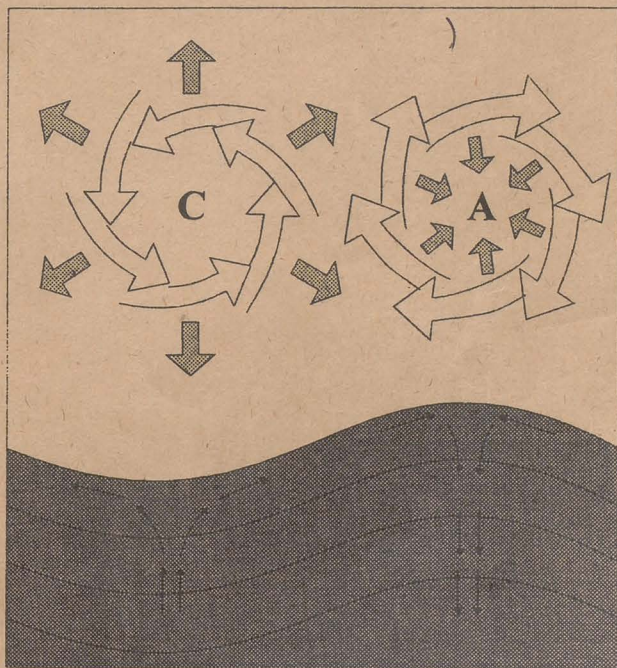


464 406

SABINA ȘTEFAN

# FIZICA INTERACȚIEI ATMOSFERĂ-OCEAN



UNIVERSITATEA BUCUREȘTI

- 1996 -



BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITARĂ  
București

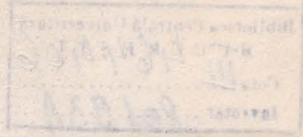
Cota III 464 406

Inventar 801 931

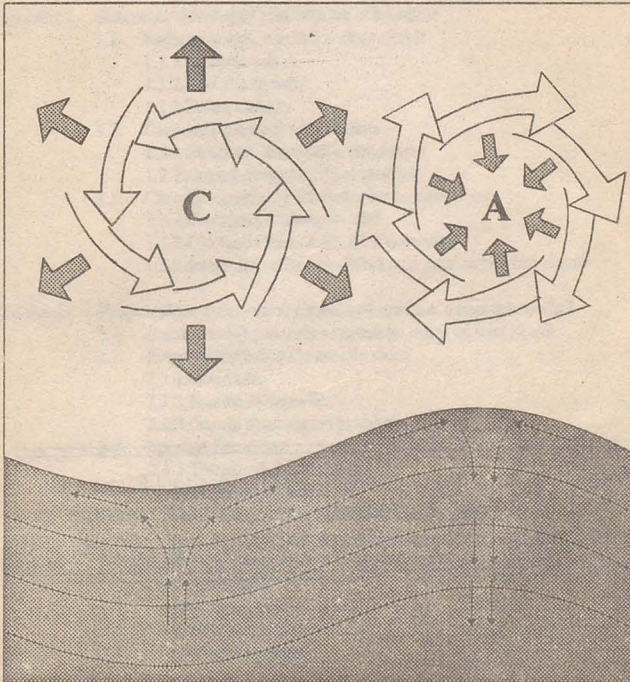


125015

SABINA ȘTEFAN



# FIZICA INTERACȚIEI ATMOSFERĂ-OCEAN



UNIVERSITATEA BUCUREȘTI

- 1996 -

Referenți științifici: Prof. dr. **Lucian GEORGESCU**  
Prof. dr. **Dorin BORȘAN**



Toate drepturile sunt rezervate Editurii Universității București.  
Orice reproducere sau traducere, fie și parțială, precum și  
contrafacerea de orice tip intră sub incidența legii penale.

ISBN – 973 – 575 – 059 – 7

# CUPRINS

<b>Introducere</b>	<b>Natura și caracteristicile sistemului atmosferă-ocean</b>	<b>5</b>
<b>Capitolul 1</b>	<b>Sistemele circulației atmosferice și oceanice</b>	
1.1	Radiația solară, terestră și atmosferică	9
1.1.1	Radiația solară	9
1.1.2	Radiația terestră	12
1.1.3	Bilanț radiativ	14
1.2	Circulația generală a atmosferei	18
1.2.1	Structura observată a atmosferei	19
1.2.2	Organizarea circulației generale	24
1.3	Curenții oceanici și interacția lor cu atmosfera	28
1.3.1	Circulația activată de vânt	29
1.3.2	Circulația termohalinică a oceanelor	33
1.3.3	Interacția ocean-atmosferă prin implicațiile circulației	37
<b>Capitolul 2</b>	<b>Proprietățile fizice ale materiei la interfața ocean-atmosferă</b>	
2.1	Caracteristica generală a suprafeței mării ca strat limită	41
2.2	Proprietățile fizice ale apei de mare	42
2.2.1	Densitatea	42
2.2.2	Presiunea vaporilor	44
2.2.3	Gazele atmosferice în soluție	46
2.3	Interfața lichid-gaz	48
2.3.1	Transferul de substanță	48
2.3.2	Tensiunea superficială	50
2.3.3	Contaminarea apei de mare la suprafață	51
<b>Capitolul 3</b>	<b>Ecuatii fundamentale pentru sistemele ocean și atmosferă</b>	
3.1	Notatii utilizate	54
3.2	Conservarea materiei	56
3.3	Conservarea impulsului	58
3.4	Conservarea energiei	65
<b>Capitolul 4</b>	<b>Acțiunea vântului asupra mării</b>	
4.1	Unde generate de vânt	71
4.1.1	Clasificarea undelor generate de vânt	72
4.2	Apariția și propagarea undelor de suprafață	73



4.2.1.	Teoria generală a undelor în fluide	74
4.2.2.	Câmpul vitezelor undelor de amplitudine mică	77
4.2.3.	Caracteristicile fizice ale undelor de suprafață	79
4.2.4.	Efectele vâscozității	84
4.3.	Mecanisme privind generarea și creșterea undelor	86
4.4.	Predicția unde; relații semiempirice	87
4.5.	Valuri brizante. Spargerea valurilor	91
4.5.1.	Valuri brizante	91
4.5.2.	Semnificația meteorologică a spargerii valurilor	92
4.5.3.	Contaminarea suprafeței mării	94
4.6.	Valurile mici. Unde de capilaritate	95
4.7.	Valurile interne	96
4.8.	Mareele	97
4.8.1.	Tipuri de maree	97
4.8.2.	Factorii meteorologici care influențează mareele	98
<b>Capitolul 5</b>	<b>Câmpul de vânt în stratul limită marin</b>	
5.1.	Transportul prin viteze fluctuante	101
5.1.1.	Teoria lungimii de amestec	102
5.2.	Ecuatiile stratului limită.	105
5.2.1.	Ecuatia conservării impulsului	105
5.2.2.	Ecuatia de continuitate	106
5.2.3.	Fluctuațiile tranzitorii ale compoziției fluidului	107
5.2.4.	Ecuatia energiei cinetice de turbulență	108
5.2.5.	Sistemul ecuațiilor de bază pentru stratul limită	111
5.3.	Stratul de suprafață. Profilul vântului	112
5.3.1.	Profilul vântului în condiții neutre	112
5.3.2.	Efectul stratificării termice asupra profilului vântului deasupra mării	114
5.3.3.	Profilul general adiabatic al vântului	117
5.3.4.	Soluții aproximative propuse pentru profilele diabactice ale vântului	119
5.3.5.	Forța vântului la suprafața mării	123
<b>Capitolul 6</b>	<b>Schimbul de caldura ocean-atmosferă</b>	
6.1.	Caracteristici radiative ale sistemului ocean-atmosferă	125
6.2.	Evaluarea spațială a componentelor bilanțului energetic	130
6.2.1.	Evaporarea la suprafața oceanului	131
6.2.2.	Fluxurile de caldura sensibilă	132
6.2.3.	Fluxurile de caldura din interiorul oceanului	134
6.3.	Evoluția anuală a componentelor bilanțului energetic.	135
6.4.	Bilanțul energetic ale sistemului ocean-atmosferă	137
6.5.	Fluxul vertical de caldura în Emisfera Nordică iarna	143
6.6.	Concluzii cu privire la schimbul meridional și vertical de energie	144
6.7.	Caracteristici ale stratului atmosferic limită	145
6.7.1.	Considerații generale	145
6.7.2.	Transferul de caldura în stratul limită atmosferic	147
6.7.3.	Profilul coeficienților pentru fluxul de caldura și de umiditate	150
6.7.4.	Straturi convective	152
<b>Capitolul 7</b>	<b>Procese termodinamice în atmosfera marină</b>	
7.1.	Considerații generale	154
7.2.	Condiții de gradient	155

7.2.1. Convecția cumuliformă	155
7.2.2. Organizarea la mezoscară a norilor cumuliformi	158
7.3. Modificarea caracteristicilor maselor de aer la suprafața mării	159
7.3.1. Formularea teoretică generală a problemei	160
7.4. Fizica ceții marine	166
7.4.1. Considerații teoretice privind formarea ceții	167
7.4.2. Clasificarea ceții	167
7.4.3. Ceța de advecție	170
7.4.4. Model de prevedere a ceții de advecție	171
<b>Capitolul 8 Răspunsul climatic la procesele de interacție atmosferă-ocean</b>	
8.1. Măsurarea și prevederea temperaturii la suprafața oceanului	176
8.2. Caracteristicile câmpului temperaturii mării.	179
8.2.1. Persistența anomaliilor temperaturii mării	179
8.2.2. Variațiile pe perioadă scurtă a temperaturii mării.	179
8.2.3. Clasificarea câmpurilor anomaliilor temperaturii mării.	180
8.2.4. Diferența de temperatură aer-mare	181
8.3. Temperatura aerului deasupra oceanului	182
8.4. Studii sinoptice de bilanț de caldură	183
8.5. Legătura dintre temperatura apei la suprafața mării (SST) din Atlanticul de Nord și presiunea atmosferică din Europa	183
8.6. Sistemele cuplate aer-mare la latitudini temperate	185
8.7. Variabilitatea climatică și sistemul ocean-atmosferă	187
8.7.1. Variabilitatea climatică	187
8.7.2. Rolul sistemului ocean-atmosferă în variabilitatea climatică	188
<b>Anexă</b>	191
<b>Bibliografie</b>	194





## INTRODUCERE

### Natura și caracteristicile sistemului ocean-atmosferă

Cursul are drept câmp de studiu sistemul atmosferă-ocean care în ultimele decenii a devenit temă de interes în lumea fizicienilor, geofizicienilor, meteorologilor, oceanografilor și a altor cercetători din domenii conexe. Asemănător altor sisteme, sistemul atmosferă-ocean constă în esență din elemente distincte și verigi între aceste elemente, el reglându-și comportarea prin acțiunea mecanismelor interne și de feedback. S-au făcut și se fac eforturi serioase în cunoașterea și înțelegerea sistemului ocean-atmosferă, pentru că "Oceanul Lumii" a devenit din ce în ce mai mult teatrul operațiunilor de tot felul, a căror desfășurare depinde de comportarea oceanului și a atmosferei: aspectele de vreme, prevederea valurilor, propagarea sunetului sau radiației etc. Interacția atmosferă-ocean se regăsește într-o mulțime de câmpuri aplicative și reprezintă elementul esențial în studiile de circulație generală a atmosferei și, în consecință, de variabilitate climatică.

Un aspect foarte important legat de acest sistem foarte complex este cel al poluării oceanului, care a devenit, din păcate, un depozit de materiale și substanțe poluante; transportul atmosferic și oceanic al poluanților atinge tot globul. În ultima vreme s-a vorbit mult despre mare, ocean, ca sursă de alimentație a populației, dar poluarea apare ca punct nevralgic. Resursele vii care ar putea hrăni sunt contaminate, iar uleiuri sau substanțe nedegradabile plutesc pe suprafața oceanelor.

Este paradoxal că OMUL luptă pentru înțelegerea sistemului ocean-atmosferă ca să-l poată folosi și, în același timp, interferează nefast cu ecosistemele, zadărniciind această ambiție.

Natura sistemului o precizăm prin caracteristica fundamentală: interacțiunea dintre diferitele scări spațio-temporale.

În legătură cu interconexiunile sistemelor de scări diferite, care constituie sistemul ocean-atmosferă, terminologia științifică subliniază transferul de energie cinetică între curenții oceanici și atmosferici de dimensiuni diferite. Astfel, coexistența în fiecare mediu a mai multor scări de interacție a mișcării, de la curenți mici la rotația planetară care schimbă și retransportă energie, cuplează verigi în interiorul lanțurilor stabile sau instabile.

Natura principalelor interacții și importanța feedback-ului în sistemul ocean-atmosferă sunt subliniate de rezultatele lucrării lui White și Barnett (1972). Astfel, la latitudini medii deasupra Oceanului Pacific de Nord s-au observat variații mari temporale și spațiale (de ordinul anilor și sutelor de kilometri) pentru parametri anuali și lunari care descriu circulația generală a atmosferei. Scările meteorologice sunt scurte în comparație cu aceste variații și, ca urmare, oceanul joacă rolul important de menținere a acestor variații. El influențează atmosfera prin efectul circulației oceanului asupra schimbului de caldura între cele două medii fluide. Schimbul de caldura afectează în mod semnificativ sistemele de vânt din atmosferă.

Reciproc, circulația în straturile superioare ale oceanului este dirijată de sistemele de vânt. Această interacție mutuală poate fi gândită ca un mecanism de transmisie care acționează ca să cupleze cele două fluide. Acest mecanism de transmisie este un sistem feedback de control.

Scări în mișcările atmosferice și oceanice  
(dupa Roll, 1972)

Tip scală	Caracteristici	Dimensiuni temporale	Dimensiuni spațiale
Microscală	mișcare turbulentă (schimb molecular la suprafața mării)	peste câteva minute	peste 100m
Scala convectivă	mișcare verticală pronunțată	de la câteva minute la o oră	100m până la 10km
Mezoscaltă	tendința către mișcarea organizată	mai multe ore	10 la 100km
Scala sinoptică	vortexuri ciclonice și anticiclonice în jurul axelor verticale	mai multe zile	100 la 1000km
Macroscală	circulația cvasistaționară, unde planetare, fluctuații climatice	săptămâni, decenii	1000 km la întreg oceanul

După cum se poate observa din tabelul cu scările mișcării, în general, turbulența din atmosferă, și în special în troposfera joasă, este identică cu cea din straturile superioare ale mării, dar trebuie să se țină seama de densitatea apei de mare care este de sute de ori mai mare ca a aerului din apropierea suprafeței mării. Există astfel, o diferență între scările spațio-temporale pentru fenomene similare din atmosferă și ocean.

De exemplu: fronturile oceanice au dimensiuni de câteva procente din corespondentele lor din atmosferă, dar se mențin câteva săptămâni, spre deosebire de cele atmosferice care activează doar câteva zile.

La limita aer-mare și în stratul atmosferic din imediata vecinătate, unde atmosfera și oceanul schimbă energia au loc procese microscalare ca de exemplu: transport de impuls, de căldură, procese de evaporare. Aceste procese sunt de importanță fundamentală în generarea și menținerea circulației atmosferice și oceanice. Cum toate aceste procese de transport au loc în stratul limită, acest strat este foarte important prin implicațiile asupra climei.

Prin stratul limită oceanul câștiga impuls de la atmosferă, dar pierde o cantitate importantă de apă, ceea ce determină creșterea salinității la suprafață. Transferul de impuls și modificarea densității oceanului sunt responsabile pentru circulația oceanică.

Pe de altă parte, circulația oceanică influențează atmosfera prin transportul căldurii dintr-o parte în alta a globului, cel mai important transport fiind cel zonal, la limita coastelor meridionale. Pentru că atmosfera nu are "coaste", cel mai puternic schimb între masele de aer are loc la limita uscatapă, acest fenomen determinând modificări ale vremii și climei deasupra continentelor și oceanului.

Așadar este greu de separat efectele oceanului sau atmosferei, încât trebuie să fie discutat sistemul ocean-atmosferă în întreaga sa complexitate.

Interacția ocean-atmosferă cu toate procesele directe sau de feedback se petrece în cea mai mare parte în stratul limită planetar. Ca urmare, este foarte important studiul proceselor fizice în acest strat, dar este și foarte dificil din cauze atât conceptuale, cât și observaționale:

- stratul limită planetar este turbulent;
- interfața ocean-atmosferă este o suprafață în mișcare complexă, care necesită investigații serioase.

Deci, în oceanul superior și stratul atmosferic din vecinătatea lui, procesele importante care vor face subiectul cursului sunt:

- transportul de impuls;
- transportul de căldură;
- transportul de substanțe solide sau gazoase, suprafața mării acționând ca o membrană care reglează circulația materiei la nivelul planetei;
- implicațiile acestor procese.

Fluxurile de masă, căldură, impuls sau energie contribuie la modificările climatice și, în consecință, studiul lor constituie o permanentă preocupare. Schimbul energetic deasupra oceanului domină climatul pentru că oceanul ocupă o suprafață de două ori mai mare decât a uscatului.

Rezumăm cele spuse despre natura sistemului ocean-atmosferă, parafrazându-l pe Benton (1963): atmosfera și oceanul constituie un singur sistem mecanic și termodinamic a doua fluide cuplate și care interacționează atât de complex încât este foarte greu să deosebești cauza de efect.



## CAPITOLUL 1

### SISTEMELE CIRCULAȚIEI ATMOSFERICE ȘI OCEANICE

Cauza de bază a tuturor fenomenelor meteorologice rezumate în esență la producerea de energie cinetică prin vânt, variații de energie internă a maselor de aer, prin oscilații termice și transfer de energie între componentele sistemului fizic foarte complex Pământul, este energia de la Soare. Transmisă spre Pământ, ea acționează mai întâi asupra atmosferei. Considerarea Pământului în interacția sa cu Soarele, ne relevă atmosfera terestră ca pe o uriașă mașină termică cu sursa termică energia solară și având drept rezervor de energie imensitatea spațiului cosmic (Fig 1.1.).

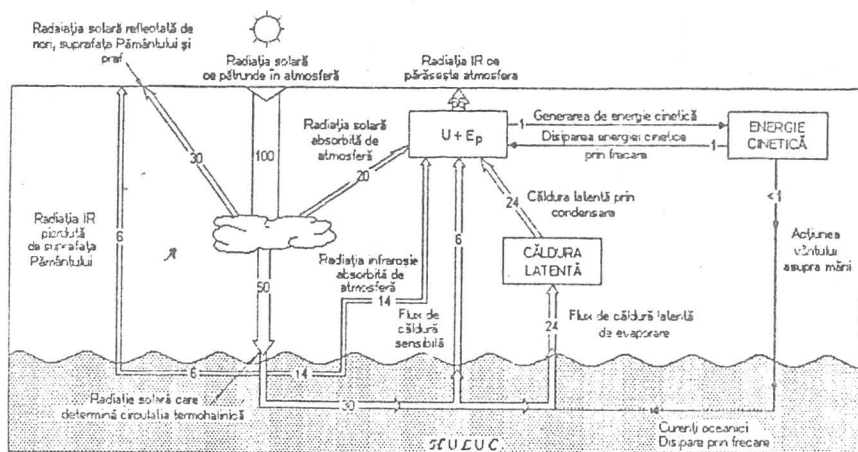


Fig. 1.1 Atmosfera mașină termică (100 unități reprezintă fluxul de energie care intră în atmosferă, toate valorile reprezintă medii anuale pentru atmosferă)

Diferența dintre energia primită și cea cedată este transformată în lucrul mecanic al giganticei mișcări în care sunt antrenate continuu atmosfera și oceanele Terrei.

## 1.1. Radiația solară, terestră și atmosferică

### 1.1.1. Radiația solară

Cea mai mare parte a energiei emise de Soare, și cea de interes pentru procesele din atmosfera inferioară, este purtată de radiația electromagnetică. Compoziția spectrală a radiației solare relevată de analize spectrometrice satelitare dincolo de limita atmosferei indică o densitate maximă de energie în domeniul lungimilor de undă mici. Aproape jumătate (48%) din energia totală a radiației solare este transmisă prin radiațiile domeniului vizibil ( $0,40 - 0,76\mu\text{m}$ ). Radiațiile ultraviolete ( $\lambda < 0,4\mu\text{m}$ ) dau aproximativ 7%, pe când cele infraroșii ( $\lambda > 0,76\mu\text{m}$ ) 43% din energia totală a radiației solare, urmând sub raport energetic după cele vizibile.

Analizele spectrometrice efectuate la sol au pus în evidență modificări ale tabloului de distribuție energetică a radiației solare față de cel de la limita superioară a atmosferei, ceea ce indică interacția atmosferei terestre cu radiația solară (Fig 1.2).

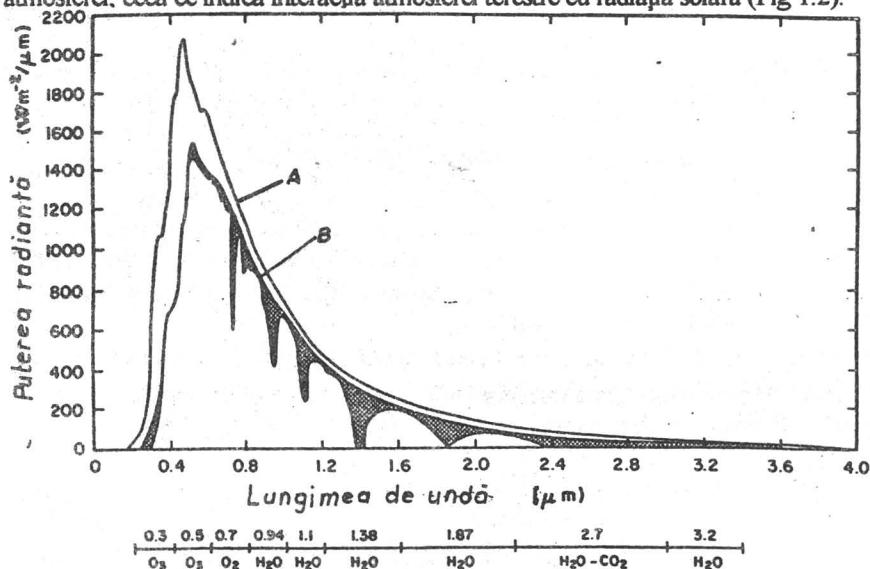


Fig.1.2 Curbele de distribuție ale iradianței spectrale: (A) iradianța solară observată la limita superioară a atmosferei (după Thekaekara 1976) și (B) iradianța solară la nivelul mării. Ariile hașurate reprezintă absorbția datorită unor gaze din atmosferă.

Principalele legi ale radiației, stabilite de Kirchhoff, Stefan și Boltzmann, Wien și Planck, au o largă aplicabilitate în calculul schimburilor radiative dintre Soare, atmosferă și suprafața terestră (fie ea uscat sau apă). Distribuția energiei cu temperatura ( $T$ ) și lungimea de undă ( $\lambda$ ) pentru un corp negru se obține din legea lui Planck:

$$E_{\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left[\frac{C_2}{\lambda T} - 1\right]} \quad (1.1)$$

unde  $E_{\lambda}$  este energia emisă în unitatea de timp pe unitatea de arie, în intervalul  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ , iar  $C_1$  și  $C_2$  sunt constante. Lungimea de undă a maximumului energiei emise  $\lambda_{\max}$  este dată de legea Wien:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2,897 \mu\text{mK} \quad (1.2)$$

Observațiile au arătat că spectrul solar extraterestru este caracteristic unui corp negru care radiază la o temperatură de 6000K,  $\lambda_{\max}$  fiind 0,47 $\mu\text{m}$ . Constanta solară  $S$  reprezintă fluxul de energie care cade normal pe suprafața unitate la limita superioară a atmosferei.

Spectrul solar și constanta solară au fost multă vreme investigate în mod serios, dar după o serie de măsurători s-a determinat valoarea de 1350Wm<sup>-2</sup> pentru constanta solară.

Mai recent au fost acceptate valorile propuse de Johnson și Nicolet , de 1396 și 1380Wm<sup>-2</sup>, valori determinate ca urmare a măsurătorilor realizate pe platforme de mare înălțime.

Spectrul solar standard este prezentat prin curba continuă în Fig.1.2. În această figură este reprezentată iradianța spectrului solar la nivelul mării într-o atmosferă clară. Ariile hașurate reprezintă absorbția de diferite gaze, în primul rând H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> și O<sub>2</sub>. Soarele emite energie de 6,2×10<sup>7</sup>Wm<sup>-2</sup> sau 9×10<sup>4</sup>cal min<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>. Pe baza principiului conservării energiei, energia emisă de la Soare trebuie să rămână aceeași la orice distanță de la Soare. Astfel,

$$F \cdot 4\pi R_s^2 = 4\pi d_m^2 \cdot S \quad (1.3)$$

unde  $F$  reprezintă emitanța solară (densitatea fluxului),  $R_s$  raza soarelui și  $d_m$  distanța medie dintre Soare și Pământ. Astfel, constanta solară poate fi exprimată prin:

$$S = F \cdot \left(\frac{R_s}{d_m}\right)^2 \quad (1.4)$$

Energia totală interceptată de pământul de rază  $R_p$  este  $S\pi R_p^2$ . Dacă această energie este împrăștiată uniform pe toată suprafața Pământului, cantitatea primită de unitatea de suprafață în unitatea de timp la limita superioară a atmosferei este dată de:



$$\overline{Q_s} = \frac{S\pi R_p^2}{4\pi R_p^2} = \frac{S}{4} \quad (1.5)$$

Ca să se estimeze temperatura efectivă a Soarelui presupus ca un corp negru, se folosește legea Stefan-Boltzmann:

$$F = \sigma \cdot T^4$$

$$T^4 = \left(\frac{d_m}{R_s}\right)^2 \left(\frac{S}{\sigma}\right) \quad (1.6)$$

Înlocuind valorile lui  $S$ ,  $\sigma$  și  $d_m$  în ecuația (1.6) se obține o temperatură efectivă de aproximativ 5800K pentru Soare.

*Insolația*, care este definită ca fluxul radiației solare pe unitatea de arie orizontală, depinde puternic de unghiul solar zenital și de distanța de la Soare la Pământ. Variația zilnică a insolației este foarte importantă în studiile de bilanț radiativ Soare-Pământ.

Densitatea fluxului la limita superioară a atmosferei se exprimă prin:

$$F = F_0 \cos \theta_0 \quad (1.7)$$

unde  $F_0$  reprezintă densitatea fluxului solar la limita superioară a atmosferei când distanța instantanee dintre Soare și Pământ este  $d$  și  $\theta_0$  reprezintă unghiul solar zenital.

$$F = S \left(\frac{d_m}{d}\right)^2 \cos \theta_0 \quad (1.8)$$

Dacă încălzirea de la soare la limita superioară a atmosferei, pe unitatea de suprafață este  $Q$ , atunci densitatea fluxului solar este:

$$F = \frac{\delta Q}{dt} \quad (1.9)$$

Astfel, insolația pentru o perioadă de timp este:

$$Q = \int F(t) dt \quad (1.10)$$

Energia solară totală, primită de unitatea de suprafață într-o zi poate fi evaluată integrând pe o zi lumină. Dacă substituim ecuația (1.8) în ecuația (1.10), se determină insolația zilnică:

$$Q = S \left(\frac{d_m}{d}\right)^2 \int_{\text{răsărit}}^{\text{apus}} \cos \theta_0(t) dt \quad (1.11)$$

funcție de latitudine și timpul anului prin unghiul zenital solar.

### 1.1.2. 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 (Fig. 1.2).

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 împrăștiere a radiației solare, dar dintre ele  $\text{CO}_2$ , vaporii de apă și  $\text{O}_3$  sunt cele mai importante (Fig. 1.2).

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  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$  și  $\text{CO}_2$  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 observa și din Fig. 1.2, este reprezentat de vaporii de apă.  $\text{CO}_2$  are de asemenea banda de absorbție în spectrul solar, banda de  $2,7\mu\text{m}$  fiind cea mai importantă. Banda de  $4,3\mu\text{m}$  este mai importantă în regiunea radiației termice decât în domeniul solar pentru că ea conține foarte puțină energie solară.

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. Încălzirea 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 folosind legea Stefan-Boltzmann (cu  $\sigma \approx 5,67 \times 10^{-8} \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}$ ) temperatura lui este de 250K.

Distribuția spectrală a radiației emisă de un corp negru la diferite temperaturi din domeniul terestru este reprezentată în Fig. 1.3 în funcție de lungimea de undă.

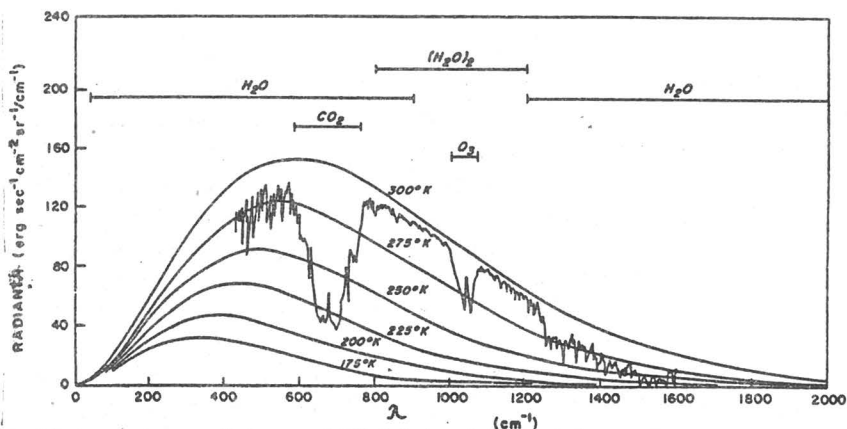


Fig. 1.3 Spectrul terestru infraroșu și diferitele benzi de absorbție

În această figură este de asemenea prezentat spectrul de emisie al atmosferei, măsurat cu IRIS (Infrared Interferometer Spectrometer) de la bordul satelitului Nimbus IV (după Kunde și al., 1974). Curba care îmbracă spectrul de emisie este foarte apropiată de spectrul emis de un corp negru cu o temperatură de 288K, 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 (Fig. 1.4).

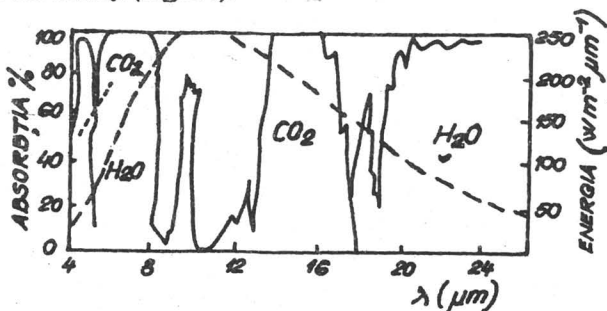


Fig. 1.4 Curbele de absorbție pentru vaporii de apă, CO<sub>2</sub> și O<sub>3</sub> pentru curba de radiație corespunzătoare temperaturii de 288K.

Alți constituenți, cum sunt monoxidul de carbon, oxizii de azot, metanul care nu sunt prezenți în Fig. 1.3 și 1.4 sunt absorbanți neimportanți cu excepția cazurilor în care se consideră bilanțul de căldură Pământ-atmosferă. CO<sub>2</sub> absoarbe radiația infraroșie în mod semnificativ în banda de 1.5 μm, de la 600 la 800 cm<sup>-1</sup>. Această regiune spectrală corespunde de asemenea maximului intensității funcției Planck din domeniul numerelor de undă.

Vaporii de apă absorb în regiunea de  $6,3\mu\text{m}$  de la  $1200$  la  $2000\text{cm}^{-1}$  și în banda de rotație ( $<500\text{cm}^{-1}$ ). Cu excepția ozonului care are o bandă de absorbție în regiunea  $9,6\mu\text{m}$ , atmosfera este relativ transparentă de la  $800$  la  $1200\text{cm}^{-1}$ . Aceasta regiune se numește “fereastra atmosferei”. În plus față de banda de  $15\mu\text{m}$ , dioxidul de carbon mai are o bandă de absorbție în domeniul lungimilor de undă scurte de  $4,3\mu\text{m}$ . 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 schimbării climatice. Deși nu ca dioxidul de carbon, totuși vaporii de apă și ozonul sunt foarte variabile atât în timp, cât și cu locul geografic. Aceste variații sunt vitale pentru bilanțul radiativ al sistemului pământ-atmosferă și pentru schimbările climatice pe termen lung.

Într-o atmosferă curată, fără nori și aerosol, o mare parte din energia solară ( $\approx 50\%$ ) transmisă prin atmosferă este absorbită de suprafața pământului (Fig. 1.2). Energia emisă de la Pământ, din contră, este absorbită de dioxid de carbon, vaporii de apă și ozon (Fig. 1.3 și 1.4).

Captarea radiației terestre de către gazele atmosferice este un proces tipic atmosferei și de aceea se numește “*efect atmosferic*”. Uneori acest efect se numește “*efect de seră*” pentru că, așa ca și sticla care acoperă o seră, atmosfera transmite radiația solară de undă scurtă și absoarbe radiația termică de undă-lungă.

Radiația solară este numită “*radiație de undă scurtă*” din cauza că energia solară este concentrată la lungimi de undă scurte cu maximum la aproximativ  $0,5\mu\text{m}$ . Radiația termică de la atmosfera Pământului este cunoscută ca “*radiație de undă lungă*” din cauză că maximum energiei sale este pentru lungimi de undă mai lungi, la aproximativ  $10\mu\text{m}$ . Spectrele solar și infraroșu sunt separate în domenii spectrale deasupra și sub  $4\mu\text{m}$ , și suprapunerea lor este relativ nesemnificativă. Această deosebire face posibilă tratarea celor două tipuri de transfer radiativ și funcțiile surse separat și simplifică astfel problema transferului radiativ.

### 1.1.3 Bilanț radiativ

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 energia emisă de Pământ. Fluxul de energie de la Soare pe unitatea de arie, la distanța medie Soare-Pământ reprezintă constanta solară  $S=(1367\pm 2)\text{Wm}^{-2}$ . Din această cantitate aproximativ 30% este reflectată de

planetă. Frațiunea reflectată este numită albedou planetar și notat de obicei cu  $\alpha$ .

Echilibrul energetic pentru planetă poate fi scrisă după cum urmează: energia solară absorbită = energia terestră emisă:

$$\frac{S}{4}(1-\alpha) = \sigma T_e^4 \quad (1.12)$$

cu  $T_e$  temperatura de emisie. Factorul  $1/4$  din ecuația (1.12) reprezintă raportul dintre aria care emite și aria suprafeței sferice a planetei.

Calculând  $T_e$  pentru  $\alpha=0.3$  se găsește valoarea 255K care este mai mică decât cea observată de 288K. Diferența dintre temperatura de emisie necesară pentru echilibrul energiei globale și temperatura reală se poate explica și prin "efectul de seră". Într-adevar, prin "efectul de seră atmosferic", energia terestră este împiedicată să treacă ușor de la suprafața Pământului prin atmosferă aproape opacă pentru această energie.

Fie o atmosferă reprezentată printr-un strat subțire care acoperă planeta. Acest strat aflat la aceeași temperatură absoarbe toată radiația emisă de suprafața și emite ca un corp negru la temperatura ei. Fluxurile termice sunt reprezentate în Fig. 1.5.

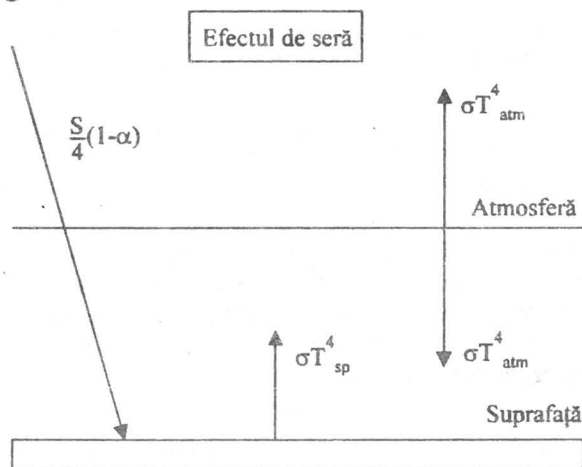


Fig. 1.5 Diagrama schematică a fluxurilor radiative globale medii când atmosfera este modelată ca un strat care este transparent la radiația solară și opac la radiația terestră.

În Fig. 1.6 este prezentată o diagramă energetică pentru atmosferă.

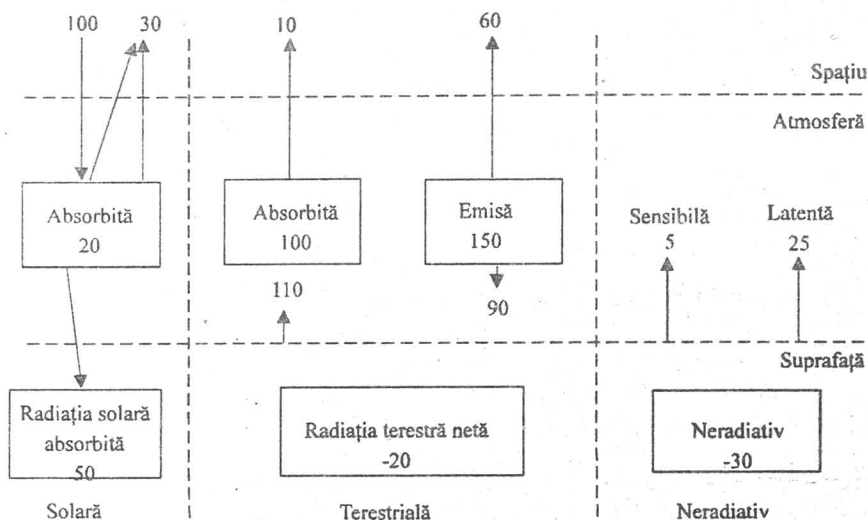


Fig.1.6 Diagrama care arată schimburile radiative și neradiative dintre suprafață, atmosferă și spațiu. Unitățile sunt procente din insolația medie-globală ( $100\% = 342 \text{ Wm}^{-2}$ ).

