frac{\frac{g}{c_{pa}} \left[1 + \frac{Lq_{s}}{R_{a}T} \right]}{1 + \frac{Lq_{s}}{c_{p}p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{dT}} = \Gamma_{a} \frac{p+a}{p+b}$$

$$4.71$$

unde $a = 0.622 \frac{Lp_{vs}}{R_a T}$, iar $b = 0.622 \frac{L}{c_p} \cdot \frac{dp_{vs}}{dT}$

Variația presiunii vaporilor saturați în funcție de temperatură se obține din ecuația Clausius Clapeyron.

Coeficienții *a* și *b* depind de temperatură; valorile lor scad odată cu creșterea temperaturii, dar intotdeauna a < b. De aici rezultă că și $\Gamma_{\nu} < \Gamma_{a}$.

Așa cum s-a menționat anterior, aceasta înseamnă că temperatura scade mai lent cu înalțimea întrun proces adiabatic umed decât într-un proces adiabatic uscat și că Γ_v spre deosebire de Γ_a nu este constant ci depinde de presiune și temperatură.

La temperaturi ridicate (când q și p_{vs} sunt mari) și la presiuni coborâte, Γ_v atinge cele mai mici valori.

Cind umiditatea aerului este scazuta $\Gamma_v \rightarrow \Gamma_a$

• Nivelul de condensare

Nivelul la care particula de aer se saturează se numește în termodinamica atmosferei *nivel de condensare* sau *punct de rouă*, deoarece la acest nivel condensarea este iminentă.

Înalțimea nivelului de condensare se determină știind că la acest nivel temperatura aerului umed T devine egală cu τ , temperatura punctului de rouă adică temperatura transformării de fază.

$$T(h_c) = \tau(h_c) \tag{4.72}$$

Până la nivelul de condensare

$$T = T_0 + z \frac{dT}{dz}$$
, iar $\tau = \tau_0 + z \frac{d\tau}{dz}$ 4.73

Variația lui τ cu z depinde de variația lui T cu z; La $z = h_c$

$$T = T_0 + h_c \frac{dT}{dz} = \tau_0 + h_c \frac{d\tau}{dz} \implies h_c = \frac{T_0 - \tau_0}{\frac{d\tau}{dz} - \frac{dT}{dz}}$$

$$4.74$$

Pentru $z \le h_c$, $\Gamma_a = -\frac{dT}{dz}$.

Ca să aflăm gradientul temperaturii punctului de rouă (temperatura de condensare) $\frac{d\tau}{dz}$, folosim umiditatea specifică $q = 0.622 \frac{p_v}{p}$ pentru T = τ .

În acest caz $p_v \equiv p_{vs}$.

$$q(z) = 0,622 \frac{p_{vs}}{p}$$
 4.75

Pentru $z \le h_c$, q este constant ceea ce permite diferențierea ecuației (4.75):

$$\frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{dz} = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz}$$

$$4.76$$

Considerând ecuația echilibrului hidrostatic și mișcare cvasistatică

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz} = \frac{1}{p'} \cdot \frac{dp'}{dz} = -\frac{g}{R_a T},$$

se obține:

$$\frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{R_a T} \cdot \frac{1}{\frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{d\tau}}$$

$$4.77$$

Folosind ecuația Clapeyron Clausius:

$$\frac{dp_{vs}}{p_{vs}} = \frac{Ld\tau}{R_v T^2}$$

$$4.78$$

se obține:

$$\frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{L} \cdot \frac{R_v}{R_a} \cdot \frac{\tau^2}{T'}$$

$$4.79$$

Considerând Γ_a și calculând pe $\frac{d\tau}{dz}$ din 4.79 se poate determina nivelul de condensare, h_c . Pentru valorile numerice: $R_v = 1,6 R_a, \tau = T = 280 \text{ K}, g = 9,8 \text{ m/s}^2, L = 600 \text{ cal/g}, \text{ se obține:}$

$$\frac{d\tau}{dz} = -0.17^{\circ} C/100m \quad \text{si} \quad h_c = 121(T_0 - \tau_0) m \tag{4.80}$$

Este important să se cunoască nivelul la care începe condensarea pentru determinarea bazei norilor și evaluarea condițiilor de apariție a sistemelor convective într-o atmosferă instabilă din punct de vedere termodinamic.

4.5. STABILITATEA ȘI INSTABILITATEA ATMOSFEREI

Este interesant pentru foarte multe studii din atmosfera să se cunoască starea atmosferei, adică să se poată spune dacă atmosfera este stabilă sau instabilă și ce fel de instabilitate există.

4.5.1. Stabilitatea statică

Dacă temperatura potențială este o funcție de înalțime, gradientul actual $\Gamma \equiv -\frac{\partial \Gamma}{\partial z}$ va fi diferit de gradientul adiabatic, și

$$\frac{T}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} = \Gamma_a - \Gamma \tag{4.81}$$

Dacă $\Gamma < \Gamma_a$ așa încât θ crește cu înălțimea, o particulă de aer care are o deplasare adiabatică din starea sa de echilibru va avea portanța pozitivă (negativă) când se deplasează vertical în jos (în sus) așa încât ea va tinde să revină la starea sa de echilibru; în acest caz se spune ca atmosfera este *static stabilă* sau *stratificată stabil*.