Valorile numerice date pentru fluxurile energetice sunt procente din insolația globală medie la limita superioară a atmosferei ( $342 \text{ Wm}^{-2}$ ). 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 transmisiei eficiente a energiei solare prin atmosferă, aproape de două ori mai multă energie atinge suprafața sub forma de radiație de la atmosferă decât de la Soare. Mai puțin 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  $103 \text{ Wm}^{-2}$ ) în mod continuu prin fluxuri radiative, în timp ce suprafața Pământului câștigă o cantitate egală. Dezechilibrul radiativ este contrabalansat prin fluxul ne-radiativ 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 că o fracțiune mare din energia solară reținută de planetă este absorbită la suprafață, încălzirea continuă determină aer mai puțin dens în apropierea suprafeței. Aerul încălzit se ridică și este înlocuit cu aerul care fusese răcit în troposfera superioară. 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 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. 1.7)

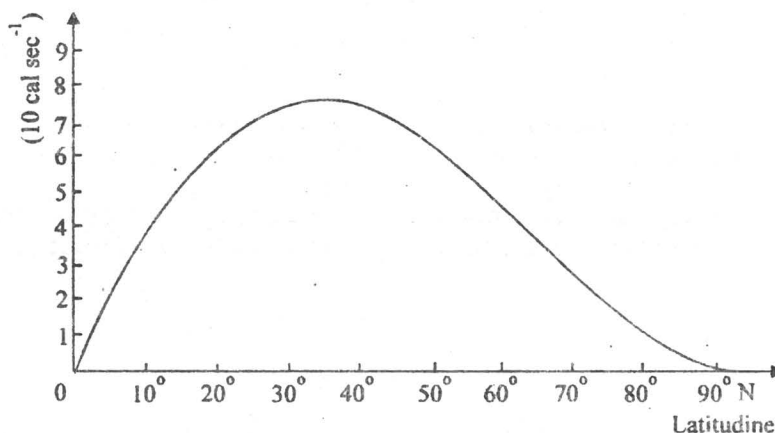


Fig. 1.7 Variația bilanțului radiativ cu latitudinea

Schimbul de energie în sistemul Pământ-atmosferă implică un număr de mecanisme ale 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, Malkus 1962). Întrucât latitudinile joase nu sunt uniform încălzite, iar latitudinile înalte nu sunt uniform răcite, are loc o advecție orizontală de energie (Fig. 1.8).



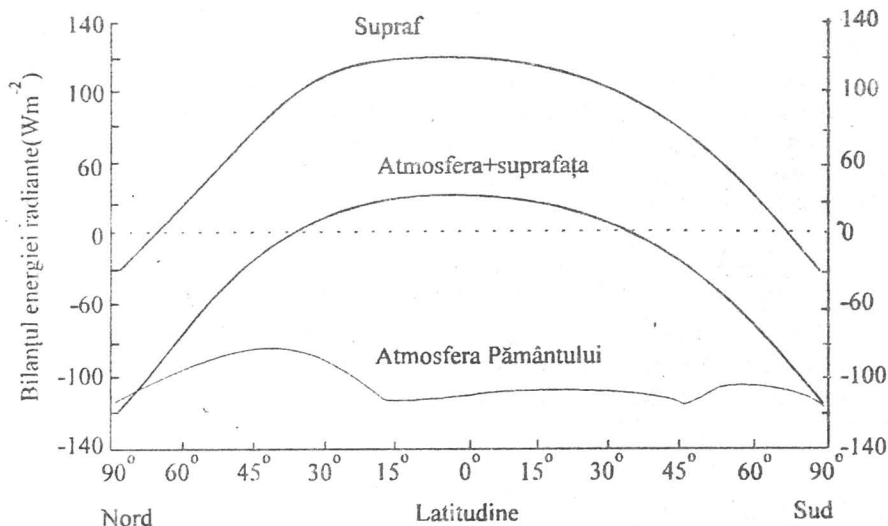


Fig. 1.8 Transportul către poli a căldurii necesare prin radiație pentru a menține condițiile climatice pe glob

Aceasta advecție se realizează prin sistemele de vânt din atmosferă și prin sistemele curenților oceanici din ocean. Despre aceste procese în paragrafele care urmează.

## 1.2. Circulația generală a atmosferei

Circulația generală a atmosferei reprezintă totalitatea curenților cu caracter permanent sau periodic care se produc la scara planetei.

Câmpul neomogen al bilanțului caloric și radiativ al suprafeței terestre, datorită unor cauze astronomice și geografice, transformă atmosfera terestră într-o mașină termică uriașă, care dirijează în continuu energia cinetică și potențială. Energia cinetică generată este disipată prin frecare, fiind transformată în energie termică sau transferată oceanelor sub forma energiei cinetice a curenților, în așa fel încât este menținut la scara întregii atmosfere un regim quasistacionar al mișcării.

Fluctuațiile regulate, cu caracter sezonier, în distribuția și intensitatea surselor termice, determină variații sezoniere ale circulației atmosferice, peste care variabilitatea internă a sistemului și diverse anomalii neperiodice suprapun variații cu caracter mai mult sau mai puțin aleator, care la scara deceniilor și a globului pot fi asimilate cu un zgomot. De aceea, metoda de analiză a circulației generale constă în folosirea operatorilor de mediere spațio-temporală.

## 1.2.1. Structura observată a atmosferei

### a) Reprezentarea câmpurilor medii

Câmpurile medii nu pot reprezenta toate elementele circulației generale a atmosferei, dacă sunt rezultatul numai a statisticii spațiale a variabilelor caracteristice. Sunt necesare reprezentări care să reunească dinamic, spațiul și timpul.

Fie  $F=F(\lambda, \varphi, z, t)$  o variabilă meteorologică caracteristic unui câmp și  $\tau$  o perioadă caracteristică în evoluția acestei variabile. Pentru că este vorba de circulația generală, cel mai adesea va fi luna sau sezonul. Desemnăm prin:

$$\bar{F} = \overline{F(\varphi, \lambda, z)}$$

media temporală a variabilei  $F$  pe perioada  $\tau$  și prin :  $F' = F'(\varphi, \lambda, z)$  deviația de la starea medie:

$$\bar{F} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} F d\tau$$

$$F' = F - \bar{F} \quad \bar{F}' = 0$$

În încercarea de a dezvolta o teorie pentru circulația generală a fost util să se izoleze acele procese care mențin curgerea medie zonală, adică curentul mediat în jurul unui cerc latitudinal. Ca urmare se introduce un operator de mediere zonală:

$$\langle F \rangle = F(\varphi, z, t)$$

$$\langle F \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F d\lambda$$

și deviația de la starea medie - abaterea de la media zonală:

$$F^* = F - \langle F \rangle \quad \text{cu } \langle F^* \rangle = 0$$

Data fiind structura tridimensională a câmpului  $\bar{F}$  sau  $\langle F \rangle$ , vizualizarea grafică este dificilă. Se recurge atunci la un set de reprezentări bidimensionale - cel mai adesea pentru  $z$  sau  $t$  constante. Un caz simplu, dar foarte important îl constituie reprezentarea variabilelor  $\bar{F}$  și  $\langle F \rangle$  la nivelul suprafeței terestre, adică pe suprafața  $z_s = z_s(\lambda, \varphi)$ , unde  $z_s$  este înălțimea suprafeței terestre față de nivelul mării. Astfel vom avea câmpurile temperaturii și presiunii nivelului  $z_s$ :  $T_s = T_s(\lambda, \varphi, t)$  și  $p_s = p_s(\lambda, \varphi, t)$

Din

$$\begin{cases} F = F + F' \\ F = \langle F \rangle + F^* \end{cases}$$

rezultă

$$F = \langle \langle F \rangle \rangle + \bar{F}^* + \langle F' \rangle + F^*$$

$$F = \langle F \rangle + \bar{F}^* + \langle F' \rangle + F^*$$

Ecuțiile reprezintă descompunerea câmpului  $F$  în componente spațio-temporale distincte. Corespunzător fiecărui termen, se pot individualiza patru clase de caracteristici ale circulației atmosferice (Lorenz). Exemplul cel mai tipic din categoria  $\langle \bar{F} \rangle$  îl constituie alizeele, iar din categoria  $\bar{F}^*$  musonul asiatic de vară și de iarnă. Ca exemplu tipic pentru  $\langle F \rangle'$  menționăm situațiile de circulație zonală intensă, cele de blocaj și de activitate meridională intensă. Categoria cea mai complexă  $F^{**}$  permite o descriere a ciclonilor și anticiclonilor mobili care sunt priviți ca perturbații în raport cu structurile de bază ale circulației generale a atmosferei.

În multe privințe, descompunerea este incompletă, curentul jet - manifestare de esență a circulației generale, nu este bine descris de niciuna dintre cele patru componente. Deci această descompunere trebuie privită numai ca o modalitate simplă de abordare rațională a diagnozei circulației generale.

## b) Câmpul temperaturii la suprafața terestră

Cea mai generală trăsătură a câmpului  $T_s = T_s(\lambda, \varphi)$  o constituie variabilitatea meridională - scăderea temperaturii cu creșterea latitudinii, asociată cu variația cu latitudinea a radiației totale și a bilanțului radiativ al suprafeței terestre. Gradientul meridional este de aproximativ  $1^\circ\text{C}/1^\circ$  latitudine - iarna și aproximativ  $0,5^\circ\text{C}/1^\circ$  latitudine vara; la sud de paralela de  $30^\circ\text{N}$  gradientul termic meridional este mult mai slab, legat de atenuarea zonalității bilanțului radiativ din această zonă latitudinală.

În banda latitudinilor temperate, îndeosebi iarna, se remarcă deformări puternice ale orientării izotermelor față de zonalitate. Această variabilitate termică zonală se corelează bine cu succesiunea longitudinală a uscatului și a marilor întinderi de apă. În cazul variabilității zonale, semnul gradientului se schimbă cu anotimpul. Astfel, talvegurile reci se găsesc deasupra uscatului în timpul iernii și deasupra oceanelor în timpul verii, iar dorsalele calde deasupra oceanelor iarna și a uscatului, vara. Undele termice corespunzătoare, descrise de izoterme, nu se centrează totuși exact pe ocean și continente, ci axele lor se deplasează ușor către est, tinzând să se alinieze la coastele continentelor, care au întâmplător o orientare aproape meridională. Astfel, talvegurile reci ocupă estul Asiei și Americii de Nord, iar dorsalele calde estul Pacificului și Atlanticului (vestul Americii de Nord și Europei).

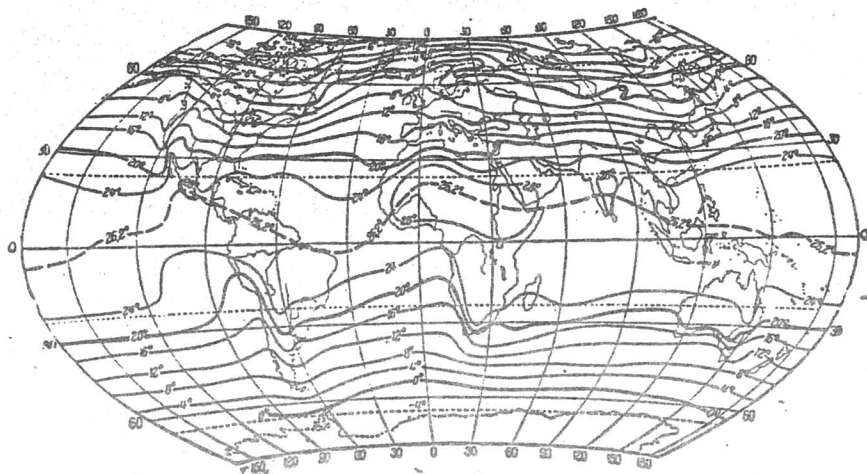


Fig. 1.9 Izotermele anuale. Temperaturi reduse la nivelul mării (după Hann-Süring)

Această configurație se datorează curenților calzi direcționați dinspre SV către NE, care induc anomalii de temperatură pozitive ale suprafeței mării în zonele NE ale oceanelor temperate. Vara talvegurile reci își mențin localizarea în vecinătatea coastelor estice ale Americii de Nord și Europei, dar dorsalele calde sunt centrate pe continente. Anomaliile (abaterile de la medii zonale) nu mai au însă aceeași amplitudine, dovadă că efectul caloric al curenților calzi în modificarea climatului, este mult mai puternic decât diferența de capacitate calorică uscat-ocean la latitudini medii. În consecință, în zona latitudinilor medii și înalte în media anuală, oceanele sunt mai calde decât uscatul.

În banda intertropicală, temperatura suprafeței oceanelor și a aerului marin este permanent mai coborâtă decât pe continente datorită capacității calorice mult mai mari, iar în Atlantic și Pacific prezintă un gradient zonal, apele de la marginile estice fiind mai reci decât cele din zonele vestice, efect datorat upwellingului, care favorizează apariția unor curenți reci la marginile estice (C. Azorelor, C. Perului, C. Benguelei).

Pe continente în zonele deșertice tropicale apar cele mai mari temperaturi de vară, dar și cele mai mari valori medii, anomalia negativă din timpul iernii neputând compensa pe cea pozitivă din timpul verii, care depășește  $12^{\circ}\text{C}$  în Sahara occidentală. Cum suprafața acoperită de uscat în zona tropicală boreală este mai mare decât în cea australă, rezultă o temperatură medie zonală pe aceeași paralelă mai ridicată în N, iar ecuatorul termic, linia celor mai ridicate

temperaturi de pe un meridian (linia maximelor meridionale) este situat în emisfera nordică, abatându-se spre Tropicul Racului, în Sahara.

Maximele termice absolute, pe ariile continentale nu coincid cu maximele bilanşului radiativ al suprafeţei terestre continentale, care se întind în zonele ecuatoriale (exemplu  $60\text{Kcal/cm}^2\text{an}$ , Sahara, faţă de  $90\text{Kcal/cm}^2\text{an}$  în America de Sud Amazoniană). Cauza o reprezintă mişcările descendente, asociate cu regimul anticiclonic tropical, mai intens iarna deasupra zonelor continentelor, care dau o încălzire adiabatică, mai puternică iarna, ce compensează deficitul radiativ mediu anual.

### c) Câmpul $p_s(\lambda, \varphi)$ - presiunea la nivelul mării

Cea mai pregnantă trăsătură a câmpului baric de sol,  $p_s$ , o constituie existenţa a patru benzi latitudinale distribuite alternantiv de la ecuator către pol - mai întâi o centură depresionară, urmată de una anticiclonică şi din nou una de presiune scăzută şi alta de presiuni ridicate (Fig. 1.10). Aceste patru centuri care se numesc ecuatorială, (sub) tropicală, subpolară (extrapolară) şi polară sunt separate prin zone de interacpe, în care presiunea are valori intermediare.

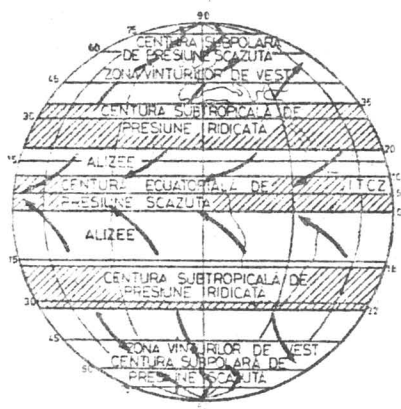


Fig. 1.10 Reprezentarea schematică a distribuției presiunii atmosferice în apropierea suprafeței terestre și principalele direcții de circulație a aerului la nivel global.

În timpul iernii boreale, curbura ecuatorială de presiune joasă este mai bine marcată la sud de ecuator ( $5-10^{\circ}\text{S}$ ). Banda anticiclonilor subtropicali, boreali, centrată în jurul paralelei de  $30^{\circ}\text{N}$  are nuclee bine individualizate în zona insulelor Azore (anticicloul Azoric) și deasupra Pacificului de est (anticicloul Hawaii). La longitudini asiatice, centura subtropicală prea ridicată este practic mascată de un enorm anticlon rece centrat la  $49^{\circ}\text{N}$ ,  $95^{\circ}\text{E}$ , care depășește  $1035\text{hPa}$  la valorile medii. Acest anticlon se extinde către est în partea arctică a Oceanului Pacific. Astfel, sistemul asiatico-arcic de presiune

ndicată nu permite formarea unor centuri subpolare depresionare în emisfera nordică, în schimb la N-V și la E de imensul Anticlon Siberian există două mari zone ciclonice: Depresiunea Islandeză (~ 62°N, 30°V) și Depresiunea Aleutinelor (~ 51°N, 170°E). Valorile medii ale presiunii în centrele acestor zone sunt în jur de 990hPa, iar brăul de presiune atmosferică ridicată care le separă peste zona arctică are o valoare medie la centru de peste 1020hPa.

În emisfera sudică în cursul iernii australe se distinge o distribuție mult mai regulată a zonelor de presiune ridicată: anticlonul din sudul Oceanului Atlantic, din sudul Oceanului Pacific (Insula Paștelui), din Oceanul Indian de Sud (Mascarenelor) dar și nuclee continentale în Africa și Australia. Brăul depresionar subpolar austral este continuu și mai adânc decât cel local, cu valori la centru de 985hPa. În timpul verii boreale, banda intertropicală de presiune coborâtă se centrează la N de ecuator (10° -15°N). În timpul verii australe, centura anticiclonică tropicală se menține ușor slăbită la 30°S, pierzând continuitatea doar în zonele continentale, unde se dezvoltă slabe depresiuni termice (America de Sud, Africa de Sud - Madagascar, Australia) ca talveguri ale zonei depresionare ecuatoriale. centura subpolară australă se menține și ea cu valori ale presiunii medii la centru, apropiate de cele hibernale.

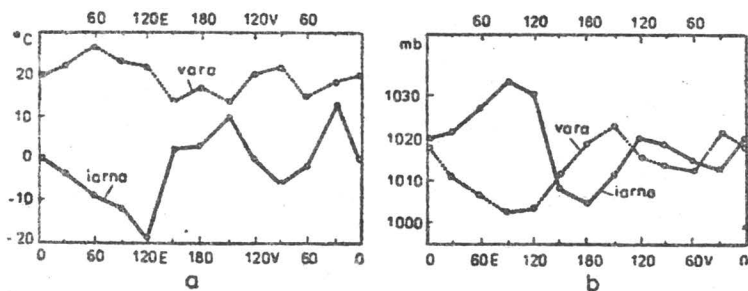


Fig.1.11 Ilustrarea variabilității zonale a temperaturii (°C), presiunii (mb) pentru latitudinea de 45°N. Curbele continue- ianuarie, cele punctate- iulie.

O modalitate convenabilă de evidențiere a distribuției meridionale tipice a câmpurilor termice, barice, de umezeală la suprafața terestră, o constituie reprezentarea grafică a acestora, mediate temporal și zonal,  $\langle T_s \rangle$ ,  $\langle p_s \rangle$ .

În distribuția temperaturii se remarcă influența decisivă a variației cu latitudinea a radiației totale solare și a evoluției ei în timp, în diverse puncte ale globului: migrația sezonieră a ecuatorului termic (de la 5°S în ianuarie la 15°-20°N în iulie) și faptul că, în general, regiunile polare din emisfera nordică sunt mult mai calde decât cele corespunzătoare din emisfera sudică. De fapt,

întreaga emisferă nordică are o temperatură medie mai ridicată decât cea sudică datorită:

- distribuției asimetrice a uscatului în raport cu ecuatorul geografic;
- unor cauze care țin de dinamica atmosferei nordice și a circulației oceanice.

### 1.2.2. Organizarea circulației generale

Speculația teoretică asupra naturii circulației generale are o istorie lungă. Cea mai importantă lucrare cu acest subiect a fost a englezului George Hadley din secolul al XVIII-lea. Hadley, căutând o cauză pentru circulația alizeelor, a realizat că această circulație trebuie să fie o formă a convecției termice determinată de încălzirea diferită de la Soare la ecuator și poli. El a văzut circulația generală ca rezultat al unei celule zonale simetrice în care aerul ecuatorial încălzit se ridică și se mișcă către poli unde se răcește și coboară spre ecuator. Acest tip de circulație este acum numit o circulație Hadley sau celula Hadley.

Deși circulația Hadley este o circulație posibilă matematic în sensul că ea nu violează nici una din legile fizicii, nu s-a observat a fi primordială pentru atmosferă Pământului. Rezultatele observate asupra unui număr mare de studii arată că în condițiile care exista în atmosferă o circulație Hadley simetrică ar fi baroclin instabilă. Circulația generală observată poate fi gândită calitativ că s-ar dezvolta în felul următor:

În medie energia solară netă absorbită prin atmosferă și de Pământ trebuie să egaleze energia infraroșie radiată în spațiu de la Pământ (radiația indirectă). Totuși, încălzirea solară este puternic dependentă de latitudine cu un maxim la ecuator și un minim la pol (Fig. 1.7). Radiația infraroșie (indirectă) este, pe de altă parte, slab dependentă de latitudine. Astfel, există un exces de radiație în regiunea ecuatorială și un deficit în regiunea polară. Această încălzire diferențiată creează un gradient de temperatura pol - ecuator și, astfel, produce o acumulare crescătoare de energie potențială medie zonală. Dar în unele puncte zonale vântul termic devine instabil baroclin și undele barocline care rezultă transportă căldură către poli. Aceste unde se vor intensifica până când transportul lor de căldură este suficient să echilibreze deficitul de radiație în regiunile polare așa încât gradientul de temperatură pol - ecuator să nu mai crească. În același timp aceste perturbații transformă energia potențială în energie cinetică, prin aceasta menținând energia cinetică a atmosferei în funcție de efectele disipării prin frecare.

Din punct de vedere termodinamic, atmosfera poate fi privită ca o mașină termică care absoarbe căldură de la un rezervor la temperatură mare la tropice și o eliberează (cedează) unui rezervor de temperatură joasă în regiunile polare (Fig. 1.1). În acest fel radiația generează energie potențială utilă, care



parțial este convertită în energie cinetică care nu efectuează lucru mecanic prin frecare. Totuși, numai o mică fracțiune din inputul energiei solare este convertită în energie cinetică

Așadar, circulația generală, în mod simplificat se reduce la un schimb de masă și energie între sursa caldă intertropicală și sursa rece de la latitudinile înalte. Acest schimb se efectuează într-un mod foarte complex, sub constrângerile termice și dinamice date de rotația terestră și condițiile pe frontieră ale sistemului atmosferic. O sinteză a circulației meridionale în conversia energetică la scara globală poate fi făcută pornind de la troposfera considerată din punct de vedere convectiv. Astfel, în interiorul troposferei se pot distinge patru moduri fundamentale de convecție - schema de mișcări verticale organizate în celule astfel încât este posibilă o transformare continuă a energiei potențiale în energie cinetică.

*Scală mică (microscală)* - convecție aproape verticală, întreține troposfera joasă cu energie, parțial prin căldura sensibilă, parțial prin căldura latentă a apei evaporate și adesea se manifestă ea însăși sub formă de nori cumulus.

Convecția cumulonimbus este mai profundă decât convecția microscalară și la latitudini joase este principalul mod prin care căldura este distribuită în întreaga troposferă.

Prin contrast, *macroscala, convecția oblică*, conduce căldura atât vertical, cât și orizontal la latitudinile joase și înalte prin depresiunile și anticiclonele latitudinilor medii. În acest tip de convecție mișcările aerului sunt aproape orizontale și spre deosebire de cele de convecție microscalară sunt sub influența efectului de rotație a Pământului.

*Convecția la scara intermediară*, pe de altă parte are așa cum scria Ludlam: "dimensiuni orizontale de continente și constă din circulație baroclină" asociată cu distribuția neregulată a convecției microscalare impusă de caracteristicile topografice ale suprafeței subiacente. El a citat ca un exemplu obișnuit circulațiile de briză de mare și briză de munte.

*Circulația generală a atmosferei*, care poate fi privită ca sinteză a acestor mișcări convective a fost descrisă cu luciditate în multe lucrări de meteorologie și a format subiectul unei monografii impresionante a lui Lorentz (1967).

O schematizare corespunzătoare vom face în cele ce urmează. Pe scurt, circulația generală poate fi redusă la trei celule distincte, dar colaborative: celula Hadley, celula Ferrel, celula polara (Fig 1.12).

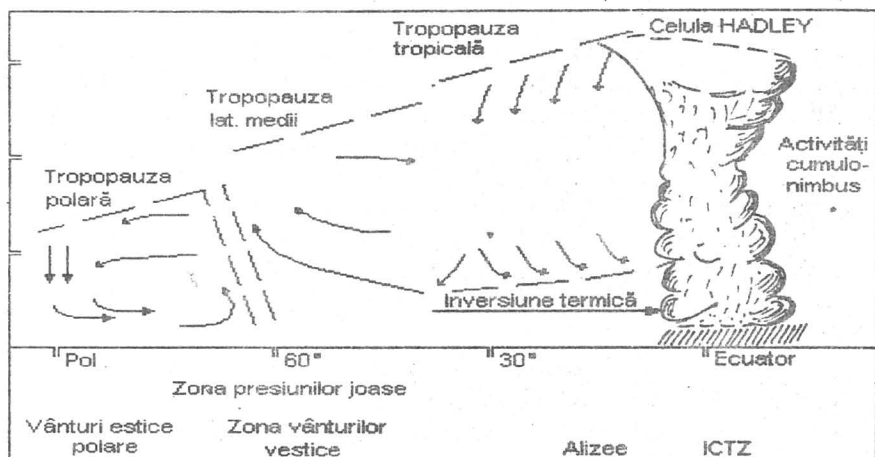


Fig. 1.12 Reprezentarea schematică a circulației generale a atmosferei, în secțiune verticală de la regiunile polare la ecuator (după Palmen și Newton, ).

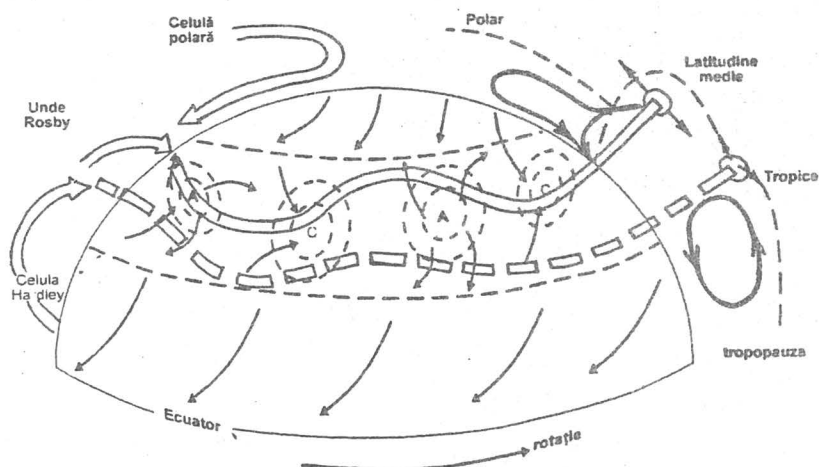


Fig. 1.13 Schema circulației generale a atmosferei

1) La latitudini joase acționează o importantă celulă meridională ecuatorială, celula Hadley.

Aproape de ecuator, căldura este transferată de la nivelele mai joase, la nivelele mai înalte ale troposferei prin convecția cumulonimbus. Pe latura sudică a acestei celule este antrenant aer mai cald, într-o mișcare ascendentă, în timp ce pe latura nordică coboară aer mai rece. Din punct de vedere termodinamic aceasta este o *circulație termică directă*, care prin coborârea centrului de greutate al întregului sistem, creează condiții pentru o generare importantă de energie cinetică.

La suprafață, alizeele de la nord - est în Emisfera nordică și de la sud - est în Emisfera sudică, completează celula. Alizeele celor două emisfere converg în zona din apropierea ecuatorului, ITCZ (zona de convergență intertropicală) unde activitatea cumulonimbilor de profunzime este foarte intensă.

2) La latitudini medii operează o celula Ferrel - mult mai modestă ca intensitate și extindere decât celula Hadley. Astfel, iarna masa totală circulantă în celula Hadley este de aproximativ  $230 \times 10^6 \text{ t/sec}$ , în timp ce în celula Ferrel este numai de  $30 \times 10^6 \text{ t/sec}$ . Vara, în Emisfera nordică, într-o celula Hadley se transportă mai puțin de  $30 \times 10^6 \text{ t/sec}$ , în timp ce în celula Ferrel cam aceeași cantitate ca iarna.

Sensul de circulație în celula Ferrel este *termodinamic indirect*, adică aerul relativ mai rece de la latitudinile de  $60 - 65^\circ \text{N}$ , fiind deplasat în sus, în timp ce aerul relativ mai cald de la latitudini de  $50^\circ \text{N}$ , coboară. Către poli, la toate nivelurile din troposferă, vânturile sunt dominant vestice.

3) În regiunile polare, răcirea radiativă determină contracția aerului în contact cu suprafața Pământului, aceasta determinând o tendință anticiclonică în troposfera joasă. Curenții de aer, care pornesc de la poli sunt deviați de către forța Coriolis și obligați să devină estici. Aceste caracteristici ale celulei polare tind să fie nedistincte și intermitente și numai prin mediere este relevat caracterul estic și presiunea ridicată.

În esență, configurația circulației revine la un vârtej emisferic, a cărui axă de rotație este coliniară cu axa polilor terestri (la fel pentru emisfera sudică). Peste acest turbion planetar sunt suprapuse unde staționare (Fig. 1.13) reprezentând caracteristici permanente ale circulației atmosferei.

În cadrul acestor unde staționare evoluează perturbații tranzitorii de o mare diversitate, acestea fiind cele care determină într-o bună măsură varietatea aspectelor de vreme.

Nu trebuie uitate elementele de bază ale circulației: jetul subtropical, jetul polar și frontul polar care contribuie la circulația generală. Dar circulația generală a atmosferei, menținerea ei nu poate fi discutată fără a considera în detaliu aspectele energetice. Studiile efectuate începând cu Lorenz (1953) au dus la cristalizarea unei scheme energetice a circulației generale a atmosferei, bazată pe împărțirea energiei în două componente:

- energia (cinetică și potențială disponibilă) a câmpurilor zonale;
- energia (cinetică și potențială disponibilă) de perturbație.

Între aceste tipuri de energie au loc mereu conversii. Vânturile zonale și mișcările perturbatoare suprapuse sunt legate de distribuția de impuls și, respectiv, distribuția de masă care posedă energia potențială disponibilă. Sistemele de vânturi nu se pot menține multă vreme fără sistemele barice care le generează și invers. De aceea pentru o mai bună înțelegere a circulației generale este necesar să se urmărească schimburile de energie cinetică și potențială disponibilă, laolaltă.

Conversia energiei potențiale disponibile zonale în energie cinetică zonală este rezultatul *mișcărilor ageostrofile*, fiind produsă de lucrul mecanic al forței de gradient baric meridional. Ea se produce de obicei la latitudini joase (celula Hadley). Conversia energiei potențiale disponibile zonale în energie potențială disponibilă de perturbație depinde în primul rând de transportul orizontal și vertical de căldură sensibilă. Procesul este intim legat de mecanismul instabilității barocline.

În esență putem rezuma mecanismul circulației generale al atmosferei în felul următor: încălzirea netă a atmosferei la latitudini joase și răcirea ei netă la latitudini înalte generează în mod continuu energie potențială disponibilă (EPD) zonală. Această energie este convertită în cea mai mare parte în EPD de perturbații, de către vârtejuri, iar o mică parte direct în energie cinetică zonală. EPD de vârtej este convertită în energie cinetică a vârtejului prin mișcări descendente în zonele reci și ascendente în cele calde. O parte din această energie este disipată prin frecare, restul este convertită în energie cinetică zonală (vârtejuri mari). Cea mai mare parte a acestei energii este disipată prin frecare. O parte redusă este convertită în EPD zonală, prin circulația meridională indirectă (celula Ferrel) de la latitudini medii și înalte, dar rata acestei conversii nu poate schimba sensul global al conversiei, de la energia potențială disponibilă la energia cinetică zonală (celula Hadley). Rotația terestră deține rolul major în apariția vârtejului circumpolar emisferic.

Sub aspectul interacției mecanice cu Pământul în atmosferă se manifestă două tendințe opuse: una datorată frecării, care tinde să antreneze atmosfera într-o mișcare solidară cu Pământul și difuzia turbulentă care tinde să uniformizeze câmpul mișcării absolute.

### 1.3. Curenții oceanici și interacția lor cu atmosfera

Caracteristicile generale observate la circulația de suprafață a oceanului este reprodusă în cele în cele mai multe cărți de oceanografie și o imagine a diferitelor mecanisme de dirijare pot fi găsite în ultima ediție a monografiei lui Stommel (1965) despre Gulf Stream.

Curenții oceanici primesc practic toată energia lor prin interfața aer-mare, în principal de la vânt.

Circulația apei oceanice depinde în principal de doi factori atmosferici: vântul și încălzirea de la suprafața oceanului.

Au existat mai multe teorii și controverse în legătură cu circulația oceanică și cu originea curenților oceanici. Când în secolul al XVIII-lea s-a recunoscut că există o similitudine izbitoră între configurația curenților majori din oceanul superior și comportarea vânturilor dominante din atmosferă, a fost acceptată teoria conform căreia vântul este cauza curenților oceanici. Ferrel a furnizat acestei teorii un suport dinamic.

A apărut și s-a dezvoltat și ideea după care, curenții oceanici sunt rezultatul diferențelor de densitate dintre apele ecuatoriale și polare (circulația termohalină). Lucrarea experimentală a lui Sandström (1908) și tratarea teoretică lui V. Bjerknes (1916) au arătat, totuși, că circulațiile termohalinice (sau de suprafață) sunt slabe în oceanul de suprafață, fiind caracteristice circulației apelor adânci.

### 1.3.1. Circulația activată de vânt

Sistemul de vânturi descris anterior, prin presiunea pe care o exercită asupra suprafeței oceanului, generează circulația oceanică.

Curgerea apei în oceane tinde să fie concentrată în curenții înguști, bine definiți care se găsesc cel mai mult de-a lungul marginilor continentale sau aproximativ de-a lungul cercurilor latitudinale. Nici un curent oceanic major nu curge meridional prin centrul unui ocean deschis.

Mișcarea alizeelor, continuă și constantă, împinge spre vest masele de apă oceanică, către coastele vestice ale continentelor, dând naștere la *doi curenți ecuatoriali paraleli*, câte unul în fiecare emisferă.

În partea vestică a bazinelor oceanice, întâlnind fie coastele continentelor, fie insulele cu suprafețe întinse curenții ecuatoriali se împart în două ramuri:

a) Una dintre ele, cea mai importantă, se deplasează către nord (în emisfera nordică) și către sud (în emisfera sudică). Sub impulsul forței Coriolis, aceasta ramură principală desprinsă din curentul ecuatorial se abate întâi către nord - est (în emisfera boreală) și către sud - est (în emisfera australă) pentru ca apoi sub influența vânturilor de vest, din zona latitudinilor medii, să înainteze de la vest spre est în ambele emisfere.

b) Circuitul apelor oceanice este închis pe latura vestică de curenți reci, formați de apele ce se deplasează dinspre zonele polare în adâncul oceanelor și care ajungând treptat la suprafață, scaldă țărmurile vestice ale continentelor (Fig. 1.14).

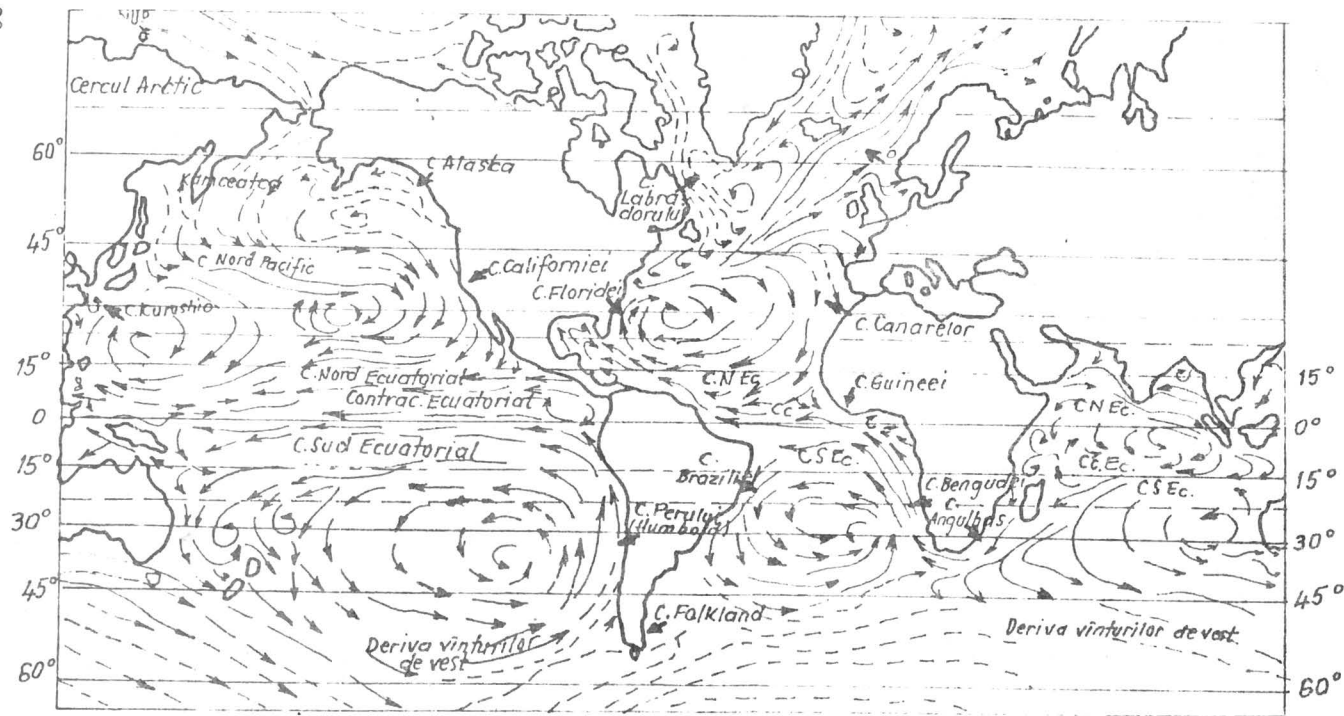


Fig. 1.14 Derivele de suprafață și curenții oceanelor. Situația în ianuarie, pe baza observațiilor de 30 de ani ale U.S. Hidrografic Office.

→ Curenți calzi

--- Curenți reci



În afara acestor circuite grandioase ale apelor Oceanului Planetar mai există în zona ecuatorială un circuit mai restrâns. Curentul Ecuatorial Contrar pe care-l formează ramura secundară ce se desparte din şuvoiul curentului ecuatorial în dreptul ţărmurilor răsăritene ale continentelor şi care se deplasează de la est spre vest. Este un curent de compensaţie, ce vine să restabilească nivelul apelor oceanice pe ţărmurile vestice ale continentelor. Dintre toţi curenţii oceanici, cel mai impunător ca dimensiuni, dar şi prin consecinţele deosebite asupra cliimei planetei şi a răspândirii vieţuitoarelor în Oceanul Atlantic este *Gulf - Stream*.

Acest curent este un curent cald care ia naştere în dreptul Capului Hatteras din estul S.U.A. format prin unirea Curentului Floridei, care se desprinde din Curentul Ecuatorial al Atlanticului de Nord, ocolind pe la vest Golful Mexic, şi Curentul Antilelor, ce scaldă insulele din partea răsăriteană a Mării Caraibelor. *Gulf - Stream* este impunător prin proporţiile sale, având la început cam 500km lăţime, o viteză medie de deplasare de 10km /h şi răscoleşte apele oceanului până la 2500 - 3000m adâncime. Acest şuvoi uriaş transportă un volum de apă de aproape  $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ , adică, este de 100 de ori mai mare decât debitul tuturor apelor curgătoare de pe glob. Apele sale au temperatura medie de 20 - 25°C, depăşind cu 6 - 7°C pe cea a maselor oceanice şi au un colorit albastru siniliu, în contrast cu culoarea verde - albastru a oceanelor.

Din dreptul Capului Hatteras, *Gulf Stream* se abate datorită forţei Coriolis către nord - est, traversând Atlanticul către Insulele Azore, unde se desparte în două ramuri inegale ca dimensiuni. Ramura mai mică, ce nu depăşeşte 50km lăţime (Curentul Azorelor), porneşte spre ţărmurile vestice ale Africii, în timp ce ramura principală mult mai lată (250km), ce poartă numele de "*Curentul Atlanticului de Nord*", se împarte în mai multe părţi: o ramură pătrunde prin Marea Mânecii în Marea Nordului şi apoi, ocolind Peninsula Iutlanda, se pierde în apele vestice ale Mării Baltice; altă ramură se îndreaptă spre nord - vestul Europei, unde se împarte din nou în alte câteva ramuri secundare care scaldă ţărmurile Islandei (Curentul Irminger), Scandinavia (Curentul Norvegiei şi Curentul Capului Nord), ajungând până în vestul Insulelor Spitsbergen (Svalbard şi Novaia Zemlia).

Între ramurile curenţilor din Atlanticul de Nord se desfăşoară peisajul atât de nefiresc-la prima vedere-al Mării Sargaselor-botezată astfel de navigatorul portughez Sargazo al cărui nume înseamnă "buruiană". Numele i se potriveşte pentru că acest spaţiu oceanic de  $45 \times 10^5 \text{ km}^2$ , limitat spre vest de Insulele Bahamas, iar spre est de Insulele Azore, cu adâncime medie de 4000m - numit impropriu mare, este aproape în întregime acoperit cu *Sargassum natans* şi *Sargassum fluitans*, alge de culoare verde - deschis. Marea Sargaselor reprezintă un "pustiu biologic" (C.S. Antonescu, ...). Nu acelaşi lucru se întâmplă însă, în dreptul insulei Terra Nova, unde *Gulf Stream* întâlneşte apele reci ale Curentului Labrador, care se deplasează dinspre nord, printre Groenlanda şi Peninsula Labrador. Diferenţa termică dintre cei doi curenţi oceanici, de aproape 20°C,

determină moartea planctonului și astfel, peștii întâlnind o hrană abundentă populează intens această zonă. Același lucru se întâmplă și ceva mai la nord - est, în apele Islandei, unde Curentul Groelandei, după ce străbate strâmtoarea Danemaricii, își amestecă apele sale reci cu apele calde ale Curentului Irminger. Apele reci ale curenților Labradorului și Groelandei pătrund pe sub apele mai calde ale Atlanticului de Nord, unde formează Curentul Canarelor, care înaintează către sud, și unindu-se cu Curentul Ecuatorial închide circuitul apelor oceanice din Atlanticul de Nord.

În *Atlanticul de Sud*, distribuția curenților oceanici este mult mai simplă datorită conturului mai regulat al continentelor.

În *Oceanul Pacific* situația este asemănătoare cu cea din Oceanul Atlantic, dar mai simplă. Sub influența alizeului de nord - est se formează *Curentul Ecuatorial de Nord*, un șuvoi puternic de apă, care pornește de pe țărmurile vestice ale Americii Centrale, având temperaturi care nu coboară sub 25°C. În dreptul coastelor răsăritene ale Insulelor Filipine, Curentul Ecuatorial de Nord se împarte în ramuri inegale ca dimensiuni. Ramura principală (nordică) care înaintează spre nord - est, străbate partea vestică a Pacificului de Nord și poartă numele de *Kuro-Shivo* (curentul cald în limba japoneză). Kuro-Shivo se abate sub influența vânturilor vestice spre est, luând numele de Curentul Pacificului de Nord. Se împarte apoi în apropierea țărmului apusean al S.U.A. în Curentul Alaska (spre nord) și Curentul Californian (spre sud).

În bazinul vestic al mării Bering se formează Curentul Kamceatka cu ape foarte reci (9°C). În *Pacificul de Sud*, ca și în Oceanul Atlantic de Sud, curenții oceanici au desfășurare mult mai simplă.

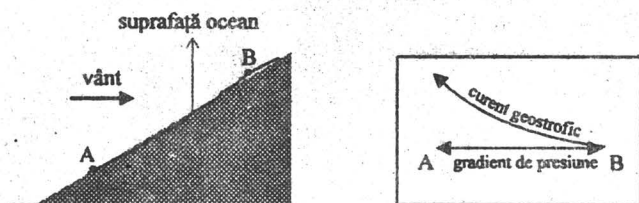
În *Oceanul Indian* circulația curenților oceanici este ceva mai complicată, intervenind și influența circulației musonice care schimbă sezonul sensul de deplasare al curenților de apă din această parte a oceanului.

În semestrul cald al anului, musonul de vară care suflă dinspre sud și sud - est, imprimă curenților oceanici o direcție în sensul acelor de ceasornic, în timp ce în sezonul rece musonul de iarnă, care suflă din sector nordic modifică direcția de deplasare a curenților care vor circula, ca urmare, în sens contrar acelor de ceasornic. Iată, așadar o dovadă a interacției dintre ocean și atmosferă care se manifestă pe spații geografice largi, cu consecințe evidente atât asupra condițiilor climatice cât și asupra configurației oceanice.

Curenții oceanici realizează deci, pe întinsul Oceanului Planetar, cinci *circuite de apă*, cărora li se adaugă și cel de-al șaselea - *Curentul Antartic* - care dirijat de vânturile vestice dă ocol "Continentalului Alb". Curentul Antarticeii - cel mai rece curent oceanic (2 - 4°C) - se deplasează tot anul între aceleași coordonate și mai poartă numele de "Curentul Vânturilor de Vest".

Circulația oceanică este activată de vânt și determinată de diferențe ale presiunii apei și pentru explicarea ei au fost create o serie de modele teoretice.

Diferențele de presiune iau naștere ca rezultat al variației densității mării (D. Ross, 1980) și al schimbărilor de pante ale suprafeței mării sub influența vântului. Masele de aer în mișcare la suprafața apei, determină deplasarea apei și acumularea sa (ridicarea nivelului) pe direcția de deplasare.



a) vedere în secțiune

b) vedere în plan

Fig. 1.15 a) Suprafața marină înclinată datorită vântului care suflă deasupra mării;

b) Gradientul presiunii și curentul geostrofic rezultat (pentru Emisfera Nordică) pentru situație din (a)

Diferența de presiune generează o forță care tinde să împingă înapoi apa deplasată, către regiuni cu presiune mai scăzută. Datorită forței Coriolis, curentul de apă care tinde să se deplaseze pe panta în jos, este deviat spre dreapta (în Emisfera Nordică) de la direcția sa inițială. Dacă forța Coriolis este în echilibru cu forța de gradient baric, se creează un curent care poartă numele de curent geostrofic (Fig. 1.15). Cunoscând distribuția orizontală și verticală a densității apei, oceanograful pot calcula curentul geostrofic. Cea mai mare parte a curenților oceanici de suprafață sunt geostrofici.

Pe scurt: forța vântului dirijează curenții în ocean. La latitudini medii, vânturile de vest care cresc cu latitudinea determină un drift lent către ecuator al apelor de suprafață. Oceanul Atlantic și Pacific întorc apa către latitudini înalte, pentru conservarea vorticității, prin generarea curenților vestici de coastă. Atât Gulf Stream cât și Kuroshio transportă cantități mari de apă caldă, și sărată, contribuind substanțial la fluxul polar (către pol) al căldurii prin oceane (Von der Haar și Oort, 1973). Forța vântului este responsabilă de temperaturile oceanului

relativ scăzute de-a lungul ecuatorului și la marginile estice ale oceanelor subtropicale.

### 1.3.2. Circulația termohalina a oceanelor

Studiul fizic al oceanului arată că acesta are trei componente: stratul de amestec, circulația activată de vânt și circulația termohalină de adâncime. Aceste componente interacționează puternic pentru a determina fluxul net și transportul căldurii în ocean (Fig. 1.16).

Stratul de amestec este cel mai de suprafață strat al oceanului în contact cu atmosfera (Fig. 1.16). Din cauza agitației prin vânt, temperatura, salinitatea și densitatea sunt independente de adâncimea în stratul superior al oceanului. Eficiența mișcării din stratul de amestec îi permite să răspundă relativ repede la variațiile în bilanțul de căldură de la suprafață.

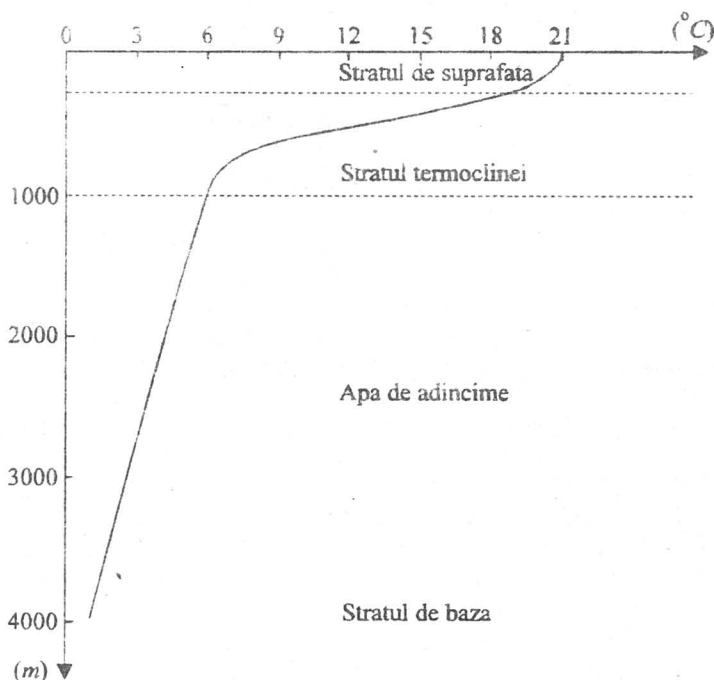
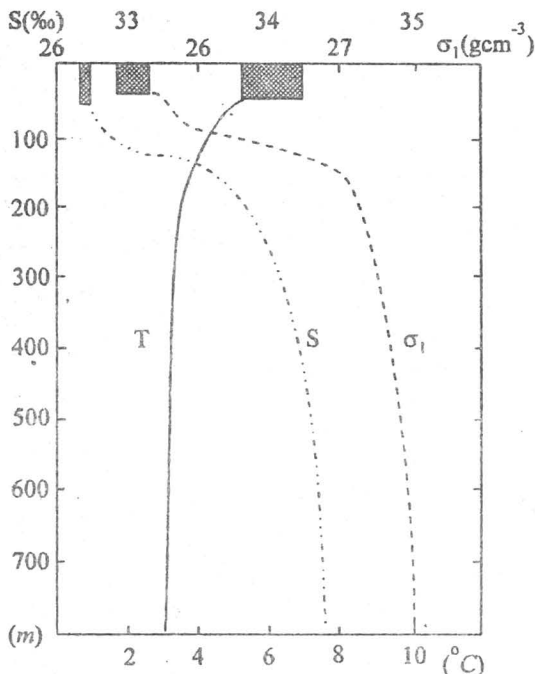


Fig. 1.16 Structura termică verticală în ocean.

Fig. 1.17 Profilele temperaturii (T), salinității (S) și densității potențiale, pentru stația oceanică Papa (50°N, 145°W). Profilele sunt pentru 19 Mai și 23 June 1970 (după Denman și Miyakee, 1973). Structura stratului de amestec în Oceanul Pacific de Nord și răspunsul la acțiunea termică primăvara.



Din cauză că stratele adânci ale oceanului răspund la scări de timp mult mai lungi, este rezolvabilă într-o primă aproximație să se folosească un strat de amestec care să reprezinte capacitatea termică a oceanului la scări de timp mai scurte decât un secol. La o adâncime de câteva sute de metri, un gradient termic mare - termoclina principală separă apele de la suprafața oceanului, în care temperatura este reglată prin advecția maselor de apă și prin procesele diabactice de suprafață, de apele reci de adâncime (Fig. 1.16). Aceasta regiune este stabilă și împiedică mișcările verticale. Apa de adâncime este izolată termic de atmosferă, exceptând latitudinile înalte unde de fapt, termoclina principală nu există.

Circulația termohalină, în general un proces de apă adâncă, este generată, în principal, de variațiile densității apei. De cele mai multe ori diferențele de densitate care determină această circulație apare la interfața apă-aer. Prin urmare, sistemele circulației oceanice generate de vânt și sistemele circulației termohaline sunt legate între ele. Studiile cu trasori au arătat că circulația de adâncime este foarte lentă, recircularea apelor de adâncime necesitând 500 de ani sau chiar mai mult, depinzând de loc. Complexitatea circulației de adâncime este ilustrată în Fig. 1.18.

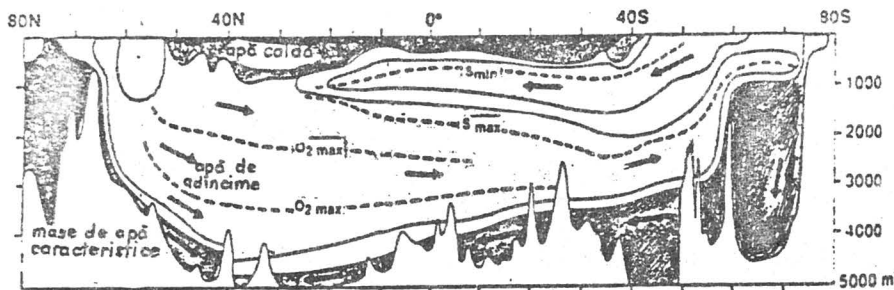


Fig. 1.18 Secțiune transversală a circulației termohaline din Oceanul Atlantic indicând tipurile de mase de apă și direcțiile deduse (după Dietrich și alții 1980).

Din cauza curenților foarte slabi în adâncime, curgerea indicată de săgeți a fost dedusă nu din observații, ci din temperatură, salinitate și conținut de oxigen. Oceanele tropicale și de la latitudini medii (temperate) sunt acoperite de un strat de apă caldă, care este menținută prin insolație. Apa din straturile intermediare și adânci ale oceanului este formată la latitudini înalte, unde ea poate fi răcită, iar salinitatea crescută prin evaporare sau prin excluderea sării din gheața de pe mare. Cel mai mare volum de ape intermediare și de adâncime al Atlanticului este ocupat de apa care pătrunde din apropierea de 60°N. Aici apa caldă, sărată, transportată către poli prin Gulf Stream întâlnește aerul rece, uscat din America de Nord în timpul iernii. Schimbul de căldură care apare și evaporarea produce apă care este destul de rece și sărată ca să pătrundă la adâncime. La temperaturi în apropierea lui 0°C, densitatea apei de mare este controlată în primul rând prin salinitate (Gill, 1982). Apa care atinge fundul Oceanului este formată în jurul Antarcticii, unde densitatea apei de mare este crescută în timpul formării sezoniere a gheții.

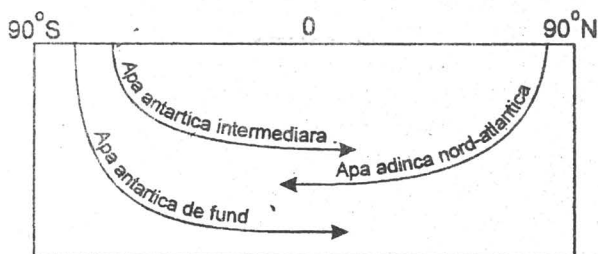


Fig. 1.19 Secțiune meridională ilustrând cele mai importante mase de ape de profunzime din Atlanticul de Nord

Se observa (Fig. 1.19) că apa de adâncime formată în Artica curge către sud și apoi iese la suprafață în apropiere de 60°N. Aceasta ascendență (upwelling) a apei de adâncime din jurul Antarcticii joacă un rol important în răspunsul la încălzirea prin efect de seră. Apa rece urcă de la adâncime în această regiune, furnizând legătura cu marea capacitate calorică a oceanului adânc. Din



cauza ascendenței continue la coastă (upwelling) a apei reci din adâncime, apa de suprafață din Antarctica nu poate să se încălzească la fel repede ca în zonele unde oceanul adânc este izolat de condițiile de suprafață printr-un strat de apă caldă și densitate mică la suprafață.

Circulația termohalină este în esență un proces de convecție în cadrul căruia apa densă și rece de la suprafață formată la latitudini înalte, pătrunde în adâncime și se deplasează lent către ecuator. Întoarcerea prin termohalină la stratele de suprafață este foarte lentă, se realizează printr-un proces mecanic care are loc pe spațiu foarte larg și tot timpul anului.

### 1.3.3. Interacția ocean - atmosferă prin implicațiile circulației

Sistemul ocean - atmosferă privit acum, după prezentarea circulației generale în atmosferă și ocean, apare încă odată ca un sistem deosebit de complex, interacția dintre componente fiind foarte strânsă. Dacă ne gândim numai la influența deosebită a Gulf Stream - lui nu în navigație, ci pentru clima Europei și tot ar fi un argument suficient de important pentru interacție. Maury spunea: "Influența acestei curent asupra climatului face Insule de smarald, pe mare și îmbracă țărmurile Atlanticului în rochii veșnic verzi, în timp ce la aceeași latitudine, coastele Labradorului sunt ferecate în gheață." Gulf Stream s-a dovedit că influențează climatul nu numai prin apa sa caldă, dar mai ales prin rolul în generarea formațiilor barice care se apropie de Europa de Vest.

Despre Gulf Stream se poate spune că este "superagentul" unei zone puternic barocline. Pe de altă parte, meandrele și vârtejurile caracteristice Gulf Stream-ului care apar și dispar pe întinderi mari, sunt manifestări ale răspunsului părții vestice a oceanului la modificările de frecvență joasă în presiunea exercitată de vânt asupra întregului ocean. Ciclonii tropicali și extratropicali nu modifică structura fină a Gulf Stream-ului în mod vizibil, dar fluctuațiile sezoniere și climatice o fac.

Între sistemele circulației generale atmosferice și oceanice există similitudini evidente, dar scările spațio-temporale le diferențiază. Astfel, în mișcările convective, ascendența este rapidă și concentrată spațial în atmosferă și lentă în oceane. De exemplu: ascensiunea aerului din troposfera joasă în cea superioară este de 20 - 30 min în convecția de tip cumulonimbus și de 2-3 zile în depresiunile extratropicale; descendența este mai lentă, astfel că în troposfera joasă, în anticlon poate să aibă loc în 2 - 3 săptămâni.

În oceane, presupunând un transport mediu de apă de  $45 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ sec}^{-1}$ , perioada circulației termohaline este de aproape 1000 de ani. În Oceanul Atlantic perioada tinde către 500 de ani, iar în Pacificul de Nord către 2000 ani. Cuplajul ocean - atmosferă este sensibil la perturbațiile destul de mari ca să determine o

tranziție de la o stare climatică la alta și câteva aspecte le prezentăm în cele ce urmează.

#### a) Curentul Somaliei și musonul

Schimbarea sezonieră a puternicului Curent Somalez de-lungul coastei vestice a Oceanului Indian a constituit obiectul de studiu al multor oceanografi. Dezvoltarea acestui curent vara este însoțită de o ascendență verticală intensă (upwelling) și o răcire foarte importantă a suprafeței oceanului. Existența acestei zone de tranziție de apă rece nu numai că face Marea Arabiei de Vest foarte productivă biologic, dar are repercusiuni importante și asupra circulației atmosferice.

Vânturile din regiunea apei reci somaleze au viteze mari pe perioade de luni. Se poate argumenta că maximul vitezei vântului deasupra suprafeței reci și de asemenea forța curentului oceanic sunt asociate cu un efect de feedback secundar. Upwelling-ul inițial determină un gradient termic de suprafață cu temperaturi mai ridicate pe partea dreaptă a direcției vântului și un curent descendent (al vântului). Variația care rezultă în fluxul ascendent de căldură poate afecta dinamica circulației atmosferice pe o cale care determină accelerarea vântului de la suprafață și o deflecție departe de coastă. Aceasta, la rândul ei, favorizează o ascendență, deci local temperaturi la suprafața mării mai coborâte. O analiză cantitativă a acestor două fluide care interacționează ar putea duce la rezultate interesante.

#### b) Circulația Walker - Bjerknes a Pacificului ecuatorial

Anomaliile termice ale Pacificului la tropice nu sunt caracterizate prin aceleași grad de regularitate sezonieră ca acelea din Oceanul Indian, dar ele acoperă o arie mult mai întinsă. La ecuator, alături de coastele Americii de Sud, temperatura suprafeței oceanului tinde să aibă aproape 8°C sub temperatura medie de la acea latitudine. O fâșie de apă de suprafață anormal de rece se întinde de obicei de la vest de-a lungul ecuatorului pe o distanță mai mare de 1000km. Lățimea, lungimea și temperatura acestei fâșii ecuatoriale de apă rece sunt variabile. Această variabilitate și variația în transferul de căldură care rezultă l-au făcut pe Bjerknes (1970) să realizeze un model al efectelor de feedback pentru cele două fluide în interacție.

Apa rece urcă spre suprafață în interiorul tropicelor pentru că alizeele din cele două emisfere determină un transport Ekman orizontal divergent. În Pacificul de est, apa rece este advectată de oceane către ecuator din sursele mai sudice prin curentul rece Humboldt. Temperaturile suprafeței reci inhibă suplimentarea de căldură de la ocean la atmosferă; convecția este înabuşită local și ca urmare norii lipsesc de-a lungul ecuatorului. Prin contrast, temperaturile suprafeței oceanului sunt întotdeauna relativ ridicate printre Insulele Indoneziei și vestul Pacificului.

Contrastul termic est - vest tinde să accelereze o circulație atmosferică în plan ecuatorial cu vânturi de est în apropierea suprafeței și vânturi de vest în

troposfera superioară. O celulă secundară peste Oceanul Indian la vest, produce o circulație în sens opus, cu o ramură descendentă deasupra apelor reci de la coastele Somaliei și o accelerație la nivel jos de la vest la est de-a lungul ecuatorului din Oceanul Indian (Fig1.20).

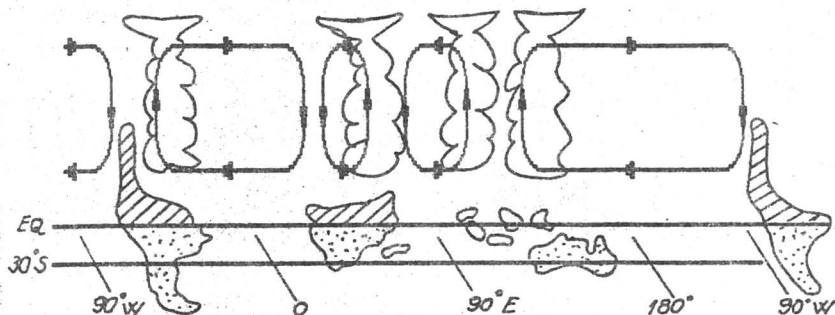


Fig.1.20 Diagrama schematică a circulației normale Walker

Bjerknes a propus pentru aceste circulații atmosferice ecuatoriale numele de "Circulație Walker". Ambele celule Walker convertesc energia potențială într-o creștere a energiei cinetice. În celula Pacificului energia transportată de vânturile estice de suprafață în zona ecuatorială tinde să reîntărească alizeele la latitudini joase. Ca urmare apare o creștere a intensității vântului, o divergență suplimentară în stratul Ekman oceanic și un curent ascendent rece la coastă.

Anomalia termică la suprafață este, așadar, autoamplificată. Totuși, când fâșia de apă rece devine mai lată și mai lungă, aria acoperită de alizee devine mai mică și cantitatea de căldură latentă pe care o advectionează alizeele către ITCZ este redusă. Această reducere va fi în particular pronunțată dacă ea coincide în fază cu declinul sezonier al vânturilor de est. După un timp, reducerea energiei în circulația Hadley, la care alizeele de suprafață constituie ramura inferioară, trebuie să determine în mod automat o reducere a ascendenței verticale de coastă în ocean.

Acestea, ca urmare, micșorează gradientul termic oceanic est-vest de-a lungul ecuatorului și descrește așadar inputul energetic în circulația Walker estică. În consecință, are loc o descreștere mai rapidă a vânturilor de est care poate să determine în final înlocuirea lor prin vânturi variabile predominant slabe sau calm de-a lungul ecuatorului. Încetarea ascendenței verticale care rezultă, permite o creștere radiativă a temperaturii suprafeței ecuatoriale de apă. Inputul energetic din celula Hadley va crește atunci încă o dată și întreg ciclul se poate repeta. Bjerknes argumentează că variațiile transportului de căldură în atmosfera ecuatorială, care sunt asociate cu aceste fluctuații, pot avea consecințe neașteptate pentru circulația generală deasupra unei părți mari ale globului.

c) Efectele extratropicale și globale de feedback

Anomaliile termice din Pacific au fost considerate de Namias (1969, 1970) ca fiind legate cauzal cu sistemele de vreme de deasupra Americii de Nord. În explicație, Namias a arătat că ariile cu anomalii calde ale suprafeței mării au fost și arii de ciclogeneză atmosferică și că aceasta a afectat, în consecință, faza undelor planetare lungi cvasistaționare, din atmosfera superioară de deasupra continentului american.

Această afirmație este plauzibilă, dar este mult mai dificil să se înțeleagă argumentele ulterioare care leagă sistemul forței vântului rezultat de perpetuarea forțată a anomaliei inițiale calde a suprafeței mării. De fapt, activitatea ciclonică poate să determine o divergență în stratul Ekman în mare și, ca urmare, ascendență verticală la coaste și răcire. Este posibil ca alte procese ca evaporarea, nebulozitatea și radiația să joace un anumit rol, dar orice mecanism de feedback care implică asemenea procese trebuie considerat cu atenție.

Perturbațiile sinoptice de la latitudini temperate își obțin energia, în principal de la sistemele planetare de scară mare de vânt instabile inerțial și de la variațiile de temperatură și densitate orizontală care sunt baroclinic instabile. Efectul temperaturii suprafeței mării asupra dezvoltării acestor perturbații este de natură secundară; el nu este localizat la tropice și de aceea este ușor de stabilit prin analize observaționale. Este ispititor să se explice anomaliile termice ale suprafeței mării ca fiind determinate de variațiile în advecția căldurii prin curenții marini dirijați de vânt.

Amplitudinea transportului mediu meridional prin curenții oceanici este de același ordin de mărime ca și cel produs prin atmosferă la latitudini joase și medii. Aceasta a fost arătată de Palmen și Newton (1969). Cum cele două transporturi nu sunt independente unul de altul, există posibilitatea unei variații de instabilități și de efecte de feedback. S-a sugerat că sistemul atmosferă-ocean poate fi capabil să opereze într-un număr de stări climatice cvasistabile cu tranziții între ele produse întâmplător prin perturbații particulare. Marea inerție a oceanelor și regularitatea impusă de funcțiile de forcing prin variațiile sezoniere și prin contrastul apă-uscă susțin acest punct de vedere.

Pe de altă parte, se poate considera că modificările relativ minore în nebulozitate sau advecția termică oceanică pot produce modificări mari în extinderea gheții polare. Într-adevar, chiar un strat subțire de gheață poate afecta transferurile de energie la scară mare între cele două medii, conducând la un proces de feedback pozitiv care ar putea amplifica modificarea inițială. Explicația schimbărilor climatice ca un rezultat al interacției atmosferă - ocean este una din problemele actuale majore ale științelor mediului.

## CAPITOLUL 2

### PROPRIETĂȚILE FIZICE ALE MATERIEI LA INTERFAȚA OCEAN-ATMOSFERĂ

#### 2.1. Caracteristica generală a suprafeței mării ca strat limită

În atmosfera marină, stratul limită este marcat de suprafața mării, care față de uscat se caracterizează prin proprietăți particulare. Pe continente, forma și dimensiunile elementelor de rugozitate sunt clar definite și destul de ușor de determinat. În general, natura și locul lor sunt cunoscute și nu variază în timp așa cum nici nu depind puternic de vânt. De asemenea li se cunoaște aerodinamica.

Contrar condițiilor de deasupra uscatului, suprafața mării este compusă dintr-o varietate de unde oceanice, mișcări ample care sunt de dimensiuni diferite, de forme și viteze diferite și supuse în mod continuu transformărilor. Dimensiunile, distribuția spațială și variația temporală a undelor oceanice sunt guvernate de legi statistice în care caracterul și viteza curentului de aer joacă un rol decisiv. Curentul de aer influențează de asemenea curentul de drift și mișcările turbionare din mare.

În final, formarea spumei și a sprayului marin, odată cu creșterea intensității vântului, implică dezintegrarea suprafeței mării, afectează arii largi și se întinde la o anumită înălțime, creând astfel o zonă de tranziție între aer și mare.

Trebuie, așadar, să admitem ca există o zonă limită aer- mare extrem de variabilă și greu de definit și greu accesibilă unde cuplajul între atmosferă și ocean se face de o maniera foarte complicată.

Astfel de procese dinamice la suprafața mării cresc în mod considerabil dificultățile inerente oricărei cercetări științifice care se ocupă de proprietățile acestui strat aer-mare.

Pe de altă parte, nu trebuie să uităm că atmosfera marină oferă avantaje remarcabile pentru studii experimentale care să fie comparate cu condițiile de

deasupra continentelor . Diferențele locale care domină deasupra uscatului sunt aproape absente deasupra oceanului. Condițiile deasupra oceanului sunt mult mai uniforme în stratul de aer de deasupra apei și uniformitatea se extinde și asupra surselor de pierderi sau câștig în căldură și umiditate.

În plus, întrucât variațiile diurne și anuale sunt mult mai reduse decât cele de pe uscat, existând o pronunțată omogenitate temporală a mării, oceanele pot fi considerate ca un câmp ideal pentru cercetare meteorologică. Aceste trăsături generale ale suprafeței mării vor servi ca ghid în discuțiile despre procesele fizice și dinamice de la interfața aer-apă.

## 2.2. Proprietățile fizice ale apei de mare

Orice substanță sau amestec de substanțe, care ocupă un volum definit, dar nu în mod necesar constant are o temperatură  $T$ , o presiune  $p$  și o compoziție care poate fi complet descrisă la orice moment de timp prin fazele din sistem. Fazele în sistemul termodinamic variază până când în sistem se stabilește echilibrul. Aceasta implică un schimb de energie și substanță între fazele inițiale. Dacă sistemul este izolat de influențele externe, procesul acesta de schimb de energie și substanță determină o creștere a entropiei. De fapt procesul de amestec generează entropie din cauza existenței gradientilor. Dacă gradientii sunt intensificați datorită fluxurilor din sens opus, atunci în sistem ordinea poate să crească și entropia, local, se diminuează.

În natura, aceasta se întâmplă prin cuplarea și transportul diferitelor proprietăți ale sistemelor. Potențialul de schimb, care există într-un sistem fizic este subiectul termodinamicii proceselor ireversibile. Oceanul și atmosfera sunt sisteme deschise și pot schimba materie cu vecinătățile lor. Totuși, sistemul pe care îl formează împreună se poate considera închis - cel puțin pentru scala de timp care se folosește, dar este neizolat, adică permite schimbul de căldură cu mediul înconjurător (universul).

Pentru acest sistem considerațiile termodinamice sunt complicate, pentru că atât oceanul cât și atmosfera sunt neomogene și politerme. Termodinamica prin principiile I și II ne permite să prognozăm statistic stările de echilibru și sensul evoluției în regiuni limitate care interacționează lent și numai cu vecinătățile lor.

### 2.2.1. Densitatea

Proprietățile care caracterizează termodinamic o fază nu sunt independente între ele. Oricare dintre ele poate fi exprimată ca o funcție de toate celelalte printr-o ecuație de stare. În lichid, starea este puternic afectată de

interacțiile moleculare. Apa pură, de exemplu, nu este un agregat de molecule  $H_2O$  individuale, separate, ci constă din grupuri mici (clusteri). Aceasta polimerizare a apei este o funcție de temperatură și crește cu descreșterea temperaturii. Ecuația de stare care ar rezulta este așa de complicată că nu se poate deduce teoretic, nici pe baza mecanismelor statistice. Forma ei este consecința rezultatelor empirice.

În apa de mare complicațiile apar datorită prezenței sărurilor dizolvate, planctonului, nămolului organic, prafului și, în special, bulelor de aer sau gaze din apropierea suprafeței. Sub suprafață însă, salinitatea împreună cu presiunea și temperatura sunt proprietățile care influențează semnificativ densitatea. Ecuația de stare o putem scrie astfel:

$$\rho = \rho(T, s, p) \quad (2.1)$$

Salinitatea  $s$  definită ca raportul dintre masa molară a tuturor substanțelor dizolvate și masa probei de apă de mare, se dă în procente. În general, salinitatea oceanului lumii variază între 33 și 37‰.

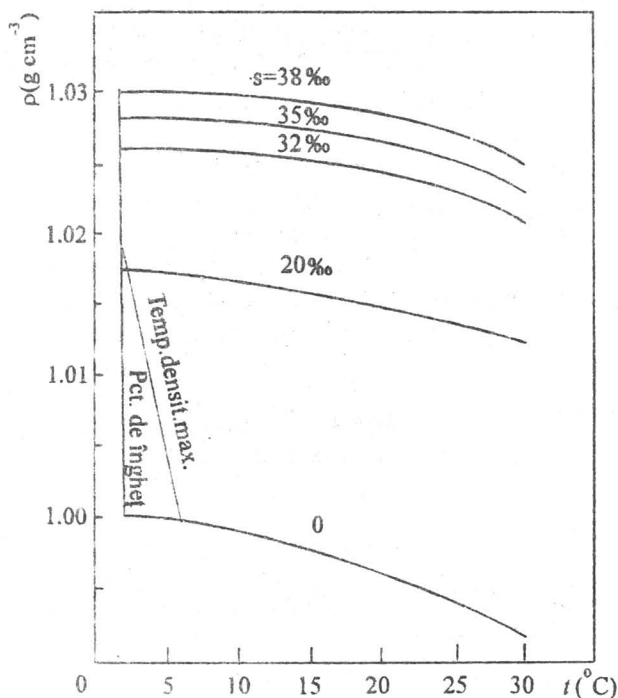


Fig.2.1. Densitatea  $\rho$  a apei cu diferite salinități ca funcție de temperatură

Densitatea apei cu diferite salinități este reprezentată în Fig.2.1., ca funcție de temperatură. Se observă temperatura pentru care apare cea mai mare

densitate. Apa pură are densitate mare la temperatură de 3,98°C - temperatura straturilor mai adânci din toate lacurilor din zonele reci. Prin contrast, densitatea apei de mare, crește monoton pe măsură ce răcirea tinde către punctul de îngheț. Coeficientul de dilatare la presiune constantă:

$$\alpha = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (2.2)$$

este o funcție de temperatură: crește cu creșterea temperaturii. Efectul variației presiunii asupra densității apei de mare se neglijează în studiile de interacție aer-apă

Tabel 2.1. Coeficienții de dilatare la presiune constantă ( $^{\circ}\text{C}^{-1} \times 10^{-6}$ ) ai apei de mare la presiune atmosferică (după Knudsen-Tabele hidrologice)

Temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ )	-2	0	5	10	15	20	25	30
Apă proaspătă	-105	-67	17	88	151	207	257	303
Apă de mare ( $s=35\%$ )	23	51	114	167	217	257	297	335

Se poate ca să se precizeze valoarea numerică a densității apei de mare prin anomalia densității:

$$\sigma_p = (\rho - 1) \times 10^3 \quad (2.3)$$

și să se exprime ecuația de stare sub forma:

$$\sigma_p = \sigma(T, s, p) \quad (2.3)$$

## 2.2.2. Presiunea vaporilor (presiunea de vaporii)

Apa ne interesează și în fază de vaporii (faza gazoasă). Comportarea vaporilor de apă în apropierea suprafeței marine se apropie de cea a gazului ideal cu ecuația de stare:

$$p_v = \rho_v T \frac{R}{M_v} \Rightarrow p_v = e = \rho_v T R_v \quad (2.4)$$

unde indicele  $v$  se referă la vaporii de apă, iar  $R_v$  reprezintă constanta universală a gazelor pentru vaporii de apă și este definită astfel:

$$R_v = \frac{R}{M_v} = 2 \frac{J}{\text{kg K}} \quad (2.5)$$

Lichidul și vaporii săi vor fi în echilibru dinamic când numărul mediu de molecule care se deplasează la interfața de la aer la apă și invers este același. Presiunea vaporilor în stare de saturație,  $p_{vs}$ ,  $E$ , în raport cu apa (suprafață plană) este:



$$p_w = 611,2 \exp\left(\frac{17,67 t^{\circ}C}{243,5 + t^{\circ}C}\right) \quad (2.6)$$

Presiunea vaporilor saturați crește cu creșterea temperaturii. Ecuația Clausius-Clapeyron:

$$L = T \frac{dp_w}{dT} \left( \frac{1}{r_v} - \frac{1}{r_w} \right) \cong \frac{R_v T^2}{p_w} \frac{dp_w}{dT} \cong \frac{T}{r_v} \frac{dp_w}{dT} \quad (2.7)$$

$$L = (2,501 - 0,00237 \cdot t^{\circ}C) \times 10^6 \frac{J}{kg} \quad (2.8)$$

Căldurile specifice ale apei și ale vaporilor de apă la presiune constantă pot fi considerate constante în condiții meteorologice și oceanice.