Oscilațiile adiabatice ale particulei de fluid în jurul poziției sale de echilibru într-o atmosferă stratificată stabil se numesc *oscilații termice* sau *oscilațiile portanței*.

Frecvența caracteristică a acestor oscilații poate fi determinată, considerând o particulă care este deplasată vertical pe o distanță mică δz , fără să perturbe mediul înconjurător. Dacă mediul este în echilibru hidrostatic, atunci:

$$\overline{\rho}g = -\frac{d\overline{p}}{dz},\qquad 4.82$$

unde \overline{p} și $\overline{\rho}$ sunt presiunea și densitatea din mediu. Accelerația verticală a particulei va fi:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d^2}{dt^2} (\partial z) = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$4.83$$

unde ρ și p sunt densitatea și presiunea din particula de aer. S-a presupus, că presiunea particulei în mod instantaneu devine egală cu presiunea mediului în timpul deplasării particulei: $p = \overline{p}$. Această condiție trebuie să fie respectată ca particula să nu perturbe mediul. Ca mediul să rămâna tot timpul neperturbat trebuie ca particula de aer să sufere o transformare cvasistatică în timpul deplasării.

Astfel, cu ajutorul relației echilibrului hidrostatic, presiunea poate fi eliminată din ecuația (4.83) și se obține:

$$\frac{d^2}{dt^2}(\delta z) = g\left(\frac{\overline{\rho} - \rho}{\rho}\right) = \left(\frac{\theta - \overline{\theta}}{\overline{\theta}}\right)$$

$$4.84$$

unde s-a folosit legea gazului ideal ca să se exprime accelerația ascensională. Dacă particula de aer este inițial la nivelul z = 0, unde temperatura potențală este θ_0 , atunci pentru o deplasare foarte mică, δz , se poate exprima temperatura potențiala din mediu ca:

$$\overline{\theta}(\delta z) \approx \theta_0 + \frac{d\overline{\theta}}{dz} \delta z$$

Dacă deplasarea particulei este adiabatică, temperatura potențială a particulei se conservă: $\overline{\theta}(\delta z) = \theta_0$

Astfel, ecuația (4.84) devine:

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -N^2 \delta z \tag{4.85}$$

unde

$$N^2 = \frac{g}{\overline{\theta}} \frac{d\overline{\theta}}{dz}$$

este o măsură a stabilității statice a mediului. Ecuația (4.85) are o soluție generală de forma:

$$\delta z = A e^{iNz}$$

Aşadar, dacă N > 0, particula va oscila în jurul nivelului său inițial cu perioada $\tau = \frac{2\pi}{N}$.

Frecvența N este frecvența oscilației termice și se numește *frecvența Brünt- Väïsäla*. În condițiile troposferei medii N $\approx 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, așa încât perioada oscilației este de aproximativ 8 minute.

În cazul în care N = 0, din ecuația (4.85) se observă că nu va exista nici-o accelerație și particula de aer va fi în echilibru neutru la noul său nivel.

Pe de altă parte, dacă $N^2 < 0$ (temperatura potențială descrește cu înălțimea), deplasarea va crește exponențial în timp.

Se ajunge astfel, la criteriile de stabilitate statică pentru aerul uscat:

$$\frac{d\theta}{dz} > 0 \qquad \text{stabil}$$
$$\frac{d\theta}{dz} = 0 \qquad \text{neutru} \qquad 4.86$$

$$\frac{d\theta}{dz} < 0 \qquad \text{instabil}$$

La scara sinoptică, atmosfera este întotdeauna stratificată stabil din cauză că orice regiune instabilă care se dezvoltă este rapid stabilizată prin convecție. Pentru o atmosferă umedă, condițiile de stabilitate sunt mai complexe.

4.5.2. Determinarea stabilității

Stabilitatea atmosferei este determinată prin examinarea temperaturii de la diferite înaltimi din atmosferă. Se determină astfel, gradientul termic. Nu trebuie să se confunde gradientul termic care se determină din masurarea temperaturii în atmosferă din sondaje verticale de diferite feluri, cu gradientul adiabatic care arată cum variază temperatura particulei de aer care se mișca pe verticală în atmosferă.

Pentru exemplificare să examinăm situația în care gradientul termic este de 5°C/1000 m (Fig. 4.9)

În aceste condiții, când aerul la suprafață are o temperatură de 25°C, aerul de la 1000 m va fi cu 5°C mai rece adică va avea 20°C, în timp ce aerul de la 2000 m va avea o temperatura de 15°C și așa mai departe.