Când apa este în contact cu vaporii saturați, evaporarea unui gram de apă necesită o căldură de  $L$  calorii. Când vaporii sunt nesaturați această căldură poate fi furnizată parțial prin reducerea căldurii din lichidul care se evaporă. Acest proces depinde de tendința moleculelor de apă ca să treacă spontan de la lichid în vaporii sau invers. Această tendință este măsurată prin diferența potențialelor chimice ale celor două faze.

Din termodinamică se știe că potențialul chimic al unui gaz ideal într-un amestec de gaze ideale este:

$$\mu_n = \mu_n^0 + R_n T \ln p_n \quad (2.9)$$

unde  $\mu_n^0$  este funcție numai de temperatură,  $p_n$  este presiunea parțială, iar  $R_n$  este constanta gazului pentru cel de-al  $n$ -lea component din amestec.

Când apa pură este în echilibru cu vaporii de apă la aceeași temperatură, moleculele din fiecare fază au aceeași tendință de a traversa interfața. Aceasta înseamnă că potențialele chimice  $\mu_v$  și  $\mu_w$  ale celor două faze trebuie să fie egale. Ca urmare, potențialul chimic  $\mu_v$  al vaporilor nesaturați cu presiunea parțială  $p_n = e$ , diferă de la cel al vaporilor saturați  $\mu_v^*$  sau de la cel al apei lichide  $\mu_w$  la aceeași temperatură prin:

$$\mu_v - \mu_v^* = \mu_v - \mu_w = R_v T \ln \frac{e}{E} \quad (2.10)$$

unde  $\frac{e}{E}$  este umiditatea relativă.

Pentru vaporii nesaturați diferența  $\mu_v - \mu_w$ , se numește uneori afinitatea de vaporizare și este negativă. Ea definește energia implicată într-o destindere izotermă a vaporilor când presiunea scade de la  $E$  la  $e$ . Indică de asemenea cantitatea de energie care este utilă pentru evaporarea apei lichide care nu este încălzită din afara sistemului și care este în contact cu vaporii nesaturați. Presiunea vaporilor saturați  $E$ , deasupra apei sărate este mai coborâtă decât deasupra apei pure. Aceasta este încă o proprietate a soluțiilor.

Legea Raoult leagă raportul  $E_s/E$  de fracțiunea molară a apei pure în apa de mare. Un gram de apă pură conține  $(1-s)/M_v$  moli de apă și  $c \cdot s/M_s$  moli de sare, unde  $M_s$  este masa molară medie a sărurilor dizolvate, iar  $c$  este factorul van't Hoff, care este coeficientul de disociere.

Deci:

$$\frac{E_s}{E} = \frac{1-s}{M_v} \div \left( \frac{1-s}{M_v} + \frac{c \cdot s}{M_s} \right) \approx 1 - \frac{M_v}{M_s} \cdot c \cdot s \quad (2.11)$$

Pentru sare în apa de mare  $cM_v/M_s=0,527$ . La o salinitate de  $35 \times 10^{-3}$  ecuația 2.11 determină o reducere a presiunii de aproximativ 2%. Afinitatea de vaporizare deasupra mării poate fi obținută din ecuația 2.10 prin substituirea lui  $E$  cu  $E_s$ .

### 2.2.3. Gazele atmosferice în soluție

Solubilitatea  $q_n^*$  a unui gaz este definită ca, concentrația (exprimată în fracție molară) care ar fi în echilibru la presiunea sa parțială  $p_n$  în aerul înconjurător.

Ea este dată de:

$$q_n^* = \frac{p_n}{P_n} \quad (2.12)$$

unde  $P_n$  este presiunea vaporilor saturați a gazului în faza sa condensată la temperatura mediului  $T$ . Concentrația actuală  $q_n$  a gazului nu este în mod necesar în echilibru la presiunea parțială a mediului. Gazul va avea tendința să treacă în soluție sau invers dacă  $q_n$  este mai mare sau mai mic decât  $q_n^*$ . Această tendință este măsurată prin diferența potențialelor chimice, analog cu 2.10.

$$\mu_n - \mu_n^* = R_n T \ln \frac{q_n}{q_n^*} = R_n T \ln \frac{p_n^1}{p_n} \quad (2.13)$$

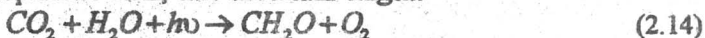
unde  $\mu_n$  este potențialul chimic actual al constituentului  $n$  din amestecul gazos în soluție și  $\mu_n^*$  este potențialul în echilibru la presiunea mediului  $p_n$ . Mărimea  $p_n^1$  - o presiune parțială din mediul care ar putea fi în echilibru cu concentrația care există  $q_n$  - ea este adesea interpretată ca presiunea gazului în lichid.

Presiunea vaporilor saturați  $P$  a tuturor gazelor atmosferice la temperaturi de la nivelul mării este foarte ridicată - aproximativ 36000 atm. în cazul oxigenului. Ca urmare din ecuația 2.12. se vede ca solubilitatea lor în aceste condiții este mică.

Presiunea vaporilor saturați a oricărui gaz crește cu creșterea temperaturii.

- Solubilitatea descrește de aceea cu creșterea temperaturii. Descreșterea cantității de oxigen util peștilor și altor organisme este unul din efectele poluării termice a apelor de coastă și a râurilor.
- Solubilitatea descrește de asemenea cu creșterea salinității din cauză că prezența moleculelor grele de sare coboară (scade) în mod automat fracțiunea molară a gazelor dizolvate.

Atât efectele temperaturii cât și salinității sunt confirmate de datele din Tab. 2.2. Oxigenul liber este cel mai adesea de origine biologică. El s-a acumulat prin fotosinteza în plantele verzi, care eliberează oxigen:



Această eliberare de  $O_2$  s-a obținut mai întâi în straturile de suprafață ale oceanului și mult mai târziu pe pământ.

Pentru o scală temporală redusă, cu care se lucrează,  $O_2$  se deplasează prin interfața aer-mare în toate direcțiile.

În plus, oxigenul este furnizat prin fotosinteza în straturile luminate de Soare. El este transferat pe toate căile prin respirația organismelor și prin oxidarea materiei moarte. În combinație, aceste procese diferite tind să producă maximum de oxigen în oceanul superior, de obicei 10-20m sub interfață. Creșterea concentrației de oxigen cu adâncimea până la 10m determină în mod necesar un transport ascendent, din cauză că solubilitatea crește, de asemenea, cu creșterea presiunii sau a adâncimii cum se vede din ecuația (2.13). Un minim secundar al concentrației de oxigen este adesea găsit la câteva sute de metri adâncime în apropierea termoclinei.

Tabel 2.2. Concentrația oxigenului dizolvat (mg de  $O_2$  per kg de soluție) în echilibru cu aerul la presiunea standard (1013,2hPa) și 100% umiditate relativă (după Truesdale, Downing.).

Temperatura(°C)	-2	0	10	20	30	35
Apă proaspătă		14,16	10,92	8,84	7,53	7,04
Apă de mare (s=35‰)	12,88	11,82	8,74	7,17	6,10	5,63

$CO_2$  are un punct de fierbere mult mai mare și o presiune de saturație mult mai coborâtă decât  $O_2$  sau  $N_2$ . El poate de asemenea să interacționeze chimic cu apa de mare. Acești factori determină ca  $CO_2$  în contrast cu alte gaze atmosferice să fie de aproximativ 6 ori mai abundent în ocean decât în atmosferă.

- Solubilitatea lui  $CO_2$  în apa de mare descrește destul de rapid cu creșterea temperaturii.

Variațiile climatice de frecvență joasă pot fi asociate cu interacțiunile instabile între evoluția biologică și căldura oxigenului sau  $CO_2$  prin sistemul planetar. Interacțiunile aer-mare pot stabili un echilibru local între condițiile în oceanul superior și atmosferă în timpul a câțiva ani sau mai mult. Mecanismul

particular al schimbului aer-mare nu influențează variațiile acestea pe termen lung.

## 2.3. Interfața lichid-gaz

### 2.3.1. Transferul de materie

Turbulența este întotdeauna reprezentată într-un strat subțire de-a lungul unui perete rigid, prin vâscozitate. Difuzia într-un astfel de fluid mărginit de o suprafață rigidă, impune transfer molecular. Suprafața mării nu este rigidă și se consideră ca ar exista un substrat sub suprafață în care să aibă loc astfel de fenomene. Grosimea substratului din aer, substrat molecular, este de ordinul:

$$\delta_a = \frac{v_a}{k u_*} \approx 75 \frac{v_a}{u_{10}} \quad (2.15)$$

unde  $u_{10}$  reprezintă viteza vântului la aproximativ 10m deasupra suprafeței apei;  $u_*$  viteza de frecare, iar  $k$  este constantă von Karman. Raportul dintre grosimile substratelor moleculare în aer și în apă este de ordinul:

$$\frac{\delta_a}{\delta_w} = \frac{v_a}{v_w} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} \approx \frac{1}{2} \quad (2.16)$$

Raportul dintre difuzivitatea cinematică  $\nu$  și dimensiunea substratului este pentru aer și, respectiv, apă:

$$\left(\frac{\nu}{\delta}\right)_a = \left(\frac{\nu}{v}\right)_a \cdot k u_* \quad (2.17)$$

$$\left(\frac{\nu}{\delta}\right)_w = \left(\frac{\nu}{v}\right)_w \cdot \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} \cdot k u_*$$

Se observă că acest raport care caracterizează difuzia prin straturile moleculare pe fiecare parte a interfeței are dimensiune de viteză. Din valorile date în Tab.2.3 se poate vedea imediat ca această viteză de difuzie este mult mai mică în apă decât în aer.

Tabel 2.3 Coeficienții de transport ( $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ) în apa la presiunea de 1000 hPa

	Apă pură		Apă de mare, salinitate 35‰	
Temperatura (°C)	0	20	0	20
$\nu$	0,01787	0,01004	0,01049	0,01049
$k$	0,00134	0,00143	0,00139	0,00149
difuzivitatea NaCl	0,0000074	0,0000141	0,0000068	0,0000129
difuzivitatea $\text{N}_2$	0,0000106	0,0000169		
difuzivitatea $\text{O}_2$		0,000021		
Aer-la presiunea de 1000hPa				
Temperatura (°C)	-10	0	10	20
$\nu$	0,1259	0,1346	0,1437	0,1529
$k_D$	0,177	0,189	0,202	0,215
	0,211	0,226	0,241	0,257

Comparând timpii medii de viață pentru molecule de  $\text{H}_2\text{O}$  în atmosferă (~10 zile) și pentru molecule de  $\text{CO}_2$  (5-10ani), Bolin (1960) a sugerat că valorile mult mai mari pentru  $\text{CO}_2$  se datorează trecerii lente a moleculei de  $\text{CO}_2$  prin substrat, în apă. Pentru aceeași rațiune se acceptă că gazele dizolvate în straturile de suprafață ale oceanului cel mai adesea nu sunt în echilibru cu aerul de deasupra.

•Suprasaturările nu sunt obișnuite.

•Difuzivitatea variază cu speciile moleculare care difuzează.

•Drumul (lungimea drumului) în substratul de apă este diferit.

•Studii numerice (Quinn & Otto, 1971) indică lungimea de drum molecular de la 0,04cm pentru difuzia  $\text{CO}_2$  de la interfață în ocean.

Rezultatele lui Kanwisher au prezentat valori ale drumului molecular între 0,001 și 0,02cm pentru difuzia  $\text{CO}_2$ , în condiții normale în ocean. El a obținut valori peste 0,1cm când marea era calmă. Aceste rezultate sunt în acord cu o valoare medie pentru ocean de  $\delta(\text{CO}_2)_w \approx 3,5 \times 10^{-3} \text{cm}$  care a fost determinată din măsurătorile pentru timpi de viață (Bolin, 1960).

Fluxul difuziv, perpendicular la interfață trebuie să fie continuu. Dacă  $(\Delta q_n)_a$  și  $(\Delta q_n)_w$  reprezintă variația concentrației care traversează cele 2 substraturi, fluxul se va scrie:

$$d_n = \left( \frac{\rho \nu \Delta q_n}{\delta} \right)_a = \left( \frac{\rho \nu \Delta q_n}{\delta} \right)_w \quad (2.18)$$

Dacă se evaluează raportul  $(\Delta q_n)_v/(\Delta q_n)_w$  cu ajutorul ecuației (2.17) și valorile din Tab.3.3 și 3.4 se obține  $(\Delta q_n)_v \approx 0,02 (\Delta q_n)_w$ . Aceasta arată tendința ca gradientul concentrației pe fața de aer la interfață să fie mai mic decât pe fața de apă.

În procesul de evaporare, ca urmare, interfața acționează ca o sursă de vapori de apă în atmosferă și salinitate în oceane. Vaporii difuzează destul de ușor prin aer, dar difuzivitatea moleculară a sării în apă (vezi Tab. 3.3) este foarte mică. Asta face ca sprayul marin să fie mai sărat ca apa de mare.

### 2.3.2. Tensiunea superficială

Transferul gazelor între atmosferă și mare depinde de presiunile parțiale din cele două medii și de rapiditatea trecerii de la o fază la alta.

Considerând fazele separate printr-o suprafață definită geometric  $A$ , lucrul mecanic pentru mărirea elementului de suprafață  $dA$ , de către forțele de tensiune superficială va fi:

$$\delta L = \sigma dA \quad (2.19)$$

unde  $\sigma$  se mai numește energie liberă specifică superficială. Ea măsoară lucrul mecanic necesar să se formeze interfața.

Dacă un sistem termodinamic este mărginit de suprafețe libere sau interfețe, energia liberă superficială este o parte din energia sa internă. Aceasta determină suprafețe libere sau interfețe care se comportă ca suprafețe elastice sau membrane. Deși tensiunea superficială și energia liberă superficială sunt concepte diferite, dimensional și numeric ele sunt egale cu excepția fluidelor cu o vâscozitate ridicată.

Proprietățile elastice ale suprafeței limită dintre două fluide determină o creștere a presiunii  $\Delta p$  la concavitatea oricărei suprafețe curbate a interfeței. Din geometria analitică se deduce ca deformațiile unei suprafețe curbate în care este implicată variația în aria sa sunt:

$$\delta(dA) = \delta \xi \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) dA \approx -\nabla^2 \xi dA \quad (2.20)$$

$\xi$  direcția normalei la suprafață,  $r_1$  și  $r_2$  razele suprafețelor curbate, ortogonale și normale la interfață. Ultima aproximație este justificată la interfață care poate fi reprezentată printr-o suprafață  $z = \xi(x,y)$ , care se abate ușor de la planul  $z = 0$ .

Combinarea ultimelor trei relații duce la formula Laplace:

$$\Delta p = \sigma \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \approx \sigma \nabla^2 \xi \quad (2.21)$$

Când  $r_1$  și  $r_2$  sunt pozitive,  $\Delta p$  este de asemenea pozitivă. Aceasta înseamnă că există întotdeauna o presiune suplimentară pe fața concavă a interfeței. Diferența de presiune este zero când interfața este plană ( $r_1 = r_2 \rightarrow \infty$ )

Tensiunea superficială la o suprafață de separare aer-apă este mai mare decât la suprafețele de separare dintre aer cu cele mai multe dintre fluidele care se găsesc în mediul înconjurător. Ea scade cu creșterea temperaturii. Aceasta se datorează slăbirii atracției moleculare prin creșterea agitației termice.

Pe de altă parte, prezența sărurilor în soluție crește valoarea medie a atracției intermoleculare și, ca urmare, tensiunea superficială a apei de mare este ușor mai mare decât a apei proaspete la aceeași temperatură.

Fleming și Revelle (1939) au sugerat pentru tensiunea superficială o expresie empirică de forma:

$$\sigma_{\text{apa de mare}} = 75,63 - 0,144T + 0,22s \quad (2.22)$$

unde  $T$  în  $^{\circ}\text{C}$  și  $s$  în părți pe mie (%).

### 2.3.3. Contaminarea apei de mare la suprafață

Apa care se află la suprafața mării este întotdeauna contaminată prin diverse materiale organice, praf transportat de pe continente și, din ce în ce mai mult prin deșeuri și gunoi datorită activității umane.

Tensiunea superficială a apei contaminate este mai mică decât aceea a apei de mare. Micșorări mari se obțin local, pe suprafețele de ulei și de substanțe organice.

Împrăștierea unei picături de ulei insolubil pe suprafața apei implică plutirea uleiului pe suprafață și interacția dintre cele trei substanțe: uleiul, apă și aer. Această situație este prezentată în Fig. 2.2.

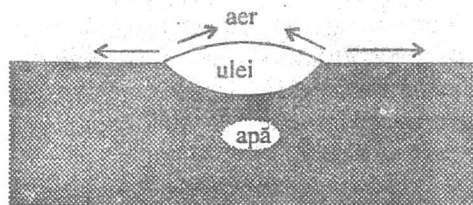


Fig.2.2 Tensiunile superficiale care acționează la prezența unei lentile de ulei

Marginea lentilei de ulei este împinsă în afară dacă tensiunea superficială aer-apă este mai mare decât suma tensiunilor superficiale aer-ulei și ulei-apă.

De aceea împrăștierea unei pelicule de ulei depinde de semnul coeficientului de împrăștiere:

$$S_c = \sigma_{\text{aer/apă}} - \sigma_{\text{aer/ulei}} - \sigma_{\text{ulei/apă}} \quad (2.21)$$

Împrăștierea se obține dacă  $S_c$  este pozitiv; dacă el este negativ, efectele plutirii datorită diferenței dintre densitățile uleiului și apei pot totuși să împingă marginea petei de ulei în afară, dar tensiunea superficială o trage în interior.

De exemplu, la 20°C tensiunea superficială aer-apă este de 0,0728N/m; tensiunile superficiale ale celor tipuri de ulei la aceeași temperatură sunt:

	$\sigma_{\text{aer/ulei}}$ (N/m)	$\sigma_{\text{ulei/apă}}$ (N/m)
ulei de măsline	0,032	0,0206
ulei de parafină	0,0265	0,0484

Se constată din ecuația (2.21) că uleiul de parafină se va împrăști pe apa curată în timp ce uleiul de măsline tinde să formeze lentile de grăsime.

Dacă  $S_c > 0$ , uleiul continuă să se împrășteie până când el se distribuie într-o peliculă subțire ca un strat monocelular pe apă. O peliculă poate fi definită ca o foaie de material destul de groasă molecular ca să aibă două interfețe independente una de alta.

Straturile monomoleculare sau monostraturile au grosimi egale cu diametrul efectiv al unei singure molecule și sunt formate din materiale active la suprafață. Acestea sunt substanțele ale căror molecule conțin atât părți hidrofile cât și hidrofobe.

Multe substanțe insolubile, ca de exemplu acizii grași și diferiți alcooli, care se găsesc în apa de mare intră în această categorie. Ele se vor împrăști pe suprafața de apă și tind să formeze un strat monomolecular cu grupuri hidrofilice-COOH sau OH orientate către faze de apă și lanțuri hidrofobice de hidrocarburi care ies afară din apă. Straturile monomoleculare reduc tensiunea superficială.

Un monostrat din asemenea substanță, alcool etilic, de exemplu, poate preveni trecerea moleculelor de apă în faza de vapor. Depinzând de condițiile de vreme, acesta poate reduce evaporarea de la cantități mici la mai multe decât 50%. La suprafața mării, în particular, monostraturile și peliculele organice, deși nu sunt prezente pe arii întinse, sunt întotdeauna întrerupte de unde. Efectul lor asupra evaporării este, așadar, destul de nesemnificativ.

Împreună cu peliculele de ulei, ele pot avea anumite efecte, totuși, asupra fluctuațiilor temperaturii la suprafață și, astfel, asupra convecției în atmosfera de deasupra și din mare. Ele pot, de asemenea, influența mișcarea în stratul limită. Contaminarea nu încetinește întotdeauna vitezele de schimb local prin interfață. Ele pot avea efect opus. De exemplu, se pare că trecerea moleculelor de CO<sub>2</sub> printr-un substrat molecular din apă nu este afectată, în general, prin reacțiile



chimice, dar că reacțiile sunt accelerate când sunt prezenți catalizatori potriviți (Berger și Libby, 1969). S-a arătat (Quinn și Otto, 1971) că acesta poate să mărească rata de schimb prin interfață printr-o cantitate considerabilă.

## CAPITOLUL 3

### ECUAȚII FUNDAMENTALE PENTRU SISTEMELE OCEAN ȘI ATMOSFERĂ

Atmosfera și oceanul au așa multe proprietăți dinamice în comun, încât studiul unui sistem îmbogățește înțelegerea noastră asupra celuilalt. Experiența a arătat, de asemenea, că recunoașterea extinderii conceptelor dinamice aplicabile atât la atmosferă cât și la ocean este un excelent punct de plecare pentru studiul fiecăruia.

#### 3.1. Notății utilizate

În cele ce urmează vom folosi atât notații vectoriale cât și tensoriale. Pentru discuția generală, pentru tratarea proceselor aproximativ izotrope este convenabil să ne alegem un sistem de coordonate cu axele ortogonale  $x_i$  ( $i=1, 2, 3$ ), cu  $x_3(z)$ , de-a lungul verticalei locului în sus,  $x_1(x)$ , către est și  $x_2(y)$  dirijat către nord.

Va fi valabilă în acest caz notația pentru viteză:

$$v_i^2 = v_i v_i = v_1^2 + v_2^2 + v_3^2$$

Dacă un simbol conține doi sau mai mulți indici, înseamnă că reprezintă un tensor. În particular tensorul unitate (Kronecker) este definit astfel:

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 0 & i \neq k \\ 1 & i = k \end{cases}$$

Dacă avem un simbol cu trei indici, ca tensorul permutare atunci:

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} 1 & \text{când indicii sunt ciclici} \\ -1 & \text{când indicii nu sunt ciclici} \\ 0 & \text{când } i = j \neq k \text{ (doi indici coincid)} \end{cases}$$

Vectorul *vorticitate* este definit prin

$$\vec{K} \cdot (\nabla \times \vec{V}) = \zeta \text{ și } \zeta_i \equiv \varepsilon_{ijk} \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \equiv \frac{\partial v_k}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_k}$$

Condițiile în apropierea suprafeței mării sunt de obicei anizotrope și de aceea se face deosebire între direcțiile orizontală și verticală.

Astfel:  $\vec{V}$  - vectorul viteză orizontală cu componentele  $u$  și  $v$  pe direcțiile  $x$  și respectiv  $y$

$w$  - vectorul viteză verticală  $\left( \frac{dz}{dt} \right)$

Simbolurile operatorilor vectoriali vor fi folosiți ca să reprezinte numai operatorii din planul orizontal.

De exemplu:

$$\nabla \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\vec{K} \cdot (\nabla \times \vec{V}) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta$$

Într-un fluid se face deosebire între variațiile locale și variațiile corespunzătoare unui element de fluid în mișcare. În primul caz variația poate fi măsurată printr-un senzor și este reprezentată prin *derivata parțială în timp*. Variațiile unor parametri ai particulei de fluid în deplasare nu pot fi măsurate decât printr-un senzor legat de elementul de fluid și care se deplasează odată cu acesta.

O astfel de variație se va reprezenta prin diferențiala totală în timp:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x_i} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.1)$$

Vom considera în cele ce urmează sistemul ocean-atmosferă pentru care vom scrie ecuațiile de bază ca rezultat al aplicării celor trei principii fizice: conservarea masei, impulsului și energiei.

### 3.2. Conservarea materiei

Considerăm un element de fluid de masă unitate și  $f(x_i, t)$  un câmp oarecare. Dacă  $dV(\vec{X})$  este volumul elementului de fluid, atunci pentru că masa se conservă în timp,

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} (\rho M) = 0 \quad \text{adică} \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dV} \delta V = 0.$$

Dar

$$\lim_{\delta x \delta y \delta z \rightarrow 0} \left[ \frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} (\rho \delta V) \right] = \nabla \vec{V} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \vec{V} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{sau} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0 \quad (3.2)$$

Ecuția (3.2) arată că variația locală a masei în unitatea de timp este egală cu divergența lui  $\rho v_i$  - care reprezintă fluxul de substanță pe unitatea de arie și se numește de obicei impulsul fluidului.

Dacă  $f$  este o proprietate oarecare (un câmp) al unui element de fluid, din (3.1) și (3.2) putem scrie imediat, că:

$$\rho \frac{df}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho f) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho f v_i) \quad (3.3)$$

Ecuția (3.3) va fi des folosită în cele ce urmează.

În cazul undelor sonore și perturbațiilor care implică deplasări verticale de profunzime,  $\nabla \vec{V}$  este foarte mic și atunci ecuația (3.2) se simplifică.

Într-adevăr, dacă considerăm că pentru perturbația cu extensie mare pe orizontală este satisfăcută ecuația echilibrului hidrostatic:  $dp = -\rho g dz$ , analiza scalară a

ecuției (3.2) arată că  $\nabla \vec{V}$  este de același ordin de mărime cu  $\frac{\partial w}{\partial z}$  și ca urmare:

$$\nabla \vec{V} + \frac{\partial w}{\partial z} \equiv \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

sau, plecând de la undele sonore, caracterizate, de viteza  $c_s$ , putem scrie că:

$$c_s^2 = \frac{dp}{d\rho}, \quad \text{iar} \quad w = \frac{dz}{dt} = -\frac{dp}{\rho g dt}$$

$$\text{Deci:} \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \cdot \frac{dp}{dt} = -g \left( \frac{dp}{\rho} \right)^{-1} \cdot \frac{dz}{dt} = -g \frac{w}{c_s^2} = -\frac{w}{D_s} \quad (3.5)$$

Cu  $D_s$  se notează, adâncimea și reprezintă parametrul de scală al mediului. În atmosferă  $D_s$  este aproximativ 8 km, iar în mare trebuie să fie mult mai mare decât cea mai mare adâncime a oceanului.

$\frac{\partial w}{\partial z}$  este de ordinul  $\frac{w}{h}$ , unde  $h$  este deplasarea verticală maximă ( $\sim 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ).

Așadar  $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} \div \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{w}{D_s}$ , iar dacă raportul este mic,  $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} \rightarrow 0$ , și ajungem la ecuația (3.4).

Relația aproximativă (3.4) este *universal* aplicabilă mării și se păstrează în aer cu condiția ca deplasările verticale să fie mult mai mici decât  $D_s$ . În stratul limită marin această condiție este satisfăcută.

Atunci, dacă  $\langle \vec{V} \rangle$  este viteza medie (orizontală) într-un fluid incompresibil de adâncime  $D$ , limitată, integrarea pe verticală a ecuației (3.4) determină ecuația:

$$\nabla \langle \vec{V} \rangle + \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = 0 \quad (3.6)$$

Vitezele moleculelor individuale afectează masa curentului numai prin viteza lor medie, care este identică cu viteza fluidului ca un continuum.

Dacă majoritatea moleculelor se mișcă într-o anumită direcție, această mișcare se observă ca un flux de substanță. Dimpotrivă, orice constituenț individual dintr-un amestec poate difuza în spațiul ocupat de fluid, fără să existe un flux net de masă determinat de ceilalți constituenți care se mișcă în sens contrar. Aceste fluxuri pot fi create sau distruse, de exemplu spume în atmosfera marină, care se crează dar și dispăre prin evaporare.

Să considerăm  $q_n$  - concentrația specifică sau fracțiunea masică a celui de-al  $n$ -lea constituenț al unui amestec.

$$\rho_n = q_n \rho, \text{ iar } \sum_n q_n = 1 \quad (3.7)$$

Dacă nu luăm în seamă procesul de sedimentare, ecuația de continuitate pentru componentul din amestec va fi:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho q_n) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho q_n v_i + d n_i] + \rho \frac{\partial q_n}{\partial t} \quad (3.8)$$

Fluxul densității  $\rho_n$ , reprezentat prin expresia din [ ] are două părți:

- a) un transport realizat prin advecție (viteza continuumului);
- b) un flux  $d n_i$  realizat prin mișcările întâmplătoare ale moleculelor.

În absența unor gradienti puternici de presiune și de temperatură, fluxul de difuzie moleculară este complet determinat de distribuția lui  $q_n$  în spațiu.

$$d n_i = - \rho v_n \frac{\partial q_n}{\partial x_i} \quad (3.9)$$

unde  $v_n$  reprezintă difuzivitatea moleculară.

Ultimul termen din partea dreaptă a ecuației (3.8) reprezintă crearea locală a constituențului  $n$  prin schimbări interne de fază. Când nu există transformări de

fază, ecuația (3.8) rescrisă, ținând seama de (3.3) și (3.9) devine, după împărțirea la  $\rho$  și omiterea indicelui  $n$ :

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho v \frac{\partial q}{\partial x_i} \right) \equiv v \frac{\partial^2 q}{\partial x_i^2} \quad (3.10)$$

Ecuația (3.10) este forma convențională a ecuației de difuzie într-un fluid în mișcare. Ea conține implicit presupunerile că: densitatea nu se schimbă prin procesul de difuzie și schimbările în concentrația unui constituenț nu afectează concentrația altora. Aceste presupuneri sunt realizate într-o bună aproximație în cazul difuziei sau în ocean sau de vapori de apă în aerul noros sau a poluanților în apă și aer.

Totuși, când în amestec există transformări de fază, concentrația unui constituenț nu mai este independentă în raport cu ceilalți constituenți. În acest caz, ecuația de continuitate implică o sumare peste toți constituenții din amestec:

$$\sum_n \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (\rho q_n) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho q_n v_i) \right\} = \sum_n v_n \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} (\rho q_n) \equiv 0 \quad (3.11)$$

### 3.3. Conservarea impulsului

Impulsul este un vector tridimensional. Pentru o viteză  $\vec{U}$ , având componentele ( $u$ ,  $v$  și  $w$ ), ecuația de mișcare poate fi scrisă sub formă vectorială, dar și tensorială.

Vectorial:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -f \vec{K} \times \vec{U} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} + \vec{F}_R \quad (3.12)$$

Pentru deducerea ecuației sub formă tensorială, vom considera un volum de fluid  $V(x_i)$ , un câmp oarecare  $f(x_i, t)$  care caracterizează unitatea de masă și lucrăm Lagrangean.

$$\frac{d}{dt} \int_{V(x_i)} \rho v_i d^3x = \int_{V(x_i)} \rho f_i d^3x + \int_S \sigma_{ij} dS \quad (3.13)$$

Primul termen din dreapta reprezintă toate forțele de volum, iar termenul al doilea forțele externe la suprafața volumului de fluid. Vom folosi teorema divergenței și rescriem ecuația (3.13) sub forma:

$$\int_V \rho \frac{dv_i}{dt} d^3x = \int_V \rho f_i d^3x + \int_S \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} dS \quad (3.14)$$

Dacă considerăm că fluidul este într-un sistem în rotație, pentru care  $\vec{U}_{obs} = \vec{U} + \vec{\Omega} \times \vec{r}$ , ecuația (3.14) se va scrie:

$$\rho \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \rho f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - 2\vec{\epsilon}_{ijk} \Omega_j \rho v_k$$

sau ecuația de mișcare completă sub formă tensorială:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - 2\vec{\epsilon}_{ijk} \Omega_j v_k - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + p \delta_{ij} - \sigma_{ij}) \quad (3.15)$$

Partea stângă a ecuației (3.15) reprezintă variația locală a vectorului impuls. Primul termen din dreapta reprezintă forța gravitațională care acționează asupra

unității de masă  $\left(f_i \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = g = 9,81 \frac{m}{s^2}\right)$ , iar  $2\vec{\epsilon}_{ijk} \Omega_j \rho v_k$  reprezintă forța

Coriolis (acelerația inerțială care apare într-un sistem de coordonate care se rotește).

$\Omega_j$  este paralel cu axa polilor și are intensitate egală cu viteza unghiulară a

Pământului:  $\Omega = \frac{2\pi}{24h} = 0,76 \cdot 10^{-4} s^{-1}$ .

Ultimul termen reprezintă *convergența fluxului de impuls*. Fluxul este un tensor, deoarece câmpul fiecărei componente a impulsului poate fi deformat sau deplasat prin vitezele care au la rândul lor trei componente.

Termenul flux de impuls are trei părți:

- Transportul impulsului  $\rho v_i$  prin vectorul viteză al continuumului.
- Presiunea  $p$  poate fi interpretată ca un transport de impuls molecular prin vitezele moleculare întâmplătoare. Cum mișcarea moleculară este izotropă, fără direcții preferențiale, această contribuție trebuie să fie invariantă la orice rotație a sistemului de coordonate. De aceea transportul de impuls se reprezintă printr-un scalar multiplicat prin tensorul unitate  $\delta_{ij}$ .
- Fluxul impulsului în ansamblu care este produs de mișcările moleculare întâmplătoare. Aceste mișcări tind să egaleze toți gradientii și toate diferențele dintre vitezele continuumului.

Ca să exprimăm forța totală de vâscozitate  $F_i$  (termenul al doilea din (3.13)), vom folosi *ipoteza vâscozității*, adică: un fluid perfect nu prezintă rezistență față de acțiunea deformației, în timp ce într-un fluid vâscos apar tensiuni care tind să limiteze distorsiunile. O legătură simplă între tensiune și deformare o oferă ipoteza de vâscozitate, conform căreia tensiunea este proporțională cu vectorul de deformare  $\vec{d}$ :

$$\vec{d} \equiv (\vec{r} \cdot \nabla) \cdot \vec{V} - \frac{1}{2}(\nabla \times \vec{V}) \times \vec{r} \quad (3.16)$$

$\vec{r}$  este versorul normalei exterioare la un element infinitesimal care se mișcă local, cu fluidul.

Forța de vâscozitate care produce distorsionarea unui element de arie  $dS$ , în vecinătatea unui punct, va fi de forma:

$$2\eta \vec{d} \cdot dS$$

unde  $\eta$  este coeficientul de vâscozitate dinamică. În esență coeficientul de vâscozitate este o măsură a rezistenței frecării interne față de tendința de deformare a fluidului.

Pentru aer la presiune normală și  $t = 20^\circ\text{C}$ ,  $\eta = ,81 \cdot 10^{-5}$  daP, iar pentru apă este de 60 de ori mai mare.

Ca urmare, forța totală a vâscozității, care acționează asupra volumului elementar de fluid,  $d^3x$  se scrie:

$$\int_{V(x_i)} \rho F d^3x$$

În ipoteza unui coeficient de vâscozitate constant, aplicăm teorema lui Gauss relației:

$$\rho F = \lim_{d^3x \rightarrow 0} \frac{1}{\rho v_s} \int 2\eta \vec{d} dS = \lim_{d^3x \rightarrow 0} \int [2\eta(\vec{r} \cdot \nabla)\vec{r} + \eta(\vec{r} \times \zeta)] dS$$

$$\int_{V(x_i)} \rho F d^3x = \int_S \rho \nabla \vec{F} dS$$

$$\text{Deci } \vec{F} = \eta(2\nabla^2 \vec{r} + \nabla \times \zeta).$$

Prin identificare cu termenul al doilea din ecuația (3.13) rezultă că:

$$\sigma_{ij} = 2\eta(\vec{r} \cdot \nabla)\vec{r} = 2\rho v_s \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.18)$$

Pentru mișcările atmosferice la scară mare, coeficientul de vâscozitate se presupune că *parametrizează* transportul cantității de mișcare al perturbațiilor aleatoare la scară mică. Această parametrizare a interacției mișcărilor la micro și macroscară este realizată prin creșterea considerabilă a mărimii lui  $\eta$ , față de valoarea sa moleculară. Aceasta se face pentru a obține o mai mare eficiență în netezirea gradientilor impulsului la scară mare.

Totuși nu este corect să ne bazăm numai pe vâscozitatea moleculară ca singur agent de disipare a impulsului; prin folosirea unei vâscozități "turbulente", mai mare, se obțin rezultate mult mai acceptabile. În cazurile în care calitativ, analogia empirică cu vâscozitatea moleculară pare corectă, este totuși dificil să se precizeze valorile numerice ale vâscozității turbulente.

Întrucât în atmosferă, frecarea pare să acționeze mai ales pentru a transfera impulsul orizontal în impuls pe verticală, se acceptă expresia:

$$\vec{F} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (3.19)$$



cu  $\vec{\tau}$  vector direcționat orizontal, reprezentând forța exercitată de deasupra unui nivel dat, asupra aerului de sub acest nivel. El este deseori exprimat ca "forfecarea" verticală a vântului, ponderată prin coeficientul de vâscozitate turbulentă:

$$\vec{\tau} = \eta \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \quad (3.20)$$

În general  $\eta$  depinde de intensitatea turbulentă, dar într-o atmosferă idealizată este tratat ca o constantă. În acest caz:

$$F = \nu \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2} \quad (3.21)$$

Valoarea caracteristică a vâscozității turbulente este  $\nu = \frac{\eta}{\rho} = 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ , adică de 1 milion de ori mai mare decât coeficientul de vâscozitate pentru moleculele de aer.

Aerul și apa de mare, în condiții naturale se comportă ca fluide nevâscoase, în măsura în care efectele vâscoase nu sunt de interes.

Astfel, într-o bună aproximație se poate scrie:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} = \rho \nu \left\{ \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right) \right\} = \rho \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} \quad (3.22)$$

Se demonstrează, de asemenea că tensorul  $\sigma_{ij}$  este simetric, adică  $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$  (vezi anexa 1).

Ca urmare se desprind două concluzii importante din cele precizate anterior:

- vectorul viteză și tensorul impuls trebuie să fie perpendiculari pe interfața celor două fluide nemiscibile cum sunt aerul și apa;
- la suprafața liberă, componentele lor normale trebuie să fie zero.

Aceste două cerințe sunt cunoscute drept *condiții de limită cinematice și dinamice*.

Dacă  $L$  reprezintă caracteristica de scală a unei mișcări particulare și  $U$  viteza sa caracteristică, contribuția la fluxul impulsului a vitezelor continuumului ar fi de ordinul  $\rho U^2$ , în timp ce contribuția vitezelor moleculare va fi  $\frac{\rho \nu U}{L}$ .

Raportul acestor doi termeni este numărul *Reynolds*:

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad 3,23$$

Numărul Reynolds se interpretează ca raportul dintre forțele inerțiale și forțele de frecare.

O valoare mare a numărului  $Re$  ( $Re \gg 1$ ) semnifică efecte vâscoase neglijabile în raport cu accelerația inerțială. Regimul curgerii va fi în acest caz ca

cel al unui fluid nevâcos, indiferent de vâscozitate. Aceasta nu înseamnă că vâscozitatea nu este importantă ca un (ultim) agent al disipării energiei cinetice. Vâscozitatea este importantă în regiuni unde scările de lungimi și viteze sunt suficient de mici, ca numărul  $Re$  local să fie mai mic ca unitatea ( $Re \ll 1$ ).

Ecuția de mișcare (clasică), Navier Stokes se poate obține din ecuația (3.15), dacă folosim ecuația de continuitate (3.2) pentru eliminarea diferențelor densității:

$$\frac{dv_i}{dt} + 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j v_k = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} \quad (3.24)$$

Dacă folosim relația:  $\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla v^2 + \vec{\zeta} \times \vec{v}$  sau scrisă:

$$\left\{ \begin{aligned} v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{2} v_j^2 \right) + \varepsilon_{ijk} \zeta_j v_k \\ (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= \nabla \left( \frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{2} \right) + (\vec{K} \times \vec{V}) \text{ cu } \vec{\zeta} = \vec{K} \cdot (\nabla \times \vec{V}) \end{aligned} \right. \quad (3.25)$$

ecuația (3.24) va avea o formă ușor diferită:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{2} v_j^2 + \frac{p}{\rho} + \Phi \right) + \varepsilon_{ijk} (\zeta_j + 2\Omega_j) v_k - \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} = 0 \quad (3.26)$$

În ecuația (3.25) termenul al doilea din dreapta reprezintă o accelerație perpendiculară pe vectorii viteză și vorticitate. Primul termen din dreapta reprezintă gradientul energiei cinetice pe unitatea de masă.

În ecuația (3.26) termenul  $(\vec{\zeta} + 2\vec{\Omega})$  numit "vorticitatea absolută", măsoară rotorul într-un sistem de coordonate care se rotește cu pământul în jurul axei sale.

• Într-o mișcare *irotațională*, cei doi termeni finali din ecuația (3.26) dispar. În acest caz, ecuația (3.26) poate fi integrată, după introducerea vitezei potențiale definite prin:

$$v_i = \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \quad (3.27)$$

Rezultatul acestei integrări este cunoscut ca ecuația Bernoulli:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} v_j^2 + \frac{p}{\rho} + \phi = \text{ct.} \quad (3.28)$$

• Dacă mișcarea este *staționară*  $\left( \frac{\partial}{\partial t} = 0 \right)$ , se poate obține o expresie analoagă prin integrarea ecuației (3.26) de-a lungul unei linii de curent. Al treilea termen al ecuației (3.26), fiind normal la viteză, și care urmare normal la linia de curent, nu poate contribui la integrare.

$$\frac{1}{2} \rho v_j^2 + p \quad (3.29)$$

este numit *presiune totală*. Acest termen sumă a componentelor statice și dinamice, reprezintă presiunea care ar trebui măsurată printr-un traductor într-un punct al liniei de curent.

•Efectele de rotație ale pământului și gravitația tind să introducă o direcționare preferențială în toate sistemele mișcării atmosferice cu excepția acelor de scară foarte mică. În acest caz, este mai convenabil să se înlocuiască reprezentarea tensorială prin cea vectorială într-un sistem de coordonate  $(x, y, z)$ . Dacă  $j$  reprezintă latitudinea geografică, componentele vectorului de rotație  $2\Omega_j$ ; ( $f_c = 2\Omega \cos \varphi$ ,  $f = 2\Omega \sin \varphi$ ) sunt zero în acest sistem.

În noul sistem de coordonate ecuația (3.24) descrie:

$$\begin{cases} \rho \left\{ \frac{d}{dt} - v \left( \nabla^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right\} \vec{V} + \rho f \vec{K} \times \vec{V} = -\nabla p \\ \rho \left\{ \frac{d}{dt} - v \left( \nabla^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right\} w - \rho f_c \vec{i} \cdot \vec{V} = \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \end{cases} \quad (3.30)$$

Contribuția vitezei verticale la forța Coriolis a fost neglijată în ecuația (3.30).

În cele ce urmează vom rescrie ecuația (3.30) sub o formă avantajoasă studiului la interfața ocean-atmosferă.

Pentru aceasta vom ține seama că în mod obișnuit, distribuția densității poate fi scrisă sub forma:

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0 + \rho'_e(z) + \rho'(\vec{x}, z, t) \quad (3.31)$$

unde  $\rho_0$  este densitatea totală mediată și  $[\rho_0 + \rho'_e(t)]$  reprezintă distribuția densității care ar putea exista într-un fluid stratificat stabil prin considerarea tuturor suprafețelor de densitate egală, fără nici un schimb de masă între ele. Mărimea  $(\rho_0 + \rho'_e)$  nu trebuie să fie confundată cu densitatea mediată pe orizontală,  $\langle \rho \rangle$ , deși uneori ele pot fi egale.

Pentru că  $\frac{\rho'_e + \rho'}{\rho_0} \ll 1$ , (în stratul limită atmosferic sau oriunde în ocean, anomalia densității relative este de ordinul  $10^{-3}$ ), atunci este valabilă aproximația:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g = -\frac{1}{\rho_0 + \rho'_e + \rho'} \frac{\partial}{\partial z} (p_0 + p') - g = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\rho'}{\rho_0} g$$

sau altfel scris:  $\nabla p = \nabla p'$ .

Cu ajutorul ecuației (3.32), în care termenul  $\frac{\rho'}{\rho_0} g \equiv g'$  se numește "gravitate redusă" se poate rescrie sistemul de ecuații (3.30) în cunoscuta aproximație Boussinesq, foarte utilă în cazul sistemului ocean-atmosferă la interfață. Ca urmare ecuația de mișcare pe verticală (3.30), în aproximația Boussinesq se scrie:

$$\left[ \frac{d}{dt} - v \left( \nabla^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] w - f_c u = - \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + g' \right) \quad (3.33)$$

Partea dreaptă a ecuației (3.33) reprezintă portanța neechilibrată.

Pentru ecuația de mișcare pe orizontală, vom introduce viteza fictivă  $\vec{V}_g$  rezultat al echilibrului dintre forța Coriolis și forța de gradient baric:

$$\nabla p + \rho f \vec{K} \times \vec{V}_g = 0 \quad (3.34)$$

Ca urmare, scăzând ecuația (3.34) din ecuația mișcării pe orizontală (3.30) și împărțind prin  $\rho$ , vom obține:

$$\left\{ \frac{d}{dt} - v \left( \nabla^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right\} \vec{V} = -f \vec{K} \times (\vec{V} - \vec{V}_g) \quad (3.35)$$

Prin analogie cu (3.33), partea dreaptă a ecuației (3.35) poate fi interpretată ca o forță Coriolis neechilibrată.

Când  $\left| \frac{\vec{V} - \vec{V}_g}{\vec{V}_g} \right| \ll 1$ , fluidul este în echilibru cvasigeostrof.  $\vec{V}_g$  este viteza geostrofică.

În cazul special al unui fluid de adâncime limitată care se mișcă cu o viteză verticală uniformă, exprimăm ecuația de mișcare pe orizontală (3.30), folosind ecuația (3.26); sub forma:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\zeta + f) \vec{k} \times \right\} \vec{V} = -\nabla \left( \frac{1}{2} \vec{V}^2 + \frac{p}{\rho} \right) + v \nabla^2 \vec{V} \quad (3.36)$$

Din ecuația (3.36) se poate obține ecuația vorticității, fie scriind ecuația pe componente și derivând ecuațiile mixte adică cea pe direcția  $x$  în raport cu  $y$  cea de pe direcția  $y$  în raport cu  $x$ , fie vectorial, aplicând ecuației (3.36) operatorul  $\vec{K} \times \nabla()$  și ținând seama de identitatea vectorială (3.25):

$$\frac{\partial}{\partial t} \zeta + \vec{V} \cdot \nabla (\zeta + f) + (\zeta + f) \nabla \cdot \vec{V} = v \nabla^2 \zeta \quad (3.37)$$

Dacă înlocuim  $\nabla \bar{V}$  din ecuația (3.6)  $\left( \nabla \bar{V} + \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = 0 \right)$  și considerăm că

$\frac{\partial f}{\partial t} = 0$ , ecuația (3.37) devine:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\zeta + f) - \frac{\zeta + f}{D} \cdot \frac{dD}{dt} = D \frac{d}{dt} \left( \frac{\zeta + f}{D} \right) = v \nabla^2 \zeta \quad (3.38)$$

Ecuația (3.38) arată că în absența unei mișcări verticale de forfecare, raportul vorticității absolute ( $\zeta + f$ ) la adâncimea  $D$  a unei coloane individuale de fluid rămâne constantă, în afară de cazul când vorticitatea este difuzată lateral din coloană. *Ecuația vorticității în această formă este folosită frecvent mai ales de oceanografi.*

Termenii din partea stângă a ecuației (3.30) nu sunt de același ordin de mărime. Care dintre ei domină sau care pot fi neglijăți, depinde de scara la care se lucrează. Analiza scalară permite deci alegerea termenilor.

### 3.4. Conservarea energiei

Vântul și curenții oceanici au viteze mici în comparație cu viteza sunetului. Energia cinetică corespunzătoare acestor viteze este prea mică pentru ca presiunea dinamică să poată determina variații semnificative ale densității. Aceasta permite o tratare separată a celor două forme de energie: *mechanică* și *termică* atât în meteorologie cât și în oceanografie.

Conversia energiei dintr-o formă într-alta se obține mecanic în principal, la o scară relativ mare prin lucrul mecanic al presiunii în timpul destinderii termice și la o scară foarte mică prin dispararea energiei cinetice prin vâscozitate.

#### 3.4.1. Ecuația energiei mecanice

*Ecuația energiei mecanice*, care leagă variația locală a energiei cinetice totale pentru unitatea de volum, de convergența oricărui flux de energie cinetică plus dispararea și lucrul mecanic al forțelor de presiune și al forțelor externe, poate fi obținut în mod analitic prin multiplicarea scalară a ecuației (3.26) cu vectorul impuls  $\rho \mathbf{v}_i$ . Produsul scalar elimină vorticitatea și accelerația Coriolis care este un vector perpendicular pe viteză.

Deci după un calcul simplu se obține (anexa 1):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v_i^2 \right) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ v_i \left( \frac{1}{2} \rho v_j^2 + p \right) - v_j \sigma_{ij} \right\} - \varepsilon + p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} - \rho v_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \quad (3.39)$$

După cum se observă, vectorul flux al energiei cinetice dintre acolade are două părți:

-prima parte reprezintă fluxul de energiei produs de *presiunea totală* (dinamică plus statică);

-a doua reprezintă *fluxul molecular* al energiei cinetice totale. Adică, vâscozitatea transferă impuls, și orice impuls este întotdeauna asociat cu energia cinetică. Acest flux de energie vâscoasă este relativ redus și poate fi neglijat în studiile de interacție aer-mare. Viteza de disipare a energiei pentru unitatea de masă, prin vâscozitate se obține din (vezi anexa 1):

$$\sigma_{ij} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} = \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \rho \nu \left( \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right)^2 = \rho \varepsilon$$

Următorii termeni din ecuația (3.39) reprezintă lucrul mecanic:

a) în timpul destinderii:  $p \frac{\partial v_i}{\partial x_i}$  și

b) datorită gravitației, în timpul deplasării verticale:  $\rho v_i \frac{\partial p}{\partial x_i} \equiv p w g$ .

### 3.4.2. Ecuația energiei termice

*Ecuația energiei termice* la echilibru se poate deduce, pornind de la principiul I al termodinamicii.

Energia totală a unui element de fluid de volum dat este:  $\left( \frac{V^2}{2} + e \right)$  cu

$e = c_v T$ , energia internă.

Considerând elementul de volum Lagrangean, se deduce că:

$$\rho \frac{de}{dt} = -p \nabla \vec{V} + \rho \dot{q}$$

și folosind ecuația de continuitate  $\frac{1}{\rho} \nabla \vec{V} = \frac{d\alpha}{dt}$ , se obține:

$$c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{d\alpha}{dt} = \dot{q}$$

cu  $p\alpha = RT$ , ecuația termică de stare.

Ca urmare, se obține ecuația termodinamică:

$$c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} = \dot{q} \quad (3.40)$$

unde  $\dot{q}$  reprezintă termenul sursă și este format din doi termeni: unul care reprezintă efectele diabatice pure - radiația, convecția și variația de căldură asociată transformărilor de fază și altul care reprezintă încălzirea produsă prin frecarea care este dependentă de forța de vâscozitate.

Dacă vom considera sistemul în absența frecărilor, atunci, explicitând  $\dot{q}$ , se obține:

$$Tds = c_p dT - \frac{1}{\rho} dp - \sum_n \mu_n dq_n \quad (3.41)$$

unde  $s$  este entropia specifică,  $c_p$  - călcura specifică la presiune constantă și  $\mu_n$  potențialul chimic.  $\mu_n$  reprezintă energia necesară introducerii unei cantități de masă dintr-o substanță nouă în sistem.

Entropia aerului sau a apei poate fi modificată numai prin *transport molecular* și *prin radiație*. Dacă se consideră transformările adiabatice ( $s = \text{const.}$ ) și dacă compoziția rămâne neschimbată ( $dq_n = 0$ ), primul principiu al termodinamicii se simplifică:

$$\rho c_p dT = dp = c_s^2 dp \quad (3.42)$$

unde  $c_s$  este viteza sunetului. Așadar, din  $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = -\frac{w}{D_s}$  și  $g' \equiv \frac{\rho'}{\rho_0} g$  se deduce

că într-un fluid stratificat, un element deplasat adiabatic va implica o variație a portanței dată de:

$$\frac{dg'}{dt} = \frac{g}{\rho_0} \frac{d}{dt} (\rho - \rho'_e) = \left\{ \left( \frac{g}{c_s} \right)^2 \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho'_e}{\partial z} \right\} w = N^2 w \quad (3.43)$$

$N^2$  - frecvența Brunt-Väisälä, este frecvența cu care un element de fluid ar oscila în jurul poziției sale de echilibru, într-un fluid nevâscos și în care densitatea scade liniar cu înălțimea  $\left( \frac{d\rho}{dz} < 0 \right)$ .

Termenul  $\left( \frac{g}{c_s} \right)^2 \frac{\rho}{\rho_0}$  reprezintă compresibilitatea, care este neglijabilă atât în

oceanee cât și în stratul limită atmosferic. Ca urmare, se justifică foarte bine, aproximația

$$N^2 \cong -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \quad (3.43)$$

În cele ce urmează vom considera cazul în care transformările au loc la presiune constantă. Ecuația termodinamică a energiei (3.40) se va scrie:

$$c_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dt} = \dot{q} + \dot{q}_f \quad (3.44)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla(p\vec{V}) = 0 + p \frac{\partial v_i}{\partial x_i}$$

$$\dot{q} = \alpha \nabla \cdot (-R + k \nabla T) + \dot{q}_{trans. defecă} = \alpha \nabla \cdot (-R + k \nabla T) + \sum_n \mu_n \frac{dp_n}{dt}$$

$\dot{q}_f$  se deduce ținând seama de tensorul tensiunilor  $\dot{q}_f = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \sigma_{ij}$ . S-a utilizat un

postulat conform căruia, cu excepția efectelor de frontieră, orice pierdere în energia cinetică ca urmare a efectelor de frecare este compensată *exact* de un câștig în energia internă. Astfel, trebuie să avem întotdeauna  $\dot{q}_f > 0$ . Notând că  $\sigma_{ij}$  este un tensor simetric, ecuația termodinamică a ecuației (3.44) devine:

$$c_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( -R + k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \sum_n \mu_n \frac{dq_n}{dt} + \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{1}{2} v_j^2 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i)$$

sau

$$c_p \frac{dT}{dt} = \overbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho c_p k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)}^A + \overbrace{\sum_n \mu_n \frac{dp_n}{dt}}^B + \epsilon - \frac{1}{\rho} \frac{\partial R_i}{\partial x_i} + p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \quad (3.45)$$

Așadar, partea dreaptă a ecuației (3.45) reprezintă încălzirea neadiabatică produsă prin:

- convergența unui flux molecular de căldură sensibilă (A);
- disiparea prin frecare ( $\epsilon$ );
- transformările de fază (B);

- convergența unui flux net de radiație  $\left( -\frac{1}{\rho} \frac{\partial R_i}{\partial x_i} \right)$ .

Conductivitatea termică,  $k$  are dimensiunea  $L^2 T^{-1}$  ca și vâscozitatea cinematică  $\nu$  sau difuzivitatea.

Într-un fluid incompresibil pentru care nu există radiație și schimbări de fază, ecuația (3.45) se reduce la ecuația clasică a transportului de energie (difuzia energiei).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} \quad (3.45)$$

Dacă fluidul nu este în mișcare, din ecuația (3.45) dispare termenul  $p \frac{\partial v_i}{\partial x_i}$ .

Raportul fluxului de căldură produs prin vitezele continuumului la cel produs prin inducție moleculară se estimează prin *numărul Peclet*  $P_e$ :

$$P_e \equiv \frac{UL}{k} \quad (3.46)$$



30°C; la apă, la presiunea atmosferică normală, variază pentru același domeniu al temperaturii de la 0,0013 la 0,0015 cm<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>.

Cele mai mici viteze observabile sunt de ordinul 1 cm s<sup>-1</sup>. Așadar, cu excepția fenomenelor de scară extrem de mică, numărul Peclet în natură, este întotdeauna mare. Dacă compoziția unui sistem variază în spațiu și timp, fluxul molecular al căldurii sensibile nu poate fi precizat riguros numai prin gradientul temperaturii, pentru că el depinde slab, de gradientul concentrației. Din același motiv, dependența slabă a fluxului de difuzie de gradientul de temperatură, ecuația (3.9) nu mai este valabilă.

Această cuplare a fenomenelor moleculare joacă un rol important în teoria proceselor ireversibile; în cazul interacției aer-mare, în stratul subțire al interfeței, unde diferența de temperatură dintre mare și aer este mare.

## CAPITOLUL 4

### ACȚIUNEA VÂNTULUI ASUPRA MĂRII

Atmosfera și oceanul sunt intim cuplate și reciproc interactive. Totuși, transferul energetic între cele două medii este predominant unidirecțional, prin faptul că energia cinetică este transferată semnificativ numai de la aer la mare, iar fluxul de vapori de apă și căldură sunt în cea mai mare parte direcționate de la mare la aer. Înainte de a cerceta comportarea vântului în detalii la suprafața mării, vom prezenta câteva informații legate de suprafața mării în relație cu vântul.

Perturbațiile mai mult sau mai puțin periodice ale suprafeței mării, inițiate de cauze atmosferice, seismice și astronomice, determină și cuprind perioade de la  $10^{-2}$  s la  $10^5$  sec (Munk 1951). Energia este concentrată în undele gravitaționale obișnuite (perioada 1-30 sec) și în marea (perioada 12-24 ore). Tabelul 4.1 și Fig. 4.1 prezintă un posibil aranjament care este analog cu benzile spectrului electromagnetic.

Tabel 4.1. O clasificare a undelor oceanice de suprafață prin perioadă sau frecvență

Numele undeii	Perioada(sec)		Banda de frecvență(cps)	
Capilaritate	0	$1 \times 10^{-1}$	$\infty$	$1 \times 10^1$
Ultragravitatie	$1 \times 10^{-1}$	$1 \times 10^0$	$1 \times 10^1$	$1 \times 10^0$
Gravitatie	$1 \times 10^0$	$3 \times 10^1$	$1 \times 10^0$	$3,33 \times 10^{-2}$
Infragravitatie	$3 \times 10^1$	$3 \times 10^{2*}$	$3,33 \times 10^{-2}$	$3,33 \times 10^{-3}$
Perioada lungă	$3 \times 10^2$	$8,64 \times 10^{3**}$	$3,33 \times 10^{-3}$	$1,16 \times 10^{-5}$
Telurice	$8,64 \times 10^4$	$\infty$	$1,16 \times 10^{-5}$	0

\* 5 minute; \*\* = 24 h

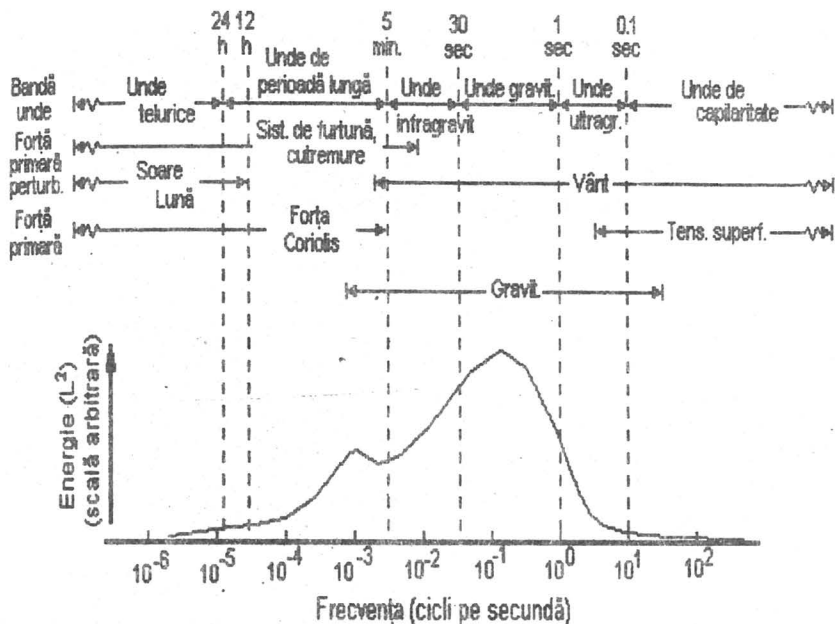


Fig. 4.1. Reprezentarea schematică a energiei conținute în undele de suprafață ale oceanului (după Kinsman, 1965)

Curba care reprezintă valorile energiei conținută în undele e suprafață ale oceanului nu este rezultatul unor măsurători ci o apreciere după spectrul puterilor (Kinsman, 1965). Figura sugerează că domeniul undelor gravitaționale dirijate de vânt conține mai multă energie decât oricare altă bandă.

Cele mai interesante pentru marinari și cercetătorii de coastă sunt undele gravitaționale dirijate de vânt - "valurile mării"

#### 4.1. Undele generate de vânt

Din impulsul transferat de la aer la mare, numai o parte cantitativ redusă este utilizată în mod direct în crearea curenților marini; cea mai mare parte creează undele gravitaționale de suprafață (Stewart, 1974). Cât din impuls este implicat în generare a undelor este greu de stabilit direct, datorită mișcărilor care fluctuează rapid în stratul limită. Cele mai multe probleme legate de interpretarea observațiilor instrumentale și operaționale inerente în cercetările empirice din stratul limită sunt deschise în ceea ce privește estimarea fluxului impulsului aer-

mare cedat pentru generarea undelor de suprafață. Mecanismul prin care impulsul este transferat de la vânt sau unde la curenți este aproape necunoscut.

#### 4.1.1. Clasificarea undelor generate de vânt

Valurile formate de vânt pot fi clasificate în trei tipuri:

- mare de vânt;
- hulă marină;
- brizanți.

Valurile formate și menținute de vânt se numesc *mare de vânt*, în timp ce, cele care scapă de influența vântului care le-a generat se numesc *hulă*. Marea de vânt în mod obișnuit este de perioadă mai scurtă (frecvență mai ridicată) decât hula marină. Al treilea tip de val generat de vânt este reprezentat de valuri de *resacă* sau *brizante*, care apar în apropierea țărmului când viteza valului scade. Terminologia folosită în descrierea unui val este simplă și în Fig. 4.2 am reprezentat un val ideal.

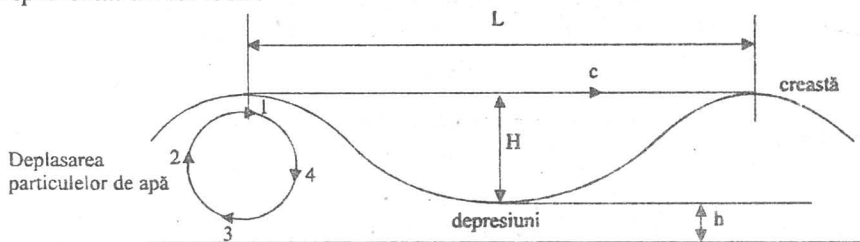


Fig. 4.2. Schița caracteristicilor importante ale valurilor și a deplasării particulelor de apă.

În această reprezentare simplificată,  $L$  = lungimea valului (lungimea de undă);  $T$  - perioada valului = intervalul de timp măsurat în secunde în care cele două creste succesive de val trec prin dreptul unui punct fix;  $H$  - înălțimea măsurată pe verticală, dintre creastă și depresiune;  $c$  - viteza valului;  $c = L/T$ .

În apa adâncă avansează numai forma valului, apa însăși deplasându-se înainte foarte puțin. Desigur că toată lumea a observat o mișcare ritmică de coborâre și ridicare a unui mic obiect sau a bărcii la trecerea valului. Forma valului se transmite pe orizontală, de-a lungul suprafeței apei, dar obiectul sau barca n-au mișcare pe orizontală. Prin urmare, când se discută deplasarea valului, trebuie să se facă distincție între propagarea formei valului și deplasarea particulelor de apă. Adică se deplasează energia nu și materia.

Când valurile se formează în apa adâncă, particulele de apă de la suprafață descriu o traiectorie orbitală, de forma unei elipse verticale a cărei axă mare corespunde cu înălțimea valului. Deoarece participă simultan numeroase particule de apă, care în același moment ocupă diferite poziții pe traiectoria lor,

se va forma un val alungit ce pare că avansează din cauză că mișcarea orbitală continuă.

Înălțimea și perioada valurilor generate de vânt depind de trei factori:

-1° viteze vântului;

-2° durata sau timpul de acțiune a vântului;

-3° priza sau întinderea zonei marine asupra căreia acționează masele de aer în mișcare.

Efectul absolut al acestor factori nu este suficient lămurit dar există relații între aceste mărimi, relații cunoscute și utile. Cea mai obișnuită caracteristică a undelor gravitaționale este neregularitatea lor, care este foarte pronunțată la marea de vânt, dar mai puțin pronunțată la hulă. Când valurile "mare de vânt" părăsesc aria unde au fost generate și unde se aflau sub influența imediată a vântului, valurile cu perioadă mai lungă și viteze mai mari depășesc valurile mai mici și mai lente. Astfel, valurile vor fi mai uniforme, cele cu dimensiuni similare având tendința de a se deplasa paralel, datorită vitezelor lor asemănătoare. Acestea sunt valurile de "hulă". Deplasându-se din ce în ce mai mult de regiunea generatoare, valurile de hulă cresc ca lungime și perioadă, dar pierd ca înălțime. Un anumit tip de val poate să traverseze un întreg ocean. W. Munk și colaboratorii de la Institutul Oceanografic Scripps au observat valuri generate în largul țărmului Noii Zeelande care au traversat Pacificul, spărgându-se pe coasta Alaskăi.

## 4.2. Apariția și propagarea undelor de suprafață

Undele în fluide rezultă din acțiunea forțelor asupra particulelor de fluid care s-au deplasat din poziția lor de echilibru. Forțele pot fi de mai multe feluri: de compresibilitate, gravitație, rotație sau electromagnetice. Undele de gravitație se propagă orizontal și pot exista numai dacă fluidul are o suprafață liberă și o discontinuitate internă în densitate.

Aceste unde se caracterizează prin mișcarea particulelor de fluid în plan vertical (vezi Fig. 4.2), perpendicular pe direcția de deplasare a undei (forța acționează în plan vertical). Se mai numesc și unde transversale. Mecanismul de propagare al undelor de gravitație este mai ușor de înțeles prin considerarea unei perturbații la suprafața liberă a unui fluid incompresibil, ca apa.

Presupunem ca în Fig. 4.3 că există o depresiune la suprafața liberă, centrată în origine ( $x = 0$ ) la momentul  $t = t_0$ .

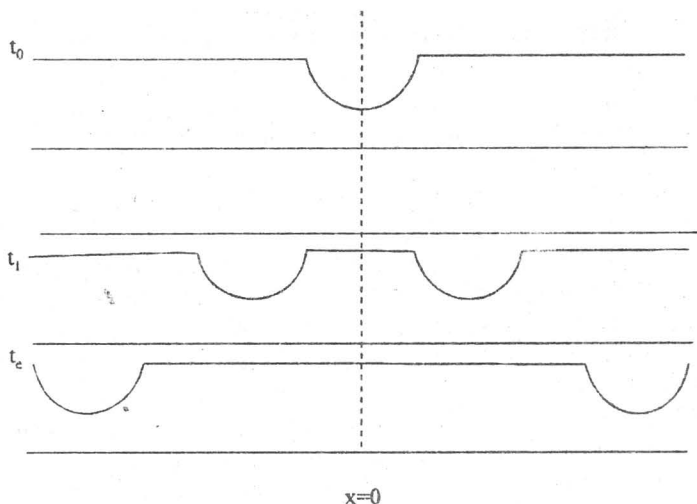


Fig. 4.3. Propagarea unei gravitaționale de suprafață printr-o depresiune de la momentul  $t = t_0$ .

Astfel, la momentul  $t = t_1$ , vor fi depresiuni de ambele părți ale perturbației inițiale. Încă o dată, gradientii orizontali de presiune, neechilibrați vor determina accelerații în depresiuni și rezultatul va fi propagarea perturbației în afară, datorită convergenței orizontale care alternează cu divergența în coloanele individuale de fluid.

#### 4.2.1. Teoria generală a undelor în fluide

Undele armonice tind să fie generate în fluide perturbate ori de câte ori interacțiunile nelineare și efectele nelineare sunt mici.

Ținând seama de aproximația Boussinesq și nesemnificația componentelor verticale ale forței Coriolis, ecuațiile de mișcare se vor scrie:

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{f} \vec{k} \times \right) \vec{V} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p' = \vec{F} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + g' = F_z \end{cases}$$

Mărimile  $\vec{F}$ ,  $F_z$  sunt termenii forță care în acest context reprezintă nu numai gradientii de presiune și vâscozitate impuse din exterior, dar și interacțiunile nelineare care includ forțele de presiune Reynolds. Diferențierea ultimei ecuații și

eliminarea lui  $\frac{\partial g'}{\partial t}$  cu ajutorul ecuației (3.32):  $\frac{dg'}{dt} = N^2 w$ , determină:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2\right)w + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial t} = \frac{\partial F_z}{\partial t} - F_T$$

unde  $F_T$  reprezintă produsul vitezelor orizontale și gradientii  $\frac{p'}{\rho}$ , precum și orice efecte neadiabactice care n-au fost considerate în ecuația (3.33).  
Sistemul ecuațiilor de bază se scrie:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - fv + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p'}{\rho_0}\right) &= F_x \\ fu + \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{p'}{\rho_0}\right) &= F_y \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2\right)w + \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p'}{\rho_0}\right)\right] &= \frac{\partial F_z}{\partial t} - F_T\end{aligned}\quad (4.1)$$

În cele mai multe cazuri, soluția generală a ecuației (4.1) poate fi exprimată printr-o sumă de termeni de forma:

$$\begin{aligned}[u; v; p'] &= \left[ U_n^*(\vec{x}, t); V_n^*(\vec{x}, t); P_n^*(\vec{x}, t) \right] \frac{1}{n} \frac{\partial}{\partial z} \chi_n(z) \cdot e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \\ w &= w_n^*(\vec{x}, t)\end{aligned}\quad (4.2)$$

$n$  = numărul de undă pe direcție verticală;

$\vec{k}$  = numărul de undă pe orizontală  $|\vec{k}|^2 = l^2 + m^2$

Sumarea se realizează peste toate valorile posibile ale lui  $n$ .  $\chi$  este adimensional. Soluția (4.2) are caracterul unei unde *armonice orizontale*, progresive, dacă variația relativă a amplitudinilor vitezei față de lungimea de undă sau o perioadă a undei este mică:

$$\nabla \ln(\vec{V}^*, W^*) \ll k \frac{\partial}{\partial t} \ln(\vec{V}^*, W^*) \ll \omega \quad (4.3)$$

Când soluțiile (4.2) sunt introduse în partea omogenă a setului de ecuații (4.1),

toți termenii din primele trei ecuații vor conține factorul  $\frac{\partial \chi}{\partial z}$  care se scoate în factor. În ultima ecuație dependența de  $z$  se elimină, considerând că  $\chi_n$  și  $n$  satisfac ecuația:

$$\frac{\partial^2 \chi_n}{\partial z^2} + n^2 \chi_n = 0 \quad (4.4)$$

Amplitudinile cu steluță din ecuația (4.2) sunt constante dacă funcțiile de forță sunt zero. Substituirea lor în partea omogenă a setului de ecuații (4.1) determină un set de ecuații algebrice lineare dacă  $N$  și  $f$  sunt constante.

O soluție netrivială a acestui set este posibilă numai dacă determinantul coeficienților este zero. Dacă notăm cu  $l$  și  $m$  numerele de undă pe direcțiile  $x$  și  $y$  ( $k^2 = l^2 + m^2$ ) se obține ecuația frecvenței:

$$\begin{vmatrix} -i\omega & -f & 0 & il \\ f & -i\omega & 0 & im \\ il & im & n & 0 \\ 0 & 0 & N^2 - \omega^2 & i\omega n \end{vmatrix} = -i\omega n^2 \left\{ \omega^2 - (N^2 - \omega^2) \left( \frac{k}{n} \right)^2 - f^2 \right\} = 0 \quad (4.5)$$

Ca urmare se obține că:

$$n^2 = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k^2 \quad (4.6)$$

Structura perturbației depinde de semnul lui  $n^2$ . La undele de la suprafața mării  $\frac{f}{\omega} \ll 1$ . Forța Coriolis este nerelevantă în acest caz, cel puțin într-o primă aproximație. Când  $f=0$ , după substituirea ecuației (4.6) în ecuația (4.4) se obține:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} - k^2 \left\{ 1 - \left( \frac{N}{\omega} \right)^2 \right\} \chi = 0 \quad (4.7)$$

Această ecuație este hiperbolică ori de câte ori  $\left( \frac{N}{\omega} \right)^2 < 1$ . În acest caz, amplitudinea perturbației variază exponențial de-a lungul verticalei.

O structură diferită se obține când  $\left( \frac{N}{\omega} \right)^2 > 1$ . Aceasta este tipică pentru perturbația dezvoltată relativ mult pe orizontală și ca urmare pentru un raport de aspect  $\left( \frac{D}{L} \right)^2 \sim kD \ll 1$ . În acest caz, presiunea este hidrostatică, ceea ce

înseamnă că  $\frac{\partial w}{\partial t}$  este neglijabilă în ecuația de mișcare pe verticală.

La fel,  $\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}$  în ecuația (4.1).



$$\text{Cu } \frac{f}{\omega} < 1 \text{ și } \left(\frac{N}{\omega}\right)^2 \gg 1,$$

$$n^2 = N^2 \frac{k^2}{\omega^2 - f^2} = \left(\frac{N}{c_s}\right)^2 \quad (4.8)$$

unde  $c_s$  are dimensiunea unei viteze.

Soluțiile ecuației (4.4) nu sunt trigonometrice. Perturbația este proporțională cu:

$$e^{i(\vec{k}\vec{x} + n\vec{z} - \omega t)} \quad (4.9)$$

care presupune o componentă care se propagă vertical.