S-ar părea că aerul de la suprafață este mai ușor decât aerul la 1000 m, deoarece este mai cald. Totuși, dacă aerul de la suprafață este nesaturat și s-a ridicat la 1000 m, el prin destindere s-a răcit cu 1°C pentru fiecare 100 m (gradientul adiabatic), deci a ajuns la 1000 m cu o temperatura de 15°C, cu 5°C mai scăzută decât cea din mediu. În consecință, fiind mai greu va coborî, tinzând să atingă poziția inițială. Astfel, se spune că aerul de la suprafață este potențial mai rece decât cel din mediu și nu va avea o mișcare ascensională.



Din rațiuni similare, dacă aerul de la 1000 m va coborî, încalzirea adiabatică va determina creșterea temperaturii sale cu 10°C până să atingă suprafața, facându-l mai cald decât aerul din mediu; ca urmare fiind mai ușor se va ridica, la nivelul de la care a plecat. Atmosfera în acest caz este stabilă și nu vor avea loc mișcări verticale.

Stabilitatea absolută domină când gradientul actual este mai mic decât gradientul adiabatic umed. Figura 4.10 prezintă această situație folosind un gradient termic de $2^{\circ}C/1000$ m și un gradient adiabatic umed de $3^{\circ}C/1000$ m.





Ca urmare, la 1000 m temperatura în mediu va fi de 15°C iar cea a particulei de aer în ascensiune de 10°C, particula fiind așadar, mai grea decât aerul înconjurător. Chiar dacă acest aer stabil a fost forțat peste nivelul de condensare, el va rămâne mai rece și mai greu decât aerul înconjurător și va avea tendința să revină la suprafață

Atmosfera se spune că este *absolut instabilă* când gradientul termic este mai mare decât gradientul adiabatic uscat. În acest caz, particula în ascensiune este întotdeauna mai caldă decât mediul său înconjurător și va continua să urce datorită portanței proprii (Fig.4.11).



Fig. 4.11. Instabilitatea absolută evidențiată folosind un gradient termic de 12°C /1000 m. Aerul care urcă este întotdeauna mai cald și de aceea mai ușor decât aerul din mediu

O alta situație care există în atmosferă este numită *instabilitate condiționată*. Aceasta se obține când aerul umed are un gradient termic între gradienții adiabatici uscat și umed, adică între 0.5° C și 1° C /100 m.

Se observă din *figura* 4.12. ca pentru primii 4000 m particula de aer în ascensiune este mai rece decât aerul înconjurător și ca urmare se considera stabilă. Cu adăugarea căldurii latente deasupra nivelului de condensare, particula va deveni mai caldă decât aerul înconjurător. De la acest nivel particula de aer va continua să urce fără acțiunea unei forțe exterioare și de aceea este considerată instabilă. Deci, aerul instabil condiționat poate fi descris ca aerul care începe

ascensiunea ca aer stabil dar de la un anumit nivel deasupra nivelului de condensare el devine instabil. Cuvântul condiționat este folosit deoarece numai dacă aerul este forțat inițial să urce poate să devină instabil. Instabilitatea condiționată este de fapt cel mai obișnuit tip de instabilitate.

Din discuțiile precedente se poate concluziona că într-o atmosferă stabilă nu au loc mișcări verticale ascendente iar atmosfera instabilă favorizează mișcarile ascendente. În consecință, în cazul condițiilor de stabilitate atmosferică norii nu se pot forma. Totuși există alte procese care forțează ascendența aerului;în acest caz norii care se formează sunt dispersați, au grosimi verticale reduse în comparație cu dimensiunile orizontale, iar precipitațiile dacă apar sunt foarte slabe.





Dimpotrivă, norii asociați conditiilor de instabilitate sunt nori profunzi și sunt însoțiti de precipitații intense, de obicei averse.

Instabilitatea se obține frecvent în după-amiezile fierbinți vara, când încălzirea de la soare este foarte puternică. Suprafața neregulată permite apariția de particule de aer mult mai calde decât aerul înconjurător și în consecință acestea sunt antrenate în mișcări verticale ascensionale. Dacă ele urcă peste nivelul de condensare, se formează nori care de obicei precipită sub formă de aversă. Ploile sunt de scurtă durată deoarece ploaia răcește rapid suprafața.

Cele mai *stabile condiții se obțin în cazul inversiunilor termice*, când temperatura crește cu înălțimea. În această situație aerul din apropierea suprafeței este mai rece și mai greu decât aerul din particule și, de aceea, are loc un amestec vertical redus între straturile de aer. Întrucât poluanții sunt în general în aerul de sub inversiune, o inversiune termică limitează prezența lor la straturile inferioare, unde concentrația lor creste în continuu. Ceața întinsă este de asemenea un semn al stabilității atmosferei. Dacă stratul care conține ceață s-a amestecat cu stratul "uscat" de deasupra, procesul de evaporare va disipa rapid ceața.

În concluzie, rolul stabilității în determinarea aspectelor de vreme și a concentrațiilor de poluanți nu poate fi contestat. De o importanță deosebită este prognoza dezvoltării sau nu, a norilor și dacă produc precipitații și ce tip de precipitații.

Cele mai multe procese care modifică starea de stabilitate se obțin ca urmare a mișcării aerului, dar variația diurnă a temperaturii joaca cel mai important rol.