Într-un fluid cu adâncime limitată  $D$ , mărginit de suprafețe plan orizontale, numărul de undă vertical trebuie să fie o valoare proprie care să facă  $w$  zero la margini.

$$n_s D = \frac{ND}{c_s} = s\pi \quad (s = 1, 2, 3, \dots) \quad (4.10)$$

" $s$ " reprezintă "modul" soluției și este un număr întreg. Dacă eliminăm  $n$  între ecuațiile (4.8) și (4.10) se stabilește o relație de dispersie între  $w$  și  $k$  pentru undele interne inerțiale, gravitaționale în fluide cu stratificare constantă. În cazul unei stratificări verticale variabile,  $N = N(z)$ , parametrul  $c_s$  - constant, satisface condiția de cuantificare:

$$Dn_s = s\bar{u} = \frac{1}{c_s} \int N(z) dz \quad (4.10)$$

așa cum a arătat de exemplu Hasselmann (1970). Integrala (4.10) se extinde peste tot domeniul fluidului.

## 4.2.2. Câmpul vitezelor undelor de amplitudine mică

Undele de suprafață furnizează cea mai obișnuită demonstrație a interacției aer-mare.

### a. Soluția generală a ecuațiilor lineare de mișcare

Dacă  $\vec{k}$  este vectorul număr de undă, cu valoare absolută  $k$ , abaterea  $\xi(\vec{x}, t)$  a suprafeței mării de la nivelul său mediu se poate reprezenta prin partea reală a seriei:

$$\xi(\vec{x}, t) = \sum_k \xi(\vec{x}, t) = \sum_k A_k e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \quad (4.11)$$

sau prin integrala Fourier corespunzătoare. În general, amplitudinile  $A_k$  nu sunt constante. Într-adevăr, când privim de sus suprafața mării, observăm apariția unor creste noi de unde în timp ce altele dispar. Lățimea acestor creste, rareori este mai mare decât de două sau trei ori distanța dintre creste. Aparenta tranziție a câmpului de unde sau se datorează numai interferenței trenurilor de unde de frecvențe și direcții diferite, dar și variațiilor fazelor și amplitudinilor undelor. Observațiile arată că mișcarea asociată cu deformarea suprafeței (ec.(4.11)) este aproape irotațională și că  $\left(\frac{f}{\omega}\right)^2 \ll 1$ .

Se va arăta mai jos că produsele componentelor vitezei sunt neglijabile într-o primă aproximație, cu condiția ca panta suprafeței,  $\nabla \xi$  să fie pretutindeni, mică. Ca urmare, mișcarea poate fi reprezentată prin soluțiile (4.2) ale setului de ecuații (4.1) cu condiția suplimentară (4.4). Când ne raportăm la undele de suprafață, densitatea în fiecare din cele două fluide se consideră constantă;  $N$  și  $g'$  au caracterul funcției delta care este zero peste tot cu excepția interfeței. Deci din ecuația (4.6) rezultă că  $n = ik$ . Ecuația (4.4) scrisă pentru cele două fluide, separate, este:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} - k^2 \chi = 0 \quad (4.12)$$

Ca urmare, putem scrie soluția (4.2) astfel:

$$\left. \begin{aligned} \vec{V} &= \vec{U}(z) + \nabla \frac{\partial \chi_n}{\partial t} \\ w &= \frac{\partial^2}{\partial z^2} \\ \frac{p'}{\rho_0} &= \frac{p'(t)}{\rho_0} - \frac{\partial}{\partial t \partial z} \end{aligned} \right\} = \left. \begin{aligned} \vec{U}(z) + \frac{\vec{k}}{k^2} \frac{\partial \chi}{\partial z} \\ \frac{\chi}{k^2} \frac{\partial \xi}{\partial t} \cong -i\chi \\ \frac{p'(t)}{\xi_0} + \frac{\omega}{k^2} \frac{\partial \chi}{\partial z} \end{aligned} \right\} \omega A e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (4.13)$$

Expresiile (4.13) satisfac sistemul (4.1) pentru  $f=0$ . Ultimele egalități aproximative devin exacte dacă  $A_k = \text{ct}$ . Deși în (4.13) am omis indicele  $k$  pentru prescurtare, se înțelege că ecuațiile precedente se aplică unei componente Fourier individuale. Vitezele sunt compuse din suma terenurilor de forma (4.13).

## b. Condițiile de limită

Viteza verticală perturbatorie trebuie să dispară la înălțime finită. Dacă se consideră baza mării plată, la o adâncime  $z = -D$ , viteza verticală trebuie să fie zero:

$$w \rightarrow 0 \quad z \rightarrow \infty$$

$$w = 0 \quad z = -D$$

La suprafața mării, vitezele normale în aer și în apă trebuie să fie egale cu viteza cu care se deplasează interfața. Dacă panta este mică, viteza normală poate fi aproximată prin viteza verticală. Atunci, pentru ambele medii vom avea:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} \approx w_{z=\xi} \approx w_{z=0}$$

Ecuția complementară (4.12) este exponențială. Integralele particulare care satisfac condițiile de limită în aer ( $z > 0$ ) și în apă ( $z < 0$ ) sunt date de:

$$\begin{aligned} (\chi_a)_k &= e^{-kz} \\ (\chi_w)_k &= \frac{shk(z+D)}{shkD} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Dacă introducem (4.14) în (4.13) se observă că vitezele perturbațiilor orizontale au semne opuse la cele două fețe ale interfeței ( $z = 0$ ). Discontinuitatea în viteză s-ar putea să apară numai într-o mișcare complet nevâscoasă. Considerarea vâscozității conduce obligatoriu la o corecție a vitezei.

Viteza verticală la interfață este continuă și proporțională cu:

$$\chi_w(\xi) = \chi_w(0) = \chi_a(0) = 1$$

## 4.2.3. Caracteristicile fizice ale undelor de suprafață

### a. Relația de dispersie

Din definiția vitezei potențiale  $\left( v_i = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right)$  într-o mișcare irotațională și din ecuația (4.13) se deduce că viteza perturbației este precizată prin gradientul vitezei potențiale:

$$\phi = \sum_k \phi_k = \sum_k \frac{1}{k^2} \left( \frac{\partial \chi}{\partial z} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)_k \quad (4.15)$$

Cu:  $\xi(\vec{x}, t)$  și  $\chi(\xi(t))$

Când ecuația (4.15) se introduce în integrala Bernoulli:  $\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} v_j^2 + \frac{p}{\rho} + \phi = ct$ , și rezultatul îl aplicăm unui element de fluid de apă imediat sub interfață se obține:

$$\left\{ \rho_w \sum_k \frac{1}{k^2} \left( \frac{\partial \chi_w}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \right)_k + P_w + g \rho_w z \right\}_{z=\xi} =$$

$$\cong \rho_w \sum \left\{ -\frac{1}{k} (\omega^2 \xi)_k \operatorname{cth} kD + g \xi_k \right\} + p_w(\xi) = p_w(0) \quad (4.16)$$

( $\xi$  - are direcția normalei de suprafață)

În aer, în același mod vom obține:

$$\rho_a \sum_k \left\{ \frac{1}{k} (\omega^2 \xi)_k + g \xi_k \right\} + p_a(\xi) = p_a(0) \quad (4.16')$$

Presiunea pe cele două fețe ale interfeței poate să varieze numai din cauza tensiunii superficiale  $\left( \Delta p = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \cong -\sigma \nabla^2 \xi \right)$

$$p_w(\xi) - p_a(\xi) = -\sigma \nabla^2 \xi = \sigma \sum_k k^2 \xi_k$$

$z = \xi(x, y)$  care se abate ușor de la  $z = 0$

Dacă scădem ecuația (4.16') din ecuația (4.16) obținem:

$$\sum_k \left\{ \frac{1}{k} (\rho_w \operatorname{cth} kD + \rho_a) \omega_k^2 - (\rho_w - \rho_a) g - \sigma k^2 \right\} \xi_k = 0 \quad (4.17)$$

Această relație este satisfăcută dacă  $\{ \}$  este zero, pentru fiecare componentă Fourier luată separat. Ca urmare, din condiția  $\rho_w \gg \rho_a$ , se obține:

$$\omega^2 = k \frac{(\rho_w - \rho_a) g + \sigma k^2}{\rho_w \operatorname{cth} kD + \rho_a} = kg \left( 1 + \frac{\sigma k^2}{\rho_w g} \right) \operatorname{th} kD = kg_* \operatorname{th} kD \quad (4.18)$$

Ecuația (4.18) este de bază pentru dispersia undelor de suprafață în apa de adâncime  $D$ . Simbolul

$$g_* = g \left( 1 + \frac{\sigma k^2}{\rho_w g} \right) \quad (4.19)$$

a fost introdus pentru abreviere. El reprezintă o accelerație asocială cu tendința atât a gravitației cât și a tensiunii superficiale de a restabili suprafața de echilibru plană și orizontală.

## b. Modificarea amplitudinii unde

Relația de dispersie (4.18) este exactă numai dacă amplitudinile  $A_k$  sunt constante. Dacă ele variază în timp, operatorul  $\frac{\partial}{\partial t}\xi = -i\omega\xi$  este înlocuit cu:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \left( \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} - i\omega \right) \xi = e^{i(\bar{k}\bar{x} - \omega t)} \left( \frac{\partial}{\partial t} - i\omega \right) A(t) \quad (4.20)$$

Folosim acest operator în ecuația (4.10) cu considerațiile din ecuațiile (4.17) și (4.19) și obținem:

$$\sum_k \frac{1}{k} e^{i(\bar{k}\bar{x} - \omega t)} \left\{ (cth kD) \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} - 2i\omega \frac{\partial}{\partial t} - \omega^2 \right) + kg_* \right\} \cdot A_k(t) = \frac{1}{\rho_w} \{ p_a(0) - p_a(\xi) \} \quad (4.21)$$

Forcingul unei unde lineare nevâscoase se vede că se datorește *diferenței de presiune* din partea dreaptă a ecuației (4.21). În teoria clasică a undelor s-a presupus că presiunea aerului la interfață  $p_a(\xi)$  a fost constantă și egală cu  $p(0)$ . Ca urmare, partea stângă a ecuației (4.21) trebuie să fie de asemenea zero și aceasta se poate numai dacă termenii din sumă sunt unul câte unul zero pentru toate valorile lui  $k$  și  $t$ . Termenul care conține  $\frac{\partial A}{\partial t}$  este în cuadratură cu toți ceilalți termeni. El are valoarea zero și trebuie să rămână zero pentru orice fază particulară. Înseamnă că  $\frac{\partial A}{\partial t} = 0$  pentru  $p(\xi) = p(0)$ .

Diferențialele de ordinul al II-lea,  $\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}$  sunt de asemenea identic zero. Aceasta înseamnă că amplitudinile unde trebuie să rămână constante, ca și când nu ar exista nici un forcing. Pentru restul capitoului vom considera presupunerea clasică:  $p(\xi) = p(0)$  ca fiind satisfăcută deși ne vom folosi și de ecuația completă (4.21).

## c. Raportul de aspect

Factorul  $th kD$  din ecuația (4.18) este egal cu raportul amplitudinii vitezei verticale la amplitudinea vitezei orizontale la interfață și poate, de aceea, să fie considerat ca o măsură a raportului de aspect. Pentru adâncimi mai mari decât jumătatea unei lungimi de undă  $kD > \pi$ , rezultă:  $1 - th kD < 0,004$ .

Ca urmare, pentru astfel de adâncimi:

$$\chi_w = \frac{chk(z+D)}{shkD} = e^{kz}$$

Relația de dispersie (4.18) devine foarte simplă:

$$\omega^2 = g_* k \quad (4.22)$$

Undele la care se aplică relația de dispersie (4.22) sunt numite *unde scurte* sau *de apă adâncă*. Toate undele generate de vânt la suprafața deschisă a mării intră în această categorie. În ariile de coastă la undele de suprafață (și pentru anumite unde interne), raportul de aspect poate deveni mic.

Când  $2kD < 1$ , aproximația  $\text{th } kD \approx kD$  implică o eroare mai mică decât 8%. Aceasta conduce la relația de dispersie:

$$\omega^2 = g_* k^2 D \quad (4.23)$$

Componentele unei caracterizate prin această relație sunt denumite *unde lungi* sau unde de suprafață ale apei. Deci se poate spune că undele lungi au raport de aspect mic și trebuie să satisfacă *aproximația echilibrului hidrostatic*. Perturbația presiunii statice asociată cu deformarea suprafeței este transmisă, în acest caz, fundului mării. Perturbația presiunii la fundul mării produsă de undele apelor adânci este zero.

Componentele unei caracterizate prin  $2\pi > 2kD > 1$  pot simți baza, dar ele transmit numai parțial perturbația presiunii statice.

#### d. Vitezele de fază și grup

Componenta vitezei de fază are aceeași direcție ca vectorul număr de undă

$\vec{k}$ . Intensitatea sa  $c = \frac{\omega}{k}$  în apă adâncă poate fi obținută din ecuația (4.22):

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{g_*}{\omega} = \left( \frac{g_*}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.24)$$

Pentru undele lungi, ( $kD < \pi$ ), accelerația  $g_*$  trebuie să fie multiplicată prin factorul  $\text{th } kD$ . Din definiția lui  $g_*$  din (4.19) s-a putut deduce că viteza de fază pentru apa adâncă are un minim,  $c_{\min}$ , când

$$k^2 = k_m^2 = \frac{\rho_w g}{\sigma}$$

Undele cu numere de undă fie mai mari, fie mai mici, trebuie să se miște mai repede decât acelea cu număr de undă minim  $k_m$ . Undele cele mai lente, undele de suprafață în apa adâncă sunt caracterizate prin:

$$c_{\min} = 23 \text{ cm s}^{-1}; k_{\min} = 3,7 \text{ cm}^{-1}; l_{\min} = 1,7 \text{ cm} \quad (4.25)$$

Tensiunea superficială devine neglijabilă ( $g_* \approx g$ ) pentru unde mai lungi decât 17 cm.

• Undele gravitaționale lungi în apa de suprafață ( $2kD < 1$ ) au o *viteză de fază*: (se vede din (4.23)):

$$c_0 = \sqrt{g_* D} \quad (4.26)$$

care este independentă de numărul de undă.

Viteza de grup cu care se transportă energia se poate obține prin substituirea lui  $\omega$  din ecuația (4.18) în ecuația:

$$c_{gj} = \frac{\partial \omega}{\partial k_j} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \cdot \frac{k_j}{k}$$

Ca urmare, după o rearanjare:

$$c_s = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c \left\{ \frac{1}{2} + \frac{kD}{sh2kD} + \frac{\sigma k^2}{\rho_w g_*} \right\} \quad (4.27)$$

Viteza de grup a undelor gravitaționale pure ( $g_* = g$ ) în apa adâncă ( $D \rightarrow \infty$ ) este jumătate din viteza de fază.

În undele foarte superficiale ( $2kD < 1$ ), vitezele de grup și de fază ale undelor gravitaționale devin identice - o concluzie care reiese în mod evident direct din ((4.26) și (4.27)).

Până acum nu s-a considerat o viteză medie în fiecare mediu în parte. Se poate arăta (ex. Landau și Lifschitz, 1959) că viteza de fază a undelor gravitaționale pure la limita celor două fluide adânci nevâscoase cu componentele vitezei uniforme  $U_a$  și  $U_w$  în aceeași direcție este dată prin:

$$c' = \frac{\rho_a U_a + \rho_w U_w}{\rho_a + \rho_w} \pm \left\{ \frac{\rho_w - \rho_a}{\rho_w + \rho_a} c - \rho_w \rho_a \left( \frac{U_a - U_w}{\rho_w + \rho_a} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.28)$$

unde  $c = \sqrt{\frac{g}{k}}$  este viteza de fază la suprafața liberă a unui fluid în repaus.

• Condițiile sunt oarecum diferite când undele se propagă din apă liniștită într-un curent. Frecvența, față de un observator fix, rămâne invariantă în acest caz, dar atât viteza de fază cât și numărul de undă se modifică. În absența vântului ( $U_a = 0$ ) putem omite indicele "w" care simbolizează componenta curentului în direcția propagării undei. Dacă o undă în apă liniștită este caracterizată printr-o viteză de fază  $c$  și un număr de undă  $k$  și dacă valorile corespunzătoare la suprafața unui curent profund fără viteză verticală turbionară sunt notate prin  $c'$  și  $k'$ , necesitatea invarianței lui  $\omega$  va determina relațiile:

$$\begin{aligned} k'(U + c') &= kc \\ k'c'^2 &= kc^2 = g \end{aligned} \quad (4.29)$$

Împărțim cele două ecuații ca să eliminăm numerele de undă  $k$  și  $k'$  și vom obține viteza curentului,  $c'$ :

$$c' = \frac{c}{2} \left\{ 1 \pm \left( 1 + 4 \frac{U}{c} \right)^{1/2} \right\} \quad (4.30)$$

când  $c = -4U$ , aceasta devine:  $c' = \frac{c}{2} = -2U$ , și cum  $c' = 2c'_g$ , înseamnă că viteza de grup este egală cu viteza curentului opus. Pachetul de unde poate atunci să nu se propage într-un curent ascendent.

Viteza de fază devine complexă pentru  $4U < -c$ . Introducerea unei astfel de viteze cu valoare complexă  $c' = \frac{\omega}{k'}$  în ecuația (4.1) evidențiază o amplitudine exponențială care scade.

#### 4.2.4. Efectele vâscozității

Câmpul vitezelor unei implică o mișcare de forfecare și care urmare va fi influențat de vâscozitate și implică o disipare lentă a energiei undei. Important pentru câmpul de viteze este că vâscozitatea stopează orice alunecare la interfața dintre cele două fluide reale. De aceea este necesar să se modifice câmpul vitezei nevâscos și irotațional (ecuația (4.3) și (4.4)) care este discontinuu la interfață.

Mișcarea orbitală din cele două fluide produce o inversare a forfecării și ca urmare, o vorticitate de sens opus la interfață. Vâscozitatea difuzează această vorticitate în ambele fluide. Distanța pe care această vorticitate penetrează înaintea schimbării semnului său, depinde numai de vâscozitatea  $\nu$  și frecvența  $\omega$ . Pentru o anumită undă, distanța este așadar proporțională cu două lungimi care pot fi diferite fără să se piardă generalitatea, prin:

$$\delta'_a = \sqrt{\frac{2\nu_a}{\omega}}, \quad \delta'_w = \sqrt{\frac{2\nu_w}{\omega}} \quad (4.31)$$

unde indicii  $a$  și  $w$  reprezintă din nou aerul și apa. Lungimile din (4.31) nu trebuie confundate cu grosimea substraturilor pentru o viteză constantă, cum le-am prezentat în (2.25).

Raportul celor două mase de fluid afectate prin difuzia vâscoasă a vorticității de la interfață este:

$$\mu = \frac{\rho_a}{\rho_w} \cdot \frac{\delta'_a}{\delta'_w} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \sqrt{\frac{\nu_a}{\nu_w}} \approx \frac{1}{200} \quad (4.32)$$

Pentru unde gravitaționale, inegalitatea:

$$|k\delta'| \ll 1 \quad (4.33)$$

este întotdeauna satisfăcută în ambele fluide.



Aceasta înseamnă că în undele gravitaționale adâncimea stratului limită vâscos este întotdeauna mică în comparație cu lungimea de undă și raza de curbură a interfeței. Distribuția vitezei în interiorul acestui strat limită vâscos poate fi reprezentată prin adăugarea unui vector viteză  $\vec{u}$  la viteza  $\vec{V}$  dată de ecuația (4.3). Acest câmp secundar de viteze depinde numai de: vâscozitate, distanța de la interfață și timp. El poate fi presupus independent de ondulația interfeței din cauza inegalității (4.33).

Considerăm axa  $x$  în direcția de propagare, luăm ( $u=|\vec{u}|$ ,  $v=|\vec{V}|$ ) și notăm distanța verticală de la interfață prin

$$z' = z - \xi$$

Ecuația de bază a mișcării (aproximativă) pentru  $u$  este:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

cu indicii pentru aer și respectiv apă. La interfață, viteza tangențială combinată ( $u + v$ ) și fluxul vertical al impulsului trebuie să fie continue. La o distanță infinită, ambele trebuie să fie zero. Neglijând termenii de ordinul  $k\delta'$  și  $\mu$ , ultima ecuație în condițiile la limită menționate este satisfăcută de partea reală a expresiilor:

$$\begin{aligned} u_a &\approx \frac{2A\omega}{1+\mu} \exp\{(i-1)z'/\delta'_a + i(kx - \omega t)\} \approx \\ &\approx 2A\omega \exp\{(i-1)z'/\delta'_a + i(kx - \omega t)\}, \\ u_w &= \frac{2A\omega}{1+\mu} \cdot \mu \exp\{(1-i)z'/\delta'_w + i(kx - \omega t)\} = 0 \end{aligned} \quad (4.34)$$

Când aceste viteze orizontale sunt adăugate la vitezele unei nevâscoase și irotaționale (4.3), se observă că *mișcarea apei nu este afectată semnificativ prin difuzia vorticității*. Interfața se mișcă cu apa. Apa antrenează de asemenea straturile inferioare de aer de-a lungul ei.

Viteza perturbației orizontale își schimbă semnul deasupra interfeței la o distanță de ordinul lui  $\delta'_a$ . Forfecarea puternic inversată care rezultă este cea care determină menținerea turbulenței în aer în apropierea interfeței. Deși o optime dintr-o lungime de undă, ea tinde să contracareze forța vântului din apropierea crestei  $v$ ; ea intensifică forfecarea (forța) vântului în depresiunea undei. Instabilitatea dinamică cauzată de forfecarea intensificată favorizează dezvoltarea undelor secundare de capilaritate sau undelor gravitaționale scurte. Aceasta are urmări importante asupra creșterii undelor lungi.

### 4.3. Mecanisme privind generarea și creșterea undelor

Creșterea undelor produse de vânt a fost asociată în ultimii ani cu câteva mecanisme diferite. Acestea pot fi formulate separat, deși ele sunt active simultan.

a) Unul dintre aceste mecanisme, considerat mai întâi de Phillips (1957) implică o rezonanță între undele de suprafață și fluctuațiile presiunii aerului.

b) Alt mecanism, formulat de Miles în același an, implică interacția dintre unde și perturbațiile induse de presiunea aerului.

c) Al treilea mecanism elaborat de Longuet-Higgins (1952) implică capacitatea vântului de a transfera rapid energia componentelor undei mai scurte care apoi o pot transmite undelor mai lungi - procesul maser.

Aceste mecanisme sunt așadar legate de *anormaliile presiunii* de-a lungul suprafeței, anomalii care pot fi induse parțial prin undulațiile suprafeței; ele se vor intensifica parțial de la curenții turbionari întâmplători din vântul turbulent.

*Partea indusă* se deplasează cu componenta undei, la viteza sa de fază. Pe de altă parte, *partea aleatoare* nu este funcțional legată de câmpul undei. Întregul câmp al presiunii de-a lungul suprafeței poate fi reprezentat fără a pierde generalitatea printr-o serie Fourier de forma:

$$p_{\xi k} - p_0 = \sum \{ \Pi(\vec{k}, t) + (m + in) \rho_w \omega^2 k^{-1} A(\vec{k}, t) e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \} \quad (4.35)$$

$$p_{\xi k} - p_0 = \sum \{ \Pi(\vec{k}, t) + (m + in) \rho_w \omega^2 k^{-1} A(\vec{k}, t) e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \}$$

Cantitatea  $\Pi(\vec{k}, t) \exp(-i\omega t) = \Pi(\vec{k}, t) \exp\{(-it\sqrt{gk})\}$  este spectrul amplitudine în domeniul numărului de undă a *fluctuațiilor* întâmplătoare ale presiunii. Termenul al doilea dintre acolade reprezintă în mod similar componenta indusă a presiunii. Coeficienții inducției  $m$  și  $n$  pot depinde de numărul de undă dar nu de amplitudine.

Mecanismul a) se regăsește în primul termen din partea dreaptă a ecuației (4.35), iar b) prin ultimul termen al ecuației (4.35).

Stratul limită al atmosferei este aproape întotdeauna turbulent și chiar atunci când pe suprafața mării este o zonă liniștită, pot să apară valuri pe suprafața netedă prin acțiunea fluctuațiilor întâmplătoare ale presiunii asociate vârtejurilor aerului turbulent din vecinătate. Reciproc, fluctuațiile perturbă curentul de aer și în astfel de condiții perturbă în mod sistematic presiunea din stratul limită. Amplitudinea acestor fluctuații ale presiunii este foarte mică, dar în anumite condiții, ele pot avea o acțiune importantă. Ele sunt cauzate de curenții turbionari care sunt transportați de vânt la o viteză de advecție  $\vec{U}_p$ , și advecția lor orizontală poate determina o generare preferențială a unor unde de suprafață.

Teoria interacției rezonante trebuie să stabilească *relații între caracteristicile undei și structura turbulentă a vântului deasupra mării*.

În ceea ce privește interacțiile induse, s-a observat că fluctuațiile întâmplătoare ale presiunii aerului pot genera perturbații ondulatorii

asemănătoare, chiar pe o suprafață netedă a apei. În consecință, deformarea suprafeței perturbă curgerea aerului de deasupra. Aceasta induce un nou mod de fluctuație a presiunii care nu este întâmplătoare ci este cuplată cu undele. Dacă această presiune indusă e asimetrică, cu presiune mai mare în spatele crestei unde apa e absorbită (se pierde) decât în față unde ea sporește (se ridică), atunci energia și impulsul sunt transferate de la vântul mediu la unde.

Mecanismul transferului de energie de la vânt la apă este diferența dintre presiunea normală la interfață pe direcția vântului și cea adăpostită la vânt pentru fiecare creastă de val.

Astfel, dacă presupunerea este adevărată, atunci pot crește undele numai dacă *fluxul normal* de energie de la suprafața apei depășește *rata de disipare* a energiei prin vâscozitate moleculară.

Aceste două teorii de creșterea undei, deși plauzibile, nu acoperă cu totul mecanismele de generare. Experimentele și observațiile au indicat că și alte procese diferite trebuie implicate. Unul dintre acestea este mecanismul maser (Kinsman, 1965).

#### 4.4. Predicția undei și relații semiempirice

Metodele care au fost folosite de diferiți cercetători ca să stabilească spectrul undelor de la suprafața mării sunt complet descrise în cartea lui Kinsman (1965). Aceste spectre sunt de obicei caracterizate printr-un maxim pronunțat, care corespunde aproximativ înălțimii medii a undei cum este văzută de marinari. Diferitele regularități pot fi suprapuse peste această formă generală.

Eforturile de determinare cantitativă a formei undelor observate, pe baza teoriei fizice, au avut succes numai *parțial*. Există mai multe explicații pentru aceasta: - *vânturile* nu rămân constante; - *condițiile* sunt influențate de radiația de la alte regiuni și cel mai important, poate, - *limitările* implicate de aplicarea teoriilor lineare unei lumi fundamental neliniară.

Aceasta nu anulează rezultatele de profunzime ale acestor teorii, dar ca să se prevadă starea mării - o necesitate operațională foarte importantă - este necesar să se folosească *relații semiempirice* și dimensionale.

Toate metodele de predicție implică existența unui spectru similar de unde care poate fi specificat printr-unul sau poate doi parametri. Acești parametri trebuie să fie funcții de predicție ale câmpului de vânt, incluzând priza vântului și durată.

Un parametru folosit în mod obișnuit este energia totală locală a undei sau *varianța suprafeței* echivalente,  $\xi^2$ , care este prevăzută, de exemplu într-un model mai timpuriu dezvoltat de Preson, Newman și James (1955); altul este așa numitul *înălțime semnificativă*  $H_{1/2}$ , nu concept introdus inițial de către Sverdrup

și Munk (1947), care reprezintă înălțimea medie a celui mai înalt al treilea val din toate valurile din trenul de unde.

Frecvența de undă semnificativă  $\omega_{1/2}$ , care corespunde la o undă semnificativă, este de obicei apropiată de frecvența pentru care spectrul putere al frecvențelor are unul maxim. Pentru aceeași rațiune,  $H_{1/2}$  este aproape egal cu înălțimea raportată de observatorul vizual. Dacă spectrele sunt similare, pot fi folosite fie înălțimea semnificativă, fie varianta pentru ca să se precizeze complet spectrul local al frecvențelor.

Acesta poate fi dat prin formule empirice sau dimensionale care stabilesc, de asemenea o relație între  $\xi^2$  și parametrii undei Longuet-Higgins (1952) au obținut teoretic următoarele expresii pentru  $H_{1/2}$ , înălțimea medie a valului  $H$ , și înălțimea medie a celei mai înalte a 10-a undă:

$$\begin{cases} H_{\frac{1}{2}} = 2,83(\overline{\xi^2})^{\frac{1}{2}} \\ \overline{H} = 1,77(\overline{\xi^2})^{\frac{1}{2}} \\ H_{\frac{1}{10}} = 3,60(\overline{\xi^2})^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (4.36)$$

A fost mult folosită o formulă semiempirică pentru spectrul undelor gravitaționale, obținută de Newman 1952. Ea are forma:

$$G(\omega) = k_1 g^2 \omega^{-6} \exp \left[ -2 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right] \quad (4.37)$$

unde  $k_1$  este o constantă dimensională,  $U$  viteza vântului la nivelul vasului (bordul vasului) și  $\omega_0 = \frac{g}{U}$  este frecvența unei unde care se mișcă cu această viteză.

Înălțimea maximă a spectrului Newman s-a găsit pentru frecvența:

$$\omega_m = \omega_0 \sqrt{\frac{3}{2}} \quad (4.38)$$

Integrala ecuației (4.37) peste toate valorile frecvențelor este egală cu varianța suprafeței mării și de aceea este direct proporțională cu energia undei:

$$\overline{\xi^2} = \int_0^\infty G(\omega) d\omega = k_2 g^2 \omega_0^{-5} = k_2 U^2 g^{-3} \quad (4.39)$$

unde  $k_2 = 0,0058 \text{ s}^{-1}$  dacă  $U$  și  $\xi$  sunt măsurate cu aceleași unități de lungime.

Un spectru similar consistent dimensional, care depinde numai de  $g$ ,  $U$ , priza vântului  $F_x$  și durată  $T$  se poate defini sub forma:

$$G(\omega, t, x') = \beta g^2 \omega^{-3} f\left(\frac{\omega_0}{\omega}, \frac{U}{\omega_0 F_x}, \frac{1}{T\omega_0}\right) \quad (4.40)$$

Când un vânt suflă suficient de departe peste ocean ( $F_x, T \rightarrow \infty$ ), densitatea spectrală a energiei undelor se presupune *independentă de priză*. Spectrul unei astfel de mări "complet dezvoltată" ar putea fi de forma

$$G(\omega) = \beta g^2 \omega^{-3} f\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) \quad (4.41)$$

Ecuația (4.46) poate fi ușor integrată peste toate frecvențele.

Luând  $\frac{\omega_0}{\omega} = \frac{g}{U\omega} = \theta$ , obținem

$$\overline{\xi^2} = \int_0^\infty G(\omega) d\omega = \beta g^2 \omega_0^{-4} \int_0^\infty \theta^3 f(\theta) d\theta = C_1 g^{-2} U^4 \quad (4.42)$$

Constanta  $C_1$  s-a stabilit a fi de ordinul  $10^{-2}$ . Se deduce din (4.42) că dacă o mare complet dezvoltată este precizată printr-un spectru de forma (4.41), energia ei este dată de:

$$E = \rho_w g \overline{\xi^2} = C_1 \rho_w U^4 g^{-1} \quad (4.43)$$

Impulsul unei astfel de mări este proporțional cu  $U^3$ .

Relația (4.42) și expresia corespunzătoare pentru impuls ar fi putut fi obținută direct din considerații dimensionale.

*Ele indică dependența puternică a mării de viteză vântului.* Această dependență nu afectează totuși, întregul domeniu al spectrului. De fapt, s-a argumentat de către Phillips că, *creșterea continuă a amplitudinilor undei trebuie să fie limitată de dezvoltarea instabilităților la suprafață și prin spargerea valurilor*. Când undele scurte cresc mai repede decât undele lungi, ele vor atinge limita de creștere mai devreme. Odată ce ele au atins această limită va fi același bilanț statistic între spargere și creștere, indiferent de vânt. Pentru undele neafectate de tensiunea superficială, densitatea spectrală în domeniul de frecvență unde se stabilește un astfel de echilibru poate să depindă numai de accelerațiile gravitațională și orbitală. Phillips a concluzionat pe baza argumentelor dimensionale că densitatea spectrală este dată prin:

$$G(\omega)_s = \beta g^2 \omega^{-5} \text{ pentru } \omega_s < \omega < \omega_\sigma \quad (4.44)$$

unde  $\omega_s$  - limita inferioară a domeniului de echilibru - variază în general cu priza și durată; limita superioară a domeniului este definită prin frecvența la care tensiunea superficială afectează mișcarea:

$$\omega_\sigma = (\rho_w g^3 / \sigma)^{1/2}$$

Observațiile lui Kitigoradskii și Strelakov (1963) precum și a altora menționați de Phillips (1966) confirmă relația (4.44) și sugerează că: constanta adimensională este  $\beta \approx 0,012$  este 0,01. Aceeași valoare a fost găsită teoretic de Longuet-Higgins (1969).

De obicei expresia (4.44) nu poate fi adevărată pentru întreg spectrul care se manifestă dependent de puterea (intensitatea) vântului. Funcția nespecificată  $f$  din (4.41) trebuie luată zero pentru frecvențe foarte joase.

Pe baza studiilor teoretice ale lui Kitaigorodskii și observațiile de pe ocean de către vase,  $f$  a fost reprezentată de Pierson și Moskowitz (1964) sub forma:

$$f\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) = \exp\left\{-\alpha\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^n\right\} \quad (4.45)$$

unde  $\alpha = 0,74$  și  $\omega_0 = g/U$  au fost determinate din observațiile de vânt la 19,5 m înălțime. Exponentul  $n$  a fost ales cu valori de 2,3 sau 4. Diferențele care au apărut au fost relativ mici deși  $H$  a dat un fit ușor mai bun al setului de observații decât celelalte două. Pentru coeficientul ecuației (4.44) Pierson și Moskowitz au luat o valoare  $\beta = 0,008$ .

Spectrul (4.41) cu  $f$  din (4.45) a fost folosit de Kenyon (1969) ca să calculeze viteza de drift Lagrangeană sau Stokes la suprafață. El a găsit următoarele rapoarte între viteza medie de drept  $U_0$  și viteza vântului măsurată la 20 m deasupra suprafeței:

$$\frac{U_0}{U_{20}} = \begin{cases} 3,6\% \text{ pentru } n = 2 \\ 2,1\% \text{ pentru } n = 3 \\ 1,6\% \text{ pentru } n = 4 \end{cases} \quad (4.46)$$

Valoarea driftului suprafeței fusese estimat din observațiile driftului petelor de ulei sau anvelopelor de plastic ca fiind aproximativ 3% din viteza vântului la anemometru.

Înălțimea semnificativă  $H_{1/2}$  care corespunde spectrului de forma (4.41) se poate calcula ușor. Se introduce 4.42 cu  $c_1 = 0,01$  în 4.36 și se obține:

$$H_{1/2} = 0,283 \left( \frac{U^2}{g} \right) \quad (4.47)$$

Se poate arăta ușor că spectrul de forma (4.40) cu (4.45) are un singur maxim care se obține frecvența:

$$\omega_{\max} = \left( \frac{\alpha n}{5} \right)^{1/n} \cdot \frac{g}{U} \approx 0,7 g / U_{10} \quad (4.48)$$

Prevederea actuală a valurilor se pregătește cu ajutorul unor diagrame. Acestea se bazează pe două metode: "metoda unei semnificative" bazată pe

conceptul dezvoltat de Sverdrup și Munk, și "metoda spectrului undei", elaborată de Pierson și Neuman. Detalierea acestor metode împreună cu exemple, diagrame și multe referințe ingineresti pot fi găsite în lucrarea lui Bretschneider (1966). Ar fi de dorit ca să se înlocuiască bazele statistice sau dimensionale actuale cu predicția operațională a undelor prin aproximări mai fizice.

Pentru aceasta ar trebui să se țină seama de sursele care contribuie la modificarea energiei. Aceasta nu poate fi făcută până când nu se vor cunoaște mai bine procesele nelineare ale interacțiilor undă-undă și spargerea valurilor. Energia este la fel de afectată de aceste procese ca de vânt.

Metodele empirice prezente pentru prevederea valurilor nu pot fi mai bune decât sunt garantate de calitatea și cantitatea datelor observaționale din care au fost obținute. În general, se pare totuși, că înregistrările limitate și prea simplificate restrâng acuratețea prevederilor valurilor mai puțin decât incertitudinile din precizarea și prevederea câmpului de vânt.

## 4.5. Valurile brizante. Spargerea valurilor

### 4.5.1. Valuri brizante

Al treilea tip de val generat de vânt reprezentat de *valurile brizante* apare în zona țărmurilor înalte pe care le izbesc cu furie. Aceste valuri se deosebesc de celelalte două prin faptul că particulele de apă nu mai sunt în mișcare orbitală, ci se deplasează către țărm. Aceasta are ca rezultat eliberarea unei cantități de energie îndreptată spre plajă. Când valurile ajung în zona de adâncime mică se modifică radical caracteristicile lor, cu excepția perioadei. Lungimea de undă  $L$  și viteza  $c$  scad odată cu reducerea adâncimii; această schimbare este mică până când adâncimea apei ( $h$ ) este egală cu jumătate din lungimea de undă a valului. Se spune că la această adâncime valul "simte" fundul, iar înălțimea sa crește rapid. Valul se sparge când viteza particulelor din creasta valului va depăși viteza valului.

Stokes (1880) a arătat că spargerea valului în larg are loc când unghiul crestei (ca în figura 4.4) devine mai mic decât  $120^\circ$ .

Michell (1893) a găsit condiția de spargere a valului ca fiind  $\alpha = 120^\circ$  corespunzător raportului  $H/L = 1/7$ .

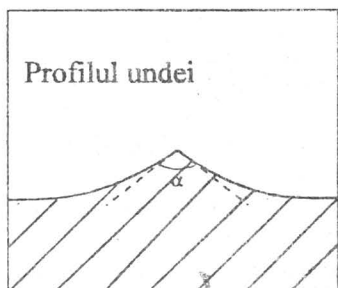


Fig. 4.4. Creasta undeii și unghiul crestei

Intensitatea spargerii valurilor depinde de intensitatea vântului. Astfel pentru viteza vântului de 4 m/sec apar câțiva "cai albi", creste înspumate, iar pe măsură ce vântul se intensifică crește numărul de "cai albi".

La viteze de 15-16 m/s marea este încărcată de spumă și începe să se umfle pe direcția vântului. Când vântul este de forța uraganelor aerul întreg este plin de spuma valurilor, iar marea complet albă împiedică vizibilitatea.

Spargerea valurilor în zona din apropierea țărmului urmată de transferul de energie către plajă, creează o ambianță unde condițiile se modifică rapid.

Aici apar fluctuații considerabile ale vitezei și direcției curenților. Viteza curentului variază în primul rând datorită grupării tipurilor similare de valuri: de exemplu o secvență de valuri înaltă urmată de o secvență de valuri joase.

#### 4.5.2. Semnificația meteorologică a spargerii valurilor

În undele (valurile) care se parg sunt prinse volume de aer și astfel se formează bule de aer mici și multe în mare. Se mai formează bule când picăturile de apă loveșc suprafața mării sau când ninge și fulgii de nea se topesc la suprafața apei. Formarea de bule este foarte importantă în sistemul ocean-atmosferă, pentru că bulele sunt o sursă majoră de  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $SO_2$  și alte multe gaze dizolvate în apa oceanului (Junge, 1972). Spargerea valurilor la suprafața mării determină formarea în continuu de picături de apă care sunt împrăștiate în aer câțiva cm în sus. La acest nivel, dacă vântul este suficient de intens, aceste picături se unesc cu picăturile din crestele albe ale valurilor. Acest fapt este bine ilustrat de cuvintele lui Kraus (1972): "Bulele de aer din apă și picăturile de apă din aer extind aria de interacție dintre cele două fluide".

Picăturile mari nu stau multă vreme în aer pentru că sedimentează iar picăturile mici se evaporă rapid. În urma evaporării picăturilor de apă rămân nuclee de sare marină, care participă ca nuclee de condensare în ciclul hidrologic. Aceste particule de sare constituie componente ale aerosolului marin și participă efectiv la procesele de vreme pentru că datorită vântului și turbulenței sunt purtate pe arii foarte largi și la înălțimi mari (Junge, 1963; Roll, 1965; Hobbs,



1971; Mason, 1971). Întoarcerea particulelor de aerosol marin înapoi la mare se face prin sedimentare și precipitare.

Corespunzător cu cele calculate de Erikson (1959), sarea este produsă pe arii largi deasupra oceanului cu o rată de aproximativ 109 tone/an, presupunând că aproximativ 0,3% din întreg oceanul este acoperit cu valuri care se sparg. El a considerat că timpul de viață al particulelor de sare marină în atmosferă este de câteva zile și a estimat că aproximativ 90% din particulele de sare precipită deasupra oceanului.

Pe uscat timpul de viață al particulelor de sare este mult mai mare: "pe uscat, timpul de viață al sării de mare poate să varieze de la câțiva ani în ariile umede la sute de ani în ariile acide" (Erikson).

Spectrul dimensional al picăturilor a fost serios investigat de Blanchard și Woodcock (1957). Cele mai mari picături observate de acești cercetători au avut diametre de 1500  $\mu\text{m}$  și corespund unei particule uscate de sare cu rază de aproximativ 25  $\mu\text{m}$ . Cele mai mici picături la atingerea suprafeței oceanului în "caii albi" au avut diametre de aproximativ 100  $\mu\text{m}$  corespunzătoare unei particule uscate de sare de aproximativ 2  $\mu\text{m}$  rază. Picăturile cu diametre mai mici de 300  $\mu\text{m}$  tind să se dizolve în soluție. Blanchard și Woodcock au găsit că majoritatea picăturilor sunt mai mici decât 200  $\mu\text{m}$  în diametru și rata de producere a particulelor în vecinătatea undeii care se sparge este aproximativ  $30 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ .

Au găsit, de asemenea că impactul unei picături de ploaie cu suprafața apei produce picături de aproximativ 50  $\mu\text{m}$  diametru. Picăturile de ploaie mai mari cresc numărul de bule de aer și determină pătrunderea lor mai în profunzime. De exemplu: impactul unei picături de ploaie de aproximativ 0,4  $\text{mm}$  diametru, determină formarea a două sau trei bule care se obțin la 1-3  $\text{mm}$  sub suprafața apei, în timp ce impactul unei picături mari de ploaie, de aproximativ 4-5  $\text{mm}$  diametru produce mai multe sute de bule, din care câteva penetrează câțiva  $\text{cm}$  sub suprafața apei.

Topirea fulgilor de nea determină formarea bulelor de aer cu diametru mediu de 40  $\mu\text{m}$ .

Medwin (1970) a observat formarea a miliarde de bule mici când praful continental și aerosolul lovesc suprafața mării.

Când o bulă se sparge un jet de apă este azvârlit în sus (cu o viteză tipică între 10 și 100  $\text{m sec}^{-1}$ ). Jetul este instabil și de dezintegrează în două până la 10 particule, fiecare cu dimensiunea de ordinul zecimii din dimensiunea particulelor inițiale de aer (Fig.4.5).

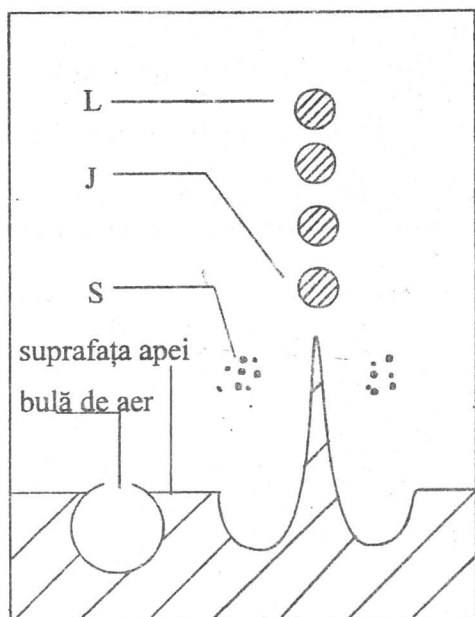


Fig. 4.5. Spargerea unei bule la suprafața apei. Picături mari (*L*) sunt formate când jetul (*J*) strânge numeroase particule mici (*S*) s-a format când se rupe pelicula bulei de aer.

Aceste particule furnizează particule de sare marină mai mari decât  $1 \mu\text{m}$  rază. Se crede că nucleii de sare mici observați în atmosferă (câțiva cu raze mai mici  $0,1 \mu\text{m}$ ) sunt rezultatul fragmentării peliculei de lichid a bulei în 100-200 particule mici (Mason, 1957).

Spargerea bulelor la suprafața mării este importantă în electricitatea atmosferei (Blanchard, 1963).

#### 4.5.3. Contaminarea suprafeței mării

S-a constatat că unele procese de interacție ocean-atmosferă sunt stabile datorită poluării mării. Astfel, Kraus (1972) a arătat că vitezele cu care picăturile sunt aruncate prin spargerea unei bule de aer scad considerabil dacă marea este acoperită cu pelicule de ulei. De asemenea contaminarea mării cu ulei determină inhibarea undelor de capilaritate. Fenomenul de evaporare este întârziat atunci când este prezentă pelicula de uleiuri la suprafața mării (La Mer, 1962). Suprafața mării este contaminată în mod natural de praful de pe continente și cu pelicule de uleiuri datorită fitoplanctonului.

Omul din păcate a intervenit nefast în contaminarea mărilor prin folosirea Oceanului Lumii ca groapă de gunoi; multe zeci de milioane de tone de deșeuri

domestice și industriale ajung în mare anual fie direct, fie prin sedimentare din atmosferă. Numai poluarea cu uleiuri este mai mare de  $5 \times 10^6$  tone (Blumer, 1971; Brummage 1975).

Întrucât particulele de sare marină care formează aerosolul marin și fenomenul de evaporare de la suprafața oceanului prezintă importanță în ciclul hidrologic și deci și în caracterizarea climatului este clar că prin contaminarea oceanelor apare o modificare semnificativă a circulației atmosferice. Din nefericire cât de mari sunt aceste modificări este greu de estimat cu acuratețe atât pentru că încă nu sunt foarte bine cunoscute și înțelese mecanismele de interacție și mecanismele atmosferei și de asemenea pentru că nu sunt suficient de bine cunoscute concentrațiile, extinderea și persistența diferiților poluanți marini.

Totuși, principala consecință a restrângerii evap. de la suprafața oceanului și reducerea nucleilor de condensare de sare marină în atmosferă ar fi scăderea cantitativă a precipitațiilor la toate latitudinile.

În ceea ce privește peliculele de ulei, Langmuir (1938) a calculat că un gram de ulei de măsline la suprafața unui lac se împrăștie și formează un strat monomolecular care acoperă aproape  $10^3 \text{ m}^2$ .

## 4.6. Valurile mici-undele de capilaritate

Separat de undele oceanice spectaculoase care atrag atenția celor care călătoresc pe mare, există unde mici aproape întotdeauna prezente. Ele au dimensiuni reduse și sunt considerate în general ca neimportante. Ele complică și mai mult structura suprafeței mării. Este evident că aceste valuri mici reprezintă rezistența vântului la suprafața mării mult mai mult decât ar face-o undele mari. Astfel influența gravitației este redusă în favoarea tensiunii superficiale. Condițiile sunt descrise prin următoarea relație între  $L$  și viteza medie  $c$  care este adevărată pentru undele de suprafață periodice în apa de adâncime.

$$c = \left( \frac{gL}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho_w L} \right)^{1/2}$$

$\sigma$  - constanta de capilaritate  $\text{g} \cdot \text{sec}^{-2}$  (tensiunea superficială)

$\rho_w$  = densitatea apei

Relația este ilustrată în Figura 4.6

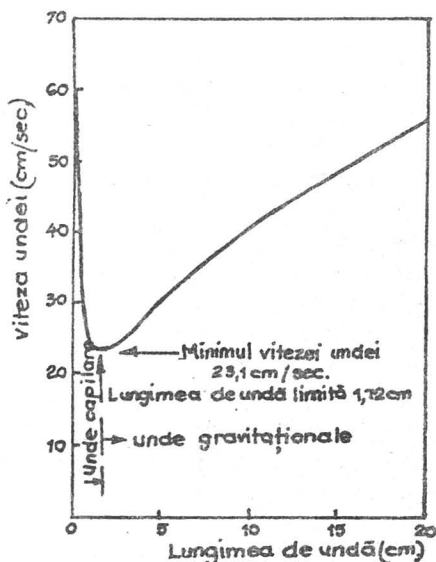


Fig. 4.6. Relația între lungimea de undă și viteza undei sub acțiunea gravitației și capilarității ( $\sigma = 75,3 \text{ g/sec}^2$ ) (după Roll, 1975)

Cu descreșterea lungimii de undă  $L$  viteza undei  $c$  va descrește către o valoare minimă de 23,1 cm/sec, care corespunde echilibrului dintre gravitație și capilaritate și care se obține cu  $L = 1,72$  cm. Pentru  $L < 1,72$  efectul gravitației este depășit prin cel al capilarității și viteza medie crește cu descreșterea lungimii de undă.

Perioadele acoperite prin Fig. 4.6 sunt mai mici sau egale cu 0,36 sec.

## 4.7. Valurile interne

Asemănătoare din multe puncte de vedere cu valurile generate de vânt, *valurile interne* pot să apară acolo unde există un *gradient vertical de densitate*. Valurile interne nu sunt vizibile direct la suprafață, fiind de obicei detectate prin observații sistematice și detaliate asupra temperaturii.

Aceste studii demonstrează că valurile interne reprezintă un fenomen obișnuit în ocean. De regulă ele se deplasează mai încet decât valurile de suprafață, dar pot să aibă înălțime mai mare. S-a observat că valurile interne se sparg în mod similar valurilor de suprafață. Uneori prezența lor este evidențiată de existența unor *suprafețe line* care se deplasează lent pe suprafața oceanului.

Suprafețele line constituite din plancton, sediment fin granular, sau reprezentând contaminări în apa de suprafață, se formează în *zona depresionară a valului*.

Ori de câte ori vin în contact mase de apă cu densități diferite se pot forma *valuri interne*. Printre aceste condiții figurează și aportul de apă dulce din mări și amestecul unor tipuri diferite de apă. Mareele generează, probabil, valuri interne

cu perioade mari. Mai există și așa numitele valuri catastrofice printre care amintim:

- valurile de furtună (furtuni de tipul uragan);
- valuri produse de alunecări (deplasarea unor mase de roci sau gheață);
- tsunami (valuri seismice).

## 4.8. Mareele

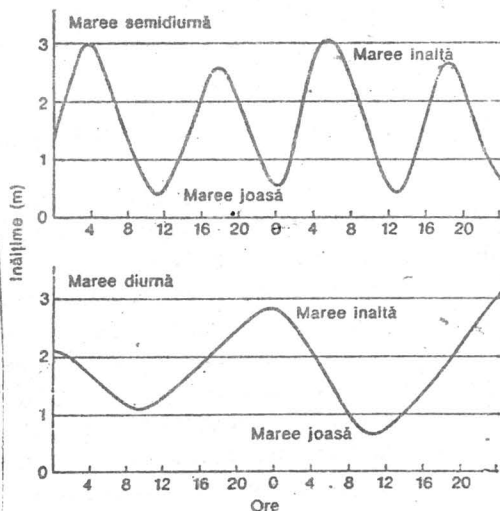
### 4.8.1. Tipuri de maree

Sunt ridicări și coborâri periodice ale nivelului oceanelor, care se produc zilnic sau de două ori pe zi. Mișcările mareice au fost observate, măsurate și înregistrate foarte mult timp cunoscându-se totodată și influența pe care o au asupra acestui fenomen Soarele și Luna. Explicarea și încercarea de producere a mareelor a reprezentat una dintre primele preocupări științifice ale omului.

Astăzi în prevederea mareelor se folosesc calculatoare foarte rapide. Mareele sunt valuri cu o perioadă de aproape 12 ore și 25 minute și lungime de undă egală cu aproape jumătate din circumferința Pământului (12600 mile  $\approx$  23300 km).

Domeniul de variație a mareelor (înălțimea maximă la marea înaltă minus înălțimea minimă a mării joase) are valori medii între 1 și 3 m dar în unele locuri cum e Golful Fundy, poate atinge 20 m. Mareele deosebit de înalte sunt datorate poziției geografice și configurației țărmurilor.

Fig. 4.7. Maree semidiurne și diurne



Cele mai multe regiuni au atât o maree înaltă, cât și una joasă în fiecare zi (maree diurne), sau, mai obișnuit, două marea înalte și două joase pe zi (maree semidiurne, Fig. 4.7). De obicei, perechile de marea semidiurne joase și respectiv înalte au înălțimi diferite. Întrucât între marea există un interval de timp de 12 h (ore) și 25 minute (jumătate de zi lunară), marea înalte se produc cu o întârziere de 50 minute în fiecare zi. Acest fapt demonstrează că marea sunt în primul rând, influențate de Lună. Dacă ar fi fost influențate de Soare, ele s-ar produce în fiecare zi la aceeași oră, ziua solară fiind de 24 ore.

Marea sunt provocate de atracția gravitațională exercitată asupra Pământului de către Soare și Lună. Această atracție afectează apa, pământul și atmosfera, dar efectele ultimelor două nu sunt observabile cu ochiul liber. Atracția gravitațională dintre Pământ și Lună este cea mai puternică pe partea dinspre Lună a Pământului.

Atracția gravitațională a Lunii e minimă într-un punct cel mai depărtat de pe partea opusă a Pământului. Acest fenomen, care acționează împreună cu *forța centrifugă*, face ca apa să formeze două "protuberanțe". În timp ce Pământul se rotește, ele rămân aliniate pe direcția Lunii. Dat fiind că rotația Pământului în raport cu Luna are loc în 24 ore 50 minute, într-un punct pe Pământ se produc 2 marea înalte și două joase în acest interval. Mărimea marea e diferită pentru că Luna este înclinată față de planul ecuatorial al Pământului. Și Soarele modifică amplitudinea marea oceanice, dar protuberanța mareică produsă de Soare reprezintă numai 46% din cea produsă de Lună.

Când Soarele și luna se află pe aceeași linie cu Pământul efectul Soarelui devine important. Atracția gravitațională a celor 2 astri care acționează din același sens produce marea deosebit de mari numite marea sifigii (de primăvară). Aceste marea se produc la interval de ~ 14 zile, la Lună Nouă și Lună Plină.

*Marea de cuadratură* se produc când Soarele și Luna au razele perpendiculare pe Pământ - au loc la 14 zile când Luna e la primul și al III-lea pătrar; sunt cele mai mici marea.

#### 4.8.2. Factorii meteorologici care influențează marea

Ca să completăm paragraful precedent vom considera factorii meteorologici: care pot să determine ca marea într-un loc dat și la un moment dat să difere de marea calculate astronomic.

Heaps (1967) rezumă influența acestui factor astfel: "Când o depresiune se deplasează într-o arie deasupra mării, presiunea atmosferică acționând normal la suprafața mării scade și în consecință crește nivelul mării. Când depresiunea părăsește arealul, presiunea crește și nivelul mării scade. De aceea, la trecerea unei depresiuni deasupra mării apare o creștere și respectiv o scădere a nivelului mării. O modificare de 1 hPa a presiunii determină o modificare a nivelului mării cu 1 cm. Această regulă corespunde legii statistice:

$$\Delta H = k(\bar{p}_a - p_a)$$

care dă presiunea redusă în creșterea nivelului  $\Delta H$ , în termenii presiunii dominante  $p_a$ , presiunea medie  $\bar{p}_a$  și  $k = \frac{1}{\rho_w g}$ , unde  $\rho_w$  este densitatea apei

mării și  $g$  accelerația gravitațională. În cazul în care depresiunea este în deplasare rapidă și foarte intensă cum e în cazul ciclonilor tropicali sau a "rafalelor de vânt" efectul presiunii are o contribuție lentă la variația înălțimii valului într-un anumit loc. În multe cazuri modificările serioase în nivelul mării (valului) (ca de exemplu în jurul Coastei Insulelor Britanice) sunt atribuite efectelor determinate de câmpurile de vânt ale unor depresiuni care acționează deasupra mării mai degrabă decât modificărilor presiunii atmosferice asociate depresiunii.

Vântul exercită o forță la suprafața apei.

Când mișcarea mării este împiedicată de o linie de coastă, nivelul apei la coastă tinde fie să urce, fie să coboare, indiferent dacă transportul net de apă este către uscat sau de la uscat spre larg. O creștere a nivelului mării în acest mod poate fi identificată cu o hulă pozitivă și o coborâre a nivelului cu o hulă negativă.

Hula marină, talazul care se obține prin modificarea nivelului mării poate fi privit ca fiind rezultatul pe de o parte forței vântului care acționează tangent la suprafața mării și pe de altă parte generate de presiunea barică.

Influența forței vântului este foarte importantă așa că factorul meteorologic vânt are o deosebită influență asupra modificării nivelului mării, atât la coaste cât și în apele de suprafață.

Pentru prevederea fluxului și refluxului este necesar să se identifice condițiile meteorologice asociate talazurilor de furtună.

Există multe modele empirice și teoretice, iar cele din urmă trebuie neapărat să țină seama de datele meteorologice.

## CAPITOLUL 5

### CÂMPUL VÂNT ÎN STRATUL LIMITĂ MARIN

În atmosferă mișcarea fluidului poate fi laminară sau turbulentă. În cazul mișcării laminare: a) vectorul viteza vântului ( $\vec{v}$ ) are în fiecare punct valori determinate și nu prezintă variații bruște; b) traiectoriile particulelor de fluid sunt aproximativ paralele (nu se intersectează); c) componenta verticală a vitezei vântului e nulă.

În cazul mișcării turbulente: a) apar variații rapide și bruște în câmpul vitezelor, variații atât în mărime cât și în direcție și sens; b) componenta verticală a vitezei vântului este diferită de zero.

Mișcarea laminară la anumite valori, numite critice poate trece în mișcare turbulentă. Trecerea de la curgerea laminară la curgerea turbulentă este controlată de numărul Reynolds. Acest număr este definit ca raportul dintre mărimea caracteristică a forței de inerție și mărimea caracteristică a forței de vâscozitate (frecare), care acționează asupra unui element de fluid. Forțele de inerție sunt proporționale cu  $\rho v^2$ . Forțele de vâscozitate sunt de tipul  $\eta v/l$  sau aproximativ  $\eta v/l$  pentru o geometrie dată.

Raportul acestor cantități  $\frac{\rho v^2}{\eta v/l}$  definește numărul Reynolds.

Experimentele efectuate în tunelele aerodinamice arată că, curgerea unui fluid este laminară pentru  $N_{Re} < 1000$  și turbulentă pentru  $N_{Re} > 2000$ . Între aceste valori există un regim de curgere tranzitoriu.

Primii metri ai atmosferei marine sunt de o importanță considerabilă, întrucât ei reprezintă stratul de frecare în care are loc cuplarea între atmosferă-ocean. Curgerea aerului este influențată de contactul aer-mare, pentru că la interfața aer-mare există un transfer de impuls, care determină caracterul curgerii în stratul limită atât în atmosferă cât și în ocean.

Pe de altă parte, în acest strat limită, curenții intensi de vânt și încălzirea la suprafață, conduc la dezvoltarea curenților turbionari, deci a turbulenței.

Acești curenți sunt agenți de amestec, care servesc la transportul căldurii și vaporilor de apă de la suprafața oceanului și transport de impuls către suprafața



oceanului cu o viteză care depășește cu mai multe ordine de mărime fenomenul de amestec prin difuzie moleculară.

Acest transport turbulent are o influență apreciabilă asupra mișcării în stratul numit "strat limită planetar" a cărui grosime poate fi de la 30 m în condiții de stabilitate statică la mai mult de 3 km în condiții de convecție înaltă. Pentru o atmosferă stabilă static, amestecul turbulent în stratul limită este generat în primul rând prin *instabilitatea dinamică* datorită curenților de aer determinați de vânt la suprafața mării. Astfel, amestecul turbulent este dirijat mecanic și nu termic.

În acest caz, stratul limită se împarte în două straturi: stratul de suprafață și stratul Ekman.

- *Stratul de suprafață* (cei mai joși metri) este stratul în care profilul vitezei vântului este astfel încât forța orizontală de frecare este independentă de înălțime.

- *Stratul Ekman* care se întinde de la stratul de suprafață la o înălțime de aproximativ 1 km este un strat în care forța Coriolis și forța de gradient baric și forța de vâscozitate își fac echilibru.

Din cauză că stratul limită planetar este un strat turbulent, nu este posibilă o teorie matematică riguroasă pentru structura câmpului de viteze, în acest strat, folosindu-se cu precădere metoda parametrizărilor.

În cele ce urmează vom presupune că forța de frecare în curgerea turbulentă poate fi reprezentată în același mod ca în curgerea laminară, prin introducerea unui coeficient de turbulență.

## 5.1. Transportul prin viteze fluctuante

Având o dimensiune și un timp de răspuns finite, traductorii mecanici nu pot furniza informații despre fenomenele caracterizate prin scări spațio-temporale mici. Această limitare este accentuată în studiile meteorologice și oceanografice, unde observațiile directe, locale, au fost interpretate ca probe "reprezentative" pentru perioade relativ lungi și arii întinse, în timp ce variațiile produse prin turbioane tranzitorii de durată mai scurtă și dimensiuni reduse, tind să apară ca "zgomet", care poate afecta rezultatul numai într-o manieră statistică. Problema este cum sunt influențate în acest caz predicțiile.

Pentru a discuta aspectele legate de perturbații vom introduce teoria lungimii de amestec în variabilele de câmp le vom scrie prin suma a doi termeni: unul care reprezintă starea de bază și altul abaterea de la această stare.

### 5.1.1. Teoria lungimii de amestec

Conceptul de coeficient de vâscozitate turbulentă a fost prezentat pe scurt în paragraful 3.5. Pentru estimarea amplitudinii vâscozității turbulente vom aborda în detaliu argumentele cunoscutului om de știință din dinamica fluidelor L. Prandtl, care furnizează suficiente baze teoretice.

Ideea de bază a lui Prandtl a fost că transportul de impuls datorită curenților microscopici poate fi parametrizat în termenii curgerii medii de la macrosală.

Pentru înțelegerea bazelor acestei parametrizări este nevoie de ecuațiile curentului mediu pentru un fluid turbulent.

Într-un fluid turbulent, viteza măsurată într-un punct fluctuează rapid în timp, în funcție de curenții turbionari de scări diferite care trece prin acel punct. Pentru ca măsurătorile de viteză să fie reprezentative pentru curgerea la macrosală este necesar să se medieze curgerea pe un interval de timp destul de lung pentru medierea fluctuațiilor turbionare dar destul de scurt să păstreze tendința câmpului de curgere la scară mare. Astfel orice mărime se scrie:

$$T = \bar{T} + T', \quad q = \bar{q} + q'$$

În cazul vitezelor, viteza instantanee va fi:  $\vec{V} = \bar{\vec{V}} + \vec{V}'$  cu  $\bar{\vec{V}}$  viteza într-o stare de bază, adică viteză mediată într-un punct dat și  $\vec{V}'$  deviația de la medie la orice moment de timp.  $\vec{V}'$  este astfel asociată curenților turbionari.

Aplicăm schema de mediere ecuațiilor orizontale ale mișcării scrise sub forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (5.2)$$

Folosind ecuația de continuitate:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (5.3)$$

ecuațiile (5.1) și (5.2) pot fi transformate într-o formă convenabilă.

Multiplicăm (5.1) prin  $\rho$  și (5.3) prin  $u$ , adunăm ecuațiile rezultate și obținem fluxul impulsului pe direcția  $x$ .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho uw) - f\rho v = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.4)$$

O operație analogă dă ecuației fluxului impulsului pe direcția  $y$ .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho vw) + f\rho u = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (5.5)$$

În ecuațiile (5.4) și (5.5) componentele vitezei vor fi înlocuite cu:

$$u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v'; \quad w = \bar{w} + w' \quad (5.6)$$

aplicăm teoria micilor perturbații și neglijăm fluctuațiile mici în densitate în raport cu turbulența (adică  $\left| \frac{u'}{u} \right|, \left| \frac{v'}{v} \right|, \left| \frac{w'}{w} \right| \gg \left| \frac{\rho'}{\rho} \right|$ ).

S-a presupus că vectorii de curgere în aer și în apă, în cazul unui strat limită laminar sunt egali. În mișcarea turbulentă este acceptat în general că vectorii instantanei de curegere sunt definiți de o parte și de alta a suprafeței mării. Dar se poate presupune ca vectorul curentului mediu de aer din imediata vecinătate a suprafeței mării este egal cu vectorul curentului mediu de suprafață. Cu alte cuvinte, prin mediere se consideră că aerul aderă la suprafața de apă. Rămâne ca semn de întrebare diferența dintre direcțiile vântului și curenților oceanici.

Pentru a înlătura această deficiență Schmitz (1962) a considerat că transferul continuu de energie mecanică de la aer la apă este o condiție limită obligatorie. Corespunzător, din cauza transferului continuu de energie la suprafața mării, orice exces de lucru mecanic datorită câmpurilor medii ale mișcării trebuie să fie compensat printr-un lucru mecanic datorită câmpului fluctuant al mișcării. Acest rezultat furnizează o nouă pătrundere în interacție prin frecare între atmosferă și ocean.

Medierea în timp a termenilor fluxului de impuls permite împărțirea curgerii în câmpul curentului mediu și câmpul curgerii turbulente.

De exemplu:  $\overline{u'w'} = \overline{(\overline{u} + u')(\overline{w} + w')}$  pentru că termenii  $\overline{u'w'}$  și  $\overline{u'w'}$  dispar din cauză că  $\overline{w'} = \overline{w} = 0$ . Medierile Reynolds presupun medierea produselor de variabile, ținând seama că:

-variabilele stării de bază trebuie să satisfacă ecuațiile fundamentale în absența perturbației;

-mișcarea totală: starea de bază plus perturbațiile de ordinul I (termenii produse dintre variabilele stării de bază și variabilele perturbații), trebuie de asemenea să satisfacă ecuațiile;

-câmpurile perturbate trebuie să rămână "suficient" de mici în raport cu câmpurile stării de bază, așa încât toți termenii de ordinul al II-lea (produse de variabilele perturbate) să fie neglijabili pe toată perioada de desfășurare a proceselor, în raport cu termenii de ordinul I.

Aplicând procesul de mediere ecuațiilor (5.4) și (5.5) se vor obține ecuațiile:

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - f \overline{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\rho u' u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho u' v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho u' w'}) \right] \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial \overline{v}}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} + f \overline{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{\rho v' u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho v' v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho v' w'}) \right] \quad (5.8)$$

Termenii din partea dreaptă a ecuației (5.7) și (5.8) care conțin fluctuații la turbulențe sunt numiți "termeni de forță turbionari" (fluxul impulsului).

În teoria *lungimii de amestec* acești termeni turbionari de forță sunt parametrizați ca variabile ale câmpului mediu, presupunând că forțele turbionare sunt proporționale cu gradientul vântului mediu. În stratul limită planetar, gradientii verticali sunt mult mai mari decât cei orizontali așa că vom considera termenii forțelor turbionare pe direcția  $z$ .

Conform cu ipotezele lungimii de amestec, o particulă de fluid care este deplasată vertical va atinge viteza medie orizontală a nivelului său inițial pentru o distanță caracteristică  $l'$ , analoagă drumului liber mediu în vâscozitatea moleculară. Deplasarea va crea o fluctuație turbulentă a vitezei medii. Astfel, de exemplu:

$$u' = -l' \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

unde  $l' > 0$  pentru particula în ascensiune și  $l' < 0$  pentru particula descendentă.

Fluxul turbionar  $-\rho u'w'$  se poate scrie ca:

$$-\overline{\rho u'w'} = \overline{\rho w' l'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (5.9)$$

Pentru estimarea lui  $w'$  în termenii de câmp mediu se presupune că stabilitatea verticală în atmosferă este aproape neutră, adică efectele portanței sunt foarte mici.

Scala orizontală a curenților turbionari ar fi astfel comparabilă cu cea verticală așa că  $|w'| \sim |\bar{V}'|$  și putem lua:

$$w' = l' \left| \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right|$$

$\bar{V}'$  și  $\bar{V}$  reprezintă componenta turbulentă și media vitezei orizontale a câmpului vânt. Trebuie să luăm valoarea absolută a gradientului vitezei medii pentru că dacă  $l' > 0$  trebuie  $w' > 0$ , adică o deplasare ascensională a particulei prin fluctuațiile turbionare.

Astfel, forța turbionară poate fi scrisă (pe unitatea de suprafață):

$$-\overline{\rho u'w'} = \rho l'^2 \left| \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right| \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = A_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (5.10)$$

unde  $A_z \equiv \rho l'^2 \left| \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right|$  se numește *coeficient de schimb turbulent*.

În mod similar se poate arăta că fluxul turbionar vertical datorită mișcării în direcția  $y$  se scrie:

$$-\overline{\rho v'w'} = A_z \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$$

În stratul limită se presupune de obicei că  $A_z$  depinde numai de distanța la suprafață.

$$\overline{\rho u'w'} = \tau_{xz} = A \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \text{ se mai numește și fluxul vertical al impulsului orizontal.}$$

Exemplu:

$$\overline{w\theta} = \overline{(w + w')(\theta + \theta')} = \overline{w\theta} + \overline{w\theta'} + \overline{w'\theta'} = \overline{w\theta} + \overline{w'\theta'}$$

sau:

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\overline{uv} + \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{uv} + \overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z}(\overline{uw} + \overline{u'w'})$$

$$\text{Dar } \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0.$$

$$\text{Ca urmare: } \frac{d\bar{u}}{dt} = \frac{d\bar{u}}{dt} + \frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y}(\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z}(\overline{u'w'})$$

sau:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

Vom deduce în cele ce urmează ecuațiile care guvernează mișcarea în stratul limită planar.

## 5.2. Ecuațiile stratului limită

### 5.2.1. Ecuația conservării impulsului

Din ecuația (3.15) vom media tensorul fluxului impulsului,  $(\rho v_i v_j + p \delta_{ij} - \sigma_{ij})$

$\tau_{ij} = -\overline{\rho v_i v_j}$ , este tensorul Reynolds, care reprezintă contribuțiile vitezelor care fluctuează, la fluxul impulsului.

Vom considera, de asemenea termenul  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\rho'}{\rho} g$  ca rezultat al medierii

Boussinesq.

Dacă aplicăm metoda micilor perturbații în condițiile medierii Reynolds ecuației (3.15) vom obține:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij})} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\rho \frac{v}{2} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\rho \frac{\partial v'_i}{\partial x_j}} \right)$$

Prin neglijarea variațiilor orizontale ale tensorului presiunii, atunci ecuația de mișcare se va scrie sub formă vectorială:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} + \rho \vec{f} \times \vec{V} = -\nabla p - \frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{\vec{V}'w'} - v \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right) = -\nabla p + \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z} \quad (5.11)$$

unde am considerat convergența fluxului vertical al impulsului orizontal scris sub forma:

$$\overline{\rho \vec{V}'w'} = -\tau \quad (5.12)$$

$\bar{\tau}$  include în mod practic întreaga forță de frecare care se exercită asupra curenților și vântului.

Ecuația (5.11) reprezintă *ecuația mișcării medii orizontale*, și pe componente se scrie:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{u}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \\ \frac{d\bar{v}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Pentru mișcările la scară sinoptică termenii accelerației  $\frac{d\vec{V}}{dt}$  sunt mici în raport cu forța Coriolis și forța de gradient baric.

Astfel, într-o primă aproximație, ecuația de mișcare în strat limită, care exprimă echilibrul celor trei forțe: Coriolis, de gradient și de vâscozitate este:

$$\rho \vec{f} \times \vec{V} = -\nabla p + \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z}$$

### 5.2.2. Ecuația de continuitate

Ținând seama de notațiile făcute, ecuația de continuitate se va obține sub forma:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{v}_i) = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{(\rho + \rho')(V_i + v'_i)}) = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\rho} V_i + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho'_i v'_i}) \quad (5.14)$$

Ultimul termen reprezintă *covarianța* lui  $\rho$  și  $v$  și este diferit de zero numai când există corelația între densitate și fluctuațiile vitezei. Aceasta se întâmplă în

unde  $\rho$  sonore și uneori în convecție, când densitatea elementului de fluid în ascensiune este diferită de densitatea particulelor de fluid în disipare.

Amplitudinea relativă a fluctuațiilor densității  $\frac{\rho'}{\bar{\rho}}$  în atmosferă sau în ocean este de ordinul  $10^{-3}$  sau mai mică. Fluctuațiile vitezei relative corespunzătoare nu depășesc de obicei unitatea. Ca urmare, ecuația de continuitate mediată se reduce, într-o bună aproximație, la:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} V_i) = 0$$

sau pe componente:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} u) = 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho} v) = 0 \end{cases} \quad (5.14')$$

Fluctuațiile densității afectează mișcarea numai prin efectele portanței. De aceea, ele sunt de obicei neglijate, exceptând cazul când sunt multiplicare prin accelerație gravitațională  $g$  - în ecuația de mișcare.

### 5.2.3. Fluctuațiile tranzitorii în compoziția fluidului

Când se consideră fluctuațiile în compoziția fluidului trebuie să se țină seama de ecuația (3.8) în întregime:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho q_n) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho q_n v_i + d n_i] + \rho \frac{\partial q_n}{\partial t}$$

Fluxul unei anumite substanțe din amestecul fluid este  $[\rho q_n v_i + d n_i]$ . Când se

mediază acest flux, ținând seama că  $d n_i = -\rho v_n \frac{\partial q_n}{\partial x_i}$ , se obține:

$$\rho \left( q v_i - v \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \right) = \bar{\rho} \left( \bar{q} V_i + \overline{q' v_i} - v \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_i} \right) \quad (5.15)$$

Atât în meteorologie cât și în oceanografie se obișnuiește să se vorbească despre *advecție* când este vorba de un flux produs de vitezele mediate. Termenul *convecție* este folosit pentru transportul produs de fluctuații, prin covarianța  $q'v'$ . În atmosferă liberă și oceanul deschis, fluxul convectiv este mult mai mare decât difuzia moleculară. Ca și difuzia moleculară, fluxul convectiv poate transfera materie, când fluxul mediu de masă  $\bar{\rho} V_i$  este zero sau are o direcție foarte diferită.

În apropierea suprafeței, variațiile verticale sunt multe mai intense decât variațiile orizontale. Dacă se neglijează variațiile pe orizontală și dacă presupunem că  $q$  reprezintă concentrația vaporilor de apă în aer (umiditatea specifică) ecuația  $\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho v \frac{\partial q}{\partial x_i} \right)$ , se poate media, folosind ecuația (5.15).

Astfel,

$$\rho \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left[ \overline{q'w'} - v \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right] \equiv - \frac{\partial Q}{\partial z} \quad (5.16)$$

unde  $Q$  este fluxul vertical al masei vaporilor pe unitatea de arie, în unitatea de timp.

Dacă tratăm pe aceeași cale transportul vertical al căldurii sensibile se obține în absența altor surse de căldură:

$$c_p \frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho c_p k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)$$

sau

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = - c_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \rho \left( v_i T_i - k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \right]$$

Deci

$$c_p \rho \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = - c_p \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \overline{T'w'} - k \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right) \right] \equiv - \frac{\partial H}{\partial z} \quad (5.17)$$

În (5.17)  $\overline{w'T'} = \overline{w'\theta'}$  reprezintă fluxul vertical de căldură.

## 5.2.4. Ecuația energiei cinetice de turbulență

Ecuația pentru variația energiei cinetice turbulente se obține prin exprimarea tuturor variabilelor ca suma a doi termeni: starea de bază și abaterea (fluctuația).

Dacă se mediază ecuația, ținând seama de proprietățile medierii Reynolds, se va obține o ecuație pentru variația medie locală a energiei mecanice pentru unitatea de masă. Se obține de asemenea o a doua ecuație pentru lucrul mecanic prin multiplicarea scalară a ecuației de mișcare mediate, cu viteza medie  $V_i$ . Dacă această a doua ecuație se scade din prima se va obține (vezi Anexa 1):

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{v_j'v_j'}) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{1}{2} \overline{V_i v_j'v_j'} + v_i' \left( \frac{1}{2} \overline{v_j'v_j'} + \frac{p'}{\rho} \right) \right\} + \overline{v_i'v_j'} \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \varepsilon - g \frac{\overline{\rho'w'}}{\rho} \quad (5.18)$$



Ecuatia (5.18) este cunoscută ca *ecuația energiei de turbulență*, deși n-a fost specificată natura fluctuațiilor.

În ecuația (5.18) am presupus că *tensorul*  $\delta_{ij}$  este neglijabil în raport cu *tensorul Reynolds*.

Se mai poate presupune de asemenea, că disiparea acționează numai pentru mișcarea turbionară și că efectul ei direct asupra vitezelor medii este neglijabil:

$$v \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \right) \cdot \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} = \varepsilon, \quad v \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_i} + \frac{\partial V_j}{\partial x_j} \right) \cdot \frac{\partial V_j}{\partial x_i} = 0$$

Vitezele medii sunt afectate indirect prin formarea turbioanelor care se pot disipa. Dacă toți curenții turbionari, cu excepția celor de-a lungul verticalei sunt neglijajați, ecuația energiei de turbulență se poate scrie sub o formă mai des folosită:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\overline{v'_j v'_j}) = \overline{w'v'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\overline{w'p'}}{\rho} + \frac{1}{2} \overline{w'v'_j v'_j} \right) - g \frac{\overline{\rho'w'}}{\rho} \quad (5.19)$$

Primii doi termeni din partea dreaptă a ecuației (5.19) sunt considerați de obicei, dominanți în stratul limită.

Energia cinetică a unei curgeri turbulente este întotdeauna mai mare decât energia cinetică a unei curgeri uniforme cu același impuls mediu. De aceea, primul termen din dreapta poate fi considerat ca o *generare* a energiei turbionare printr-o reducere a forfecării principale. (MP = energia mecanică turbulentă)

Termenul  $\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\overline{w'p'}}{\rho} + \frac{1}{2} \overline{w'v'_j v'_j} \right)$  reprezintă convergența verticală a unui flux

produs prin mișcarea turbionară și care transportă energia fluctuațiilor presiunii și vitezei. (TR = tensorul Reynolds de turbulență)

Termenul  $g \frac{\overline{\rho'w'}}{\rho}$  reprezintă lucrul mecanic al forțelor portante. (BPL = energia determinată de transportul portantei pe verticală)

Așadar, ecuația (5.19) se poate rescrie simplu, prin:

$$\frac{d}{dt} (\text{TKE}) = \text{MP} - \varepsilon + \text{TR} + \text{BPL} \quad (5.20)$$

Este convenabil să se introducă conceptul de *energie potențială medie*.

Deși atmosfera și oceanul sunt stratificate stabil, în general, se găsesc totuși la același nivel mase de fluid de densități diferite. Aceasta determină o energie potențială mai mare decât energia pe suprafețele de aceeași densitate de la un anumit nivel.

Energia potențială medie (EPM) reprezintă excesul față de această energie care teoretic este minimă. Valoarea sa specifică, sau mediată pe un volum dat, va fi:

$$\text{EPM} = \frac{1}{V} \int_V \rho' g z \, dx \, dy \, dz \quad (5.21)$$

Integrala se face pe întreg volumul  $V$ . Dacă considerăm că masa totală din sistemul unui volum închis este constantă, pentru a exprima variația energiei potențiale medii astfel:

$$\frac{d}{dt}(\text{EPM}) = \frac{1}{V} \int_V \rho' g \frac{dz}{dt} \, dx \, dy \, dz = \frac{1}{V} \int_V \rho' g w \, dx \, dy \, dz \quad (5.21')$$

Dacă alegem în mod corespunzător volumul  $V$  și  $\bar{w} = 0$ , atunci termenul  $\overline{g w' \rho'}$  din ecuația energiei de turbulență poate fi interpretat ca *variația energiei potențiale medii*.

Când  $\rho' w' < 0$ , centrul de greutate al fluidului coboară prin convecție. Parametrul folosit pentru caracterizarea acestui proces este *numărul Rayleigh*.

$$R_a = - \frac{g \rho' w'}{\bar{\rho}} \cdot \frac{h^4}{h_x^2 \nu} \quad (5.22)$$

unde  $h$  reprezintă drumul pe care este advectionat fluidul, iar  $k_x^2$  măsoară posibilitatea de difuzie a anomaliilor densității.

Se definește de asemenea și numărul Richardson:

$$R_f = - \frac{\text{BPL}}{\text{MP}} \quad (5.23)$$

Starea stabilă în atmosferă sau ocean este caracterizată de  $R_f < 0$ .

Transportul vertical de orice fel nu poate fi observat direct fără oarecare dificultate. Pentru ca ecuațiile precedente să poată fi folosite în scopuri de predicție, trebuie ca transportul turbionar să se exprime *parametric* ca funcție de variabilele mediate sau întregi, după cum sunt măsurate (măsurători de rutină)

Această exprimare se face prin introducerea unor coeficienți estimați empiric pentru transportul turbulent.

Astfel,

$$\begin{aligned} \overline{\vec{v}' w'} &= -K \frac{\partial \vec{V}}{\partial z}; \quad \overline{T' w'} = -K_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \\ \overline{q' w'} &= -K_Q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}; \quad \overline{v_i'^2 w'} = -K_b \frac{\partial \bar{b}^2}{\partial z} \end{aligned} \quad (5.24)$$

*Coeficienții turbulenți* au aceeași dimensiune ca difuzivitățile moleculare sau vâscozitatea, dar valorile lor sunt în general mai mari.

Spre deosebire de coeficienții moleculari, ei nu sunt proprietăți intrinseci ale fluidului, ci variază cu: locul, starea fluidului, stabilitatea, perioada de mediere și

devine zero. Reprezentarea coeficienților turbulenți în (5.24) ar implica în acest caz valori infinite de mari pentru coeficienți, valori care practic nu au scris.

Ca urmare, conceptul de *reprezentare parametrică - parametrizare* - a transportului prin coeficienți de turbulență și gradientii medii nu se aplică atunci când gradientul mediu tinde către zero.

Discuția precedentă n-a fost foarte clară pentru că nu s-a spus nimic despre lungimea intervalului de mediere pentru definirea valorii medii locale a temperaturii, vitezei, etc. Acest interval este foarte important când se încearcă o combinare a tratării deterministe a variațiilor lente cu o tratare statistică, parametrică, a fluctuațiilor rapide. Dacă intervalul de mediere este prea lung ecuațiile mediate nu pot fi folosite pentru predicție. Dacă el este prea scurt, valorile mediilor devin preferențiale prin fluctuațiile individuale scurte.

În anumite cazuri, alegerea unui interval de mediere este foarte clară. De exemplu: înălțimea suprafeței mării variază pentru o perioadă de mai multe ore în cazul mareelor și pentru o perioadă de secunde la trecerea undelor de vânt (valurilor). O ecuație pentru maree se poate baza pe înregistrarea înălțimii suprafeței mării mediate pe intervale de 20 minute.

În general, parametrizarea fluctuațiilor de frecvență ridicată prin mediere este valabilă numai dacă jumătatea de mediere poate fi asociată cu un "gap" în spectrul frecvențelor.

### 5.2.5. Sistemul ecuațiilor de bază pentru stratul limită

Ecuația de mișcare sub formă vectorială:

$$\bar{\rho} \frac{d\vec{V}}{dt} + \bar{\rho} f \vec{k} \times \vec{V} = -\nabla p - \frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \left( \vec{V} w' - v \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right) = -\nabla p + \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z}$$

sau pentru mișcările la scară sinoptică, ecuația de mișcare exprimă echilibrul a trei forțe: Coriolis, de gradient baric și de vâscozitate:

$$\bar{\rho} f \vec{k} \times \vec{V} = -\nabla p + \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z}$$

Dacă la această ecuație adăugăm ecuația de continuitate, ecuației de transport și ecuației energiei se obține sistemul complet al ecuației în stratul limită.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} V_i) = 0$$

Ecuațiile de transport ale vaporilor de apă și căldurii:

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{q}}{dt} = -\frac{\partial}{\partial z} \bar{\rho} \left( q' w' - v \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) = -\frac{\delta Q}{\delta z}$$

cu  $Q$  fluxul vertical al masei vaporilor pe unitatea de arie

$$\rho_p \frac{\partial T}{\partial t} = -c_p \frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{T'w'} - K \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial H}{\partial z}$$

și ecuația energiei turbulente:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{v'_j v'_j}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{1}{2} \overline{v'_i v'_j v'_j} + v'_i \left( \frac{1}{2} \overline{v'_j v'_j} + \frac{p'}{\rho} \right) \right\} + \overline{v'_i v'_j} \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \varepsilon - g \frac{\overline{\rho' w'}}{\rho}$$

sau sub forma mai folosită:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\overline{v'_j v'_j}) = \overline{w'v'} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\overline{w'p'}}{\rho} + \frac{1}{2} \overline{w'v'_j v'_j} \right) - g \frac{\overline{\rho' w'}}{\rho}$$

Primii doi termeni din partea dreaptă a ecuației sunt considerați de obicei determinanți în stratul limită.

### 5.3. Stratul de suprafață. Profilul vântului

Date fiind dificultățile inerente în măsurarea și interpretarea teoretică a câmpului vântului în cei câțiva metri deasupra suprafeței oceanului, vom discuta mai întâi profilul vântului în stratul limită marin de suprafață:

- Profilul vântului în condiții neutre;
- Efectul stratificării termice asupra profilului vântului.

#### 5.3.1. Profilul vântului în condiții neutre

Pentru acest caz, când stratificarea termică este adiabatică, trebuie să ținem seamă de următoarele două aspecte:

- 1°) înălțimea limită internă care depinde de priză;
- 2°) problema echilibrului între curgerea aerului și starea mării.

Aspectul 1° este important mai ales pentru profilul vântului în regiune de coastă în care apare o discontinuitate datorită caracteristicilor uscatului.

În legătură cu aspectul 2° este convenabil să se considere echilibrul dintre vânt și undele oceanice, care în mod natural există în absența variațiilor mai mari ale vântului în intensitate și direcție. Dacă interesează în principal profilul vântului în condițiile de echilibru dintre vânt și unde și nu efectul prizei și stabilității termice, atunci curgerea este similară cu advecția orizontală (curgere orizontală) uniformă cu viteza medie care depinde numai de distanța la suprafață.

Pentru simplificare presupunem că, curentul de aer din apropierea suprafeței oceanului este direcționat paralel cu axa  $x$ . Componenta  $\tau_x$  a tensorului Reynolds la suprafață, împărțită prin densitatea  $\rho$ , se poate scrie atunci în funcție

de viteza de frecare  $u_*$  care se definește prin identitatea:  $u_*^2 \equiv \left( \frac{\tau_x}{\rho} \right)$ , unde

indicele  $s$  indică valoarea la suprafață.

Măsurătorile indică valori ale forței turbionare pe unitatea de suprafață (în atmosferă) de:  $\tau_x \sim 0,1 \sim \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ .

Astfel  $\left( \frac{\tau_x}{\rho} \right) \sim 0,1 \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$  și  $u_* \sim 0,3 \text{ ms}^{-1}$ .

Forță Coriolis și forță de gradient baric au intensitate de aproximativ  $10^{-3} \text{ ms}^{-2}$  la latitudini medii.

Astfel, dacă acești termeni trebuie să echilibreze presiunile turbionare este necesar ca:

$$\frac{\Delta \left( \frac{\tau_x}{\rho} \right)}{\Delta z} \leq 10^{-3} \text{ ms}^{-2}$$

Pentru  $\Delta z = 10 \text{ m}$ ,  $\Rightarrow \Delta \left( \frac{\tau_x}{\rho} \right) \leq 10^{-2} \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ .

Deci modificarea presiunii turbionare în stratul inferior de 10 m este mai mică decât 10% din presiunea la suprafață. Într-o primă aproximație este permis să se presupună că în primii metri de la suprafață, *forța rămâne constantă*, la valoarea ei de suprafață:

$$\frac{\tau_x}{\rho} = \frac{A_z}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = u_*^2 \quad (5.17)$$

unde presiunea turbionară la suprafață a fost parametrizat în termenii coeficientului de schimb turbionar  $A_z$  definit prin (5.10).

În obținerea  $A_z$  am presupus că scările orizontală și verticală ale curenților turbionari au fost aproximativ egale.

În apropierea suprafeței scara turbionară verticală este limitată de distanța până la suprafață. Ca urmare, o alegere firească pentru lungimea de amestec este o  $l' = kz$ , unde  $k$  este o constantă. Astfel avem:

$$A_z = \rho(kz)^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$$

Substituind expresia pentru  $A_z$  în (5.17) și luând rădăcina pătrată, găsim:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \quad (5.18)$$

Integrând relația (5.18) după  $z$ , se obține profilul logaritm al vântului:

$$u = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (5.18')$$

unde  $z_0$  este lungimea de rugozitate, o constantă de integrare aleasă ca  $u = 0$  la  $z = z_0$ .

Constanta  $k$  din (5.18) este o constantă universală, numită constanta von Karman, cu o valoare determinată experimental ca:  $k = 0,4$ .

Lungimea de rugozitate  $z_0$  variază în funcție de caracteristicile fizice ale suprafeței.

Deși pentru obținerea ecuației (5.18) au fost folosite multe ipoteze simplificatoare, multe dintre programele experimentale au arătat că profilul logaritm al vântului reprezintă o fitare satisfăcătoare pentru profilele de vânt observate în stratul de suprafață.

Se observă că profilul vertical al vitezei medii a vântului deasupra suprafeței mării este aproape logaritm în condiții neutre. Dacă se ține seama de  $u_*$  și  $z_0$ , situația se complică în cazul suprafeței mării în raport cu uscatul.

Măsurătorile au arătat că nu există o legătură între  $z_0$  și înălțimea undelor, de exemplu. Acest rezultat subliniază încă o dată, caracterul particular al mării.

Kitaigorodski a considerat  $h_*$  ca înălțimea de rugozitate a mării și a găsit, din măsurători, legătura dintre  $z_0$ ,  $h_*$  și  $u_*$  (Kitaigorodski, pg. 34-36).

### 5.3.2. Efectul stratificării termice asupra profilului vântului deasupra mării

Procese turbulente implicate în distribuția verticală a vântului, reflectă natura stratului de suprafață și curgerea însăși, energia cinetică turbulentă fiind suplimentată prin energia cinetică a curentului. Această mișcare turbulentă se numește "*turbulență dinamică*" sau "*izotropică*". Aceasta semnifică faptul că fluctuațiile vitezei sunt de același ordin de mărime pentru toate componentele curentului turbulent.

Dacă stratificarea termică nu este indiferentă ci stabilă sau instabilă, intervin forțele portante care influențează componentele curentului vertical. Acesta este cazul "*turbulenței anizotropice*" și va face subiectul discuției influenței sale asupra profilului de vânt.

În condiții termice instabile, schimbul turbulent pe verticală se intensifică și ca urmare gradientul vertical al vitezei vântului descreește mai rapid cu înălțimea decât în cazul adiabatic. Reciproca este adevărată pentru cazul de stabilitate termică.

Profilul vântului în condiții tipice se vede în Fig. 5.1. Se observă că într-un sistem semilogaritm, profilele neadiabatice de vânt sunt niște curbe. În condiții de instabilitate curbura este convexe în raport cu axa  $u$ , iar în condiții de stabilitate sunt concave.

Se extrag două concluzii clare:

1° ) Efectul stratificării termice diminuează cu creșterea turbulenței dinamice, deci cu creșterea vitezei vântului, și

2° ) Influența stabilității descrește în apropierea suprafeței. Legea logaritmică s-a dovedit adevărată, parametrul de rugozitate  $z_0$ , având caracterul unei condiții la limită. Acest fapt a fost acceptat ca pentru condiții adiabatică prin concluziile 1° și 2° pentru că măsurătorile în stratul de suprafață sunt greu de făcut.

Așadar, pentru că abaterile de la profilul de vânt adiabatic sunt foarte mici, profilele neadiabatică de vânt se pot reprezenta cu ajutorul profilelor logaritmice.

Gradientul vertical al vitezei medii a vântului se poate scrie sub forma:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{\Gamma_{ua} \bar{u}_a}{z + z_0} \quad (5.19)$$

unde:

$$\Gamma_{ua} = \frac{1}{\bar{u}_a} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \ln(z + z_0)} \quad (5.20)$$

este analoagă cu coeficientul de evaporare Montgomery (1940) și se numește "coeficient de profil", sau "numărul conturului de profil".

$\bar{u}_a$  este viteza medie a vântului la înălțimea  $z = a$ .

Ecuția (5.19) corespunde unui profil logaritmic, iar produsul  $\Gamma_{ua} \bar{u}_a$  are aceeași

semnificație ca  $\frac{u_*}{k}$ , în cazul adiabatic. Deosebirea și dificultatea apare că spre deosebire de  $u_*$ ,  $\Gamma_{ua}$  nu este independent de variabila de înălțimea  $z$  cum se vede din (5.20).

În consecință, ecuația (5.19) este adevărată - strict vorbind - numai pentru  $z = a$  și aproximativ, în vecinătatea acestei înălțimi. Deci nu se admite ca ecuația (5.19) să fie integrată pe un interval de înălțime.

Stratificarea adiabatică este singura care aplică următoarele relații:

$$\Gamma_{ua} = \frac{u_*}{k \bar{u}_a} \quad (5.21)$$

$$\Gamma_{ua} = \left( \ln \frac{z_0 + a}{z_0} \right)^{-1} \quad (5.22)$$

care permit evaluarea lui  $u_*$  și  $z_0$  dacă  $\Gamma_{ua}$  și  $\bar{u}_a$  sunt cunoscute. Dificultățile menționate restrâng aplicabilitatea coeficienților de profil în practică. De aceea, rezultatele diferitelor cercetări sunt comparabile numai în condiții adiabatică.

Conceptul "coeficient de profil" este util când materialul observațional este foarte bogat. Atunci când trebuie să se țină seama cantitativ de efectul stabilității asupra profilului de vânt, trebuie să se considere contribuția fluxului vertical de căldură

care produce energia cinetică comparabilă cu forfecarea datorită forțelor turbionare.

În timp ce forța de forfecare este  $\tau \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  pe unitatea de suprafață și în unitatea de timp, energia suplimentară furnizată de forțele portante are expresia (vezi 3.5):  $gH/c_p T_0$  cu  $g$  - accelerația gravitațională,  $c_p$  - căldura specifică la  $p$  constantă;  $T_0$  temperatura medie la baza stratului, iar  $H$  flux de căldură (entalpie în  $J/m^2s$ ).

Raportul adimensional al acestor expresii reprezintă numărul de flux, Richardson:

$$R_f = \frac{-gH}{c_p T_0 \tau \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)} \quad (5.23)$$

Semnul minus este introdus pentru a obține numere Richardson  $R_f < 0$  pentru valori pozitive ale fluxului de căldură  $H$ , adică pentru stratificări termice instabile.

Un alt număr Richardson mai utilizat este cel al raportului gradientilor:

$$R_i = \frac{g \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)}{T_0 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2} \quad (5.24)$$

cu  $\bar{\theta}$  temperatura potențială medie a aerului.

Relația (5.24) se poate exprima dată fiind proporționalitatea fluxurilor de energie  $\tau$  și  $H$  cu gradientii termici corespunzători:  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  și  $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ :

$$R_f = \frac{K_H}{K_M} R_i \quad (5.25)$$

$R_f$  devine egal cu  $R_i$  când coeficientul de transfer turbulent pentru căldură este același cu cel pentru impuls.

Numărul Richardson este folosit pentru estimarea transferului de energie într-un curent turbulent, în condiții *neadiabatic*e. El indică energia suplimentată sau consumată prin stratificarea termică în comparație cu energia forțelor turbionare. Este *pozitiv* pentru inversiuni sau *stratificări stabile* când forțele de turbulență acționează împotriva gravitației.  $R_i < 0$  corespund cazurilor supraadiabatic sau instabile, iar  $R_i = 0$  pentru condiții adiabatic.  $R_i$  crește numeric cu înălțimea  $z$ .



### 5.3.3. Profilul general *diabatic* al vântului

Gradientul vertical al vitezei vântului dat de ecuația (5.18)  $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}\right)$  în

condiții adiabatică poate fi scris pentru condiții diabatică, înmulțind partea dreaptă a ecuației cu factorul adimensional  $S$ , care reprezintă influența *stabilității* și este funcție de numărul Richardson  $R_f$ :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} S(R_f) \quad (5.26)$$

$\frac{k}{S}$  poate fi considerat ca o constantă von Karman generalizată,  $k^*$ . Pentru cazul adiabatic,  $R_f = 0$ , și funcția stabilității  $S$  trebuie să fie egală cu unitatea.

Ținând seama de ecuația (5.23) eliminăm  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  din ecuația (5.26) și obținem:

$$S = -\frac{gkH_z}{\rho c_p T_0 u_*^3 R_f} \quad (5.27)$$

Conform cu teoria Monin-Obukor (1954), se introduce mărimea:

$$L = -\frac{\rho c_p T_0 u_*^3}{gkH} \quad (5.28)$$

care are dimensiunea unei lungimi și se numește "*lungime de stabilitate*".

În acest caz, relația dintre fluxul de căldură  $H$  și lungimea de stabilitate  $L$ , implică:

- 1) Stratificare stabilă  $H < 0$ ,  $L > 0$ ;
- 2) Stratificare adiabatică  $H = 0$ ,  $L \rightarrow \pm\infty$ ;
- 3) Stratificare instabilă  $H > 0$ ,  $L < 0$ .

Ecuația (5.27) devine prin folosirea ecuației (5.28):

$$S = \frac{z}{L} \cdot \frac{1}{R_f} = \frac{k}{K_M^*} \quad (5.29)$$

Se poate considera  $\frac{z}{L}$  cu un *parametru portant*, adimensional care este folosit în particular când profilul vitezei vântului și temperaturii aerului sunt exprimate prin forme adimensionale.

*Presupunerea* de bază a teoriei Monin-Obukov este că deviațiile lui  $S$  de la stabilitatea neutră în aceste două distribuții verticale sunt funcții universale de

$$\left(\frac{z}{L}\right).$$

Atunci, conform ecuației (5.29), dependența înălțimii de  $R_f$  este determinată în întregime prin  $L$ .

Pentru condiții apropiate de cele neutre,  $S$  se apropie de unitate și  $K_H$  tinde către  $K_M$ . Conform cu ecuația (5.28)  $L$  crește când  $H$  se apropie de zero și (sau) cu creșterea vitezei vântului.

Combinând ecuațiile (5.10), (5.26) și (5.29) ajungem la relația dintre vâscozitatea turbionară  $K_M$ ,  $A = \rho K_M$  și numărul Richardson de flux:

$$\begin{aligned} K_M &= k u_* L R_f \\ A_z &= \rho k u_* L R_f \end{aligned} \quad (5.30)$$

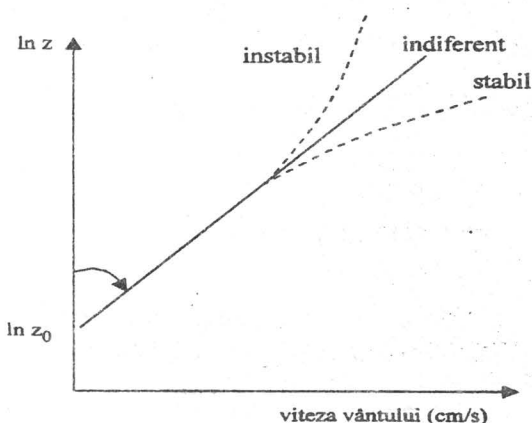


Fig. 5.1. Reprezentarea schematică a profilului vântului mediu într-un sistem în diferite condiții termice

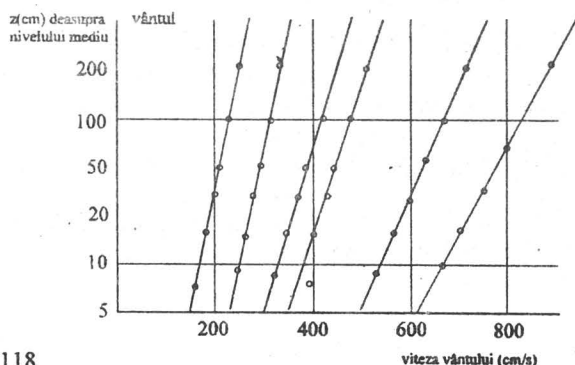


Fig. 5.2 Profilele vântului deasupra suprafeței apei în condiții aproape adiabactice (după Roll 1968). Profilele sunt grupate după viteza vântului

### 5.3.4. Soluții aproximative propuse pentru profilele diabactice ale vântului

Au fost făcute multe încercări de a determina funcția de stabilitate din ecuația (5.26) și aceste încercări pot împărțite în două clase:

- a) acelea care presupun profile similare pentru viteza vântului și temperatură;
- b) cele care nu presupun similaritatea.

Cazul a) implică direct că funcția de stabilitate pentru viteza vântului  $S_u$  diferă de cea pentru temperatura potențială a aerului  $S_\theta$  numai prin factorul constant  $\gamma$  așa că  $S_u = \gamma S_\theta$ . Astfel conform cu ecuația (5.26) raportul gradientilor verticali

$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  și  $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$  egalează pe cel al fluxurilor turbulente corespunzătoare înmulțite prin  $\gamma$ :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} : \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \gamma \tau : \left( \frac{-H}{c_p} \right) \quad (5.31)$$

În consecință:

$$K_H = \gamma K_M \text{ și } R_f = \gamma R_t \quad (5.32)$$

Plecând de la acestea au fost sugerate următoarele formulări:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} (1 + \sigma_1 R_t)^{1/2} \quad (5.33)$$

(de Rossby și Montgomery, 1935)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \frac{1}{(1 - \sigma_2 R_t)^{1/2}} \quad (5.34)$$

(de Hilzanu, 1943)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z + z_0)} \left( 1 + \alpha \cdot \frac{z + z_0}{L} \right) \quad (5.35)$$

În (5.35)  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  și  $\alpha$  sunt constante fixate în mod empiric. Prin aplicarea ecuațiilor (5.29) și (5.32) și presupunând  $\gamma = 1$  (ca Monin și Obukov) ultima formulă (5.35) poate fi transformată:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z + z_0)} \cdot \frac{1}{1 - \alpha R_t} \quad (5.36)$$

Pentru condiții aproape neutre (adică la valori foarte mici ale  $R_t \sim \frac{z + z_0}{L}$ ,

termenii de ordin mai înalt în  $R_t$  și respectiv  $\frac{z + z_0}{L}$  pot fi neglijăți și cele trei formule de mai sus sunt reduse la aceeași ecuație aproximativă:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z+z_0)} (1 + \text{const. } R_f) \quad (5.37)$$

care necesită conectarea constantelor prin relația:

$$\sigma_1 = \sigma_2 = 2\alpha \quad (5.38)$$

Integrarea poate fi ușor realizată pentru cazul aproape adiabatic  $\left(\frac{z+z_0}{L} \ll 1\right)$  prin folosirea ecuației (5.36). Ea formează binecunoscutul profil "log + linear":

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \left( \ln \frac{z+z_0}{z_0} + \frac{\alpha z}{L} \right) \quad (5.39)$$

care conține cazul adiabatic pentru  $L \rightarrow \infty$  și descrie efectul stabilității pentru un termen adițional, linear în  $z$ .

Monin și Obukov (1954) au evaluat constant  $\alpha$  la  $(0,60 \pm 10\%)$  prin folosirea datelor profilului de vânt deasupra uscatului fără măsurători simultane de flux. Dar valoarea contravine ecuației (5.38) pentru că  $\sigma_1$  s-a determinat ca fiind 9.

Taylor (1960) a arătat că  $\alpha$  variază sistematic cu stabilitatea și ia valori între 3 și 6 pentru regiunea stabilă:

$$-0,03 < \frac{(z+z_0)}{L} < 0 \text{ pentru care se aplică ecuația (5.39).}$$

Astfel rezultă o valoare medie de 4,5 care verifică ecuația (5.38).

Rezumând, putem spune că profilul de vânt "log - linear" este adecvat numai pentru un domeniu de stabilitate foarte îngust care pare să fie limitat prin  $\left|\frac{z+z_0}{L}\right| = 0,03$  și care corespunde mai mult sau mai puțin cu regiunile unde domină turbulența mecanică, adică cu condițiile convecției forțate. În aceste regiuni ia valori apropiate de unitate. Reținând că ecuația (5.39) a fost obținută pentru stratificări aproape neadiabactice, pentru valori mici ale  $R_f$ , nu ne așteptăm ca ea să dea valori bune, deci să fie utilă pentru condiții de stabilitate mare sau instabilitate mare.

De aceea trecem la a discuta cazul b) care nu se bazează pe similitudine și în consecință:

$$\gamma = \frac{K_H}{K_M} = \frac{R_f}{R_t} \quad (5.40)$$

nu mai este constant și apare ca o variabilă adițională.

Cu creșterea instabilității:  $\left(\frac{z}{L} < -0,03\right)$  curentul intră într-un domeniu unde alături de turbulența dinamică, forțele portante joacă un rol dominant. Dacă instabilitatea este suficient de mare, fluxul de căldură și termenul portant

sunt decisive, în timp ce  $u_*$  devine neglijabil. Aceasta este regiunea de *convecție liberă*.

Încercând obținerea unei soluții care ar putea include condițiile aproape neutre precum și stabilitatea și instabilitatea puternică, Ellison (1957) a trecut la o teorie

care impune ca  $\gamma = \frac{K_H}{K_M}$  variază puternic cu numărul Richardson de flux,  $R_f$ .

Mărima variabilei  $\gamma$  tinde către zero când  $R_f$  se apropie de o valoare cinetică  $R_{f_{cr}}$ , care astfel apare ca valoarea maximă a  $R_f$  pentru menținerea turbulenței. Relația propusă de Ellison se scrie:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z+z_0)} \left( 1 - \frac{R_f}{R_{f_{cr}}} \right)^{-1/4} \quad (5.41)$$

Constanta  $R_{f_{cr}}$  a fost estimată la aproximativ 0,15.

Dacă combinăm ecuația (5.41) cu (5.29) obținem următoarea ecuație pentru factorul de stabilitate  $S$ :

$$S^4 - \frac{1}{R_{for}} \cdot \frac{z+z_0}{L} S^3 = 1 \quad (5.42)$$

care este o verigă utilă între profilul vântului și fluxul de căldură furnizat când  $R_{for}$  este cunoscut. Adică *dacă se dă profilul vântului se poate calcula fluxul de căldură*.

Invers, profilul vântului poate fi determinat, dacă sunt cunoscute lungimea de rugozitate  $z_0$ , viteza de frecare  $u_*$  și fluxul de căldură  $H$ . Cu ecuațiile (5.41), (5.39) și (5.38) ajungem la relația pentru vâscozitatea turbionară (Panovsky, 1960)

$$K_M = \frac{u_*^2}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} = \left( u_*^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{gH}{c_p \rho T_0} \frac{1}{R_{f_{cr}}} \right)^{1/3} k^{4/3} (z+z_0)^{4/3} \quad (5.43)$$

Aici  $u_*^2 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$  reprezintă rata de producere a energiei mecanice turbulente (pe unitatea de masă) în timp ce  $gH/c_p \rho T_0$  reprezintă rata la care energia este creată prin potențial.

Relația dintre contribuțiile *turbulenței dinamice* și *forțele convective* la *transportul impulsului vertical* este determinat de  $\frac{1}{R_{for}}$ .

Panovsky (1961) a interpretat ecuația (5.43) în lumina expresiei lui Heisenberg:

$$K_M \approx \varepsilon^{1/3} l^{4/3} \quad (5.44)$$

unde  $\varepsilon$  este rata de disipare a energiei și  $l$  dimensiunea turbionului. El a sugerat că, în atmosferă,  $z$  preia rolul lui  $l$  așa încât scala vârtejului este identificată cu înălțimea deasupra solului. Deocamdată soluțiile pentru profilele de vânt care au fost verificate pentru uscat nu au putut fi verificate pentru mare datorită absenței datelor de vânt și flux.

#### Alte forme ale profilului de vânt:

Formula puterii avansată de Deacon (1949, 1953) a fost folosită cu succes:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z+z_0)} \cdot \left( \frac{z+z_0}{z_0} \right)^{1-\beta} \quad (5.45)$$

Exponentul  $\beta$  este numit "Numărul Deacon" și se definește prin ecuația:

$$\beta = - \frac{\partial \ln \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)}{\partial \ln z} = - \frac{z \left( \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)}{\left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)} \quad (5.46)$$

Numărul Deacon  $\beta$  este o funcție de numărul Richardson, presupunând valori mai mari decât unitatea în condiții instabile și mai mici decât unitatea pentru stratificări stabile.

În cazul adiabatic ( $\beta$ ) formula puterii trece într-un profil logaritmic.

O aproximație directă a profilului vântului deasupra mării a fost stabilită de Goptarev (1960). Folosind observația că, în condiții termice instabile, fluctuațiile componente orizontale a curentului descrește exponențial cu înălțimea, și aplicând conceptul că această descreștere este legată de intensificarea mișcării verticale de amestec, Goptarev a obținut următoarea relație pentru dependența de înălțime a lungimii de amestec, într-o atmosferă stratificată:

$$l = k(z+z_0) e^{-a(z+z_0)} \quad (5.47)$$

Ca urmare ecuația pentru gradul vertical al vitezei vântului este:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k(z+z_0)} e^{a(z+z_0)} \quad (5.48)$$

unde  $a$  este un parametru care depinde de viteza vântului și stabilitatea termică ( $a < 0$  instabil,  $a = 0$  adiabatic,  $a > 0$  stabil).

În ultimul caz, lungimea de amestec  $l$ , crește cu  $z$ , în apropierea suprafeței până când se atinge maximum la  $z+z_0 = l$ . Deasupra acestei înălțimi, lungimea de amestec descrește. Integrarea ecuației (5.48) este dată prin dezvoltarea funcției  $t$  în serie.

Se ajunge la profilul de vânt de forma:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \left[ \ln \frac{z+z_0}{z_0} + a_z + \frac{a^2 [(z+z_0)^2 - z_0^2]}{2 \cdot 2!} + \dots \right] \quad (5.49)$$

Primii doi termeni corespund ecuației (5.39) dacă  $a = \alpha/L$ .

Dacă sunt folosiți și termenii superiori în ecuația (5.49), atunci ecuația (5.49) este valabilă și pentru condiții de abateri puternice de la adiabaticitate.

Rugozitatea dinamică  $z_0$  nu poate fi considerată ca o caracteristică directă a geometriei suprafeței mării dar ca o cantitate aerodinamică care reflectă interacția dintre vânt și unde.

Din cercetările sale, Goptarev a dedus că rugozitatea dinamică  $z_0$  descrește cu creșterea înălțimii unde și cu descreșterea vitezei vântului relativ la cea a vitezei unde.

S-a determinat, de asemenea, că  $z_0$  este mai mare la stratificarea termică instabilă decât la distribuții indifferente sau stabile ale temperaturii ceea ce revine la a spune că marea este mai aspră în masele de aer rece decât în masele de aer cald de deasupra mării reci.

### 5.3.5. Forța vântului la suprafața mării

Când se discută profilul vertical al vântului în primii metri deasupra suprafeței mării avem de a face cu dependența de rugozitate dinamică și de alți factori ca: *înălțimea unde*, *viteza vântului*, *viteza de frecare*. Nu s-a spus nimic despre parametrul important al curentului de aer de deasupra mării: viteza de

frecare  $u_*$ . Conform ecuației (5.15)  $\left( u_*^2 = \frac{\tau_x}{\rho} \right)$  viteza de frecare este strâns legată

de fluxul vertical al impulsului orizontal sau tensiunea turbulentă  $\tau$  care a fost considerată ca o constantă cu înălțimea în primii metri ai stratului limită atmosferic. Astfel putem scrie:

$$\tau = \tau_0 = \rho u_*^2 \quad (5.48)$$

unde  $\tau_0$  este tensiunea tangențială exercitată de vânt la suprafața mării ( $\rho$  = densitate aer).

Această mărime este de o importanță deosebită jucând un rol esențial în toate procesele de transfer a impulsului la limita aer-mare. El include generarea undelor oceanice de suprafață și a curenților de drift prin acțiunea vântului, structura vântului și valurile de furtună.

În final, întreaga circulație a oceanului, precum și bilanțul de impuls în circulația atmosferică, este puternic afectat de forța de acțiunea vântului asupra suprafeței mării.

Rezistența suprafeței mării la acțiunea vântului,  $\tau_0$ , se poate exprima prin viteza medie a vântului  $u_z$  la o anumită înălțime.

$$\tau_0 = \rho C_z u_z^2 \quad (5.49)$$

factorul de proporționalitate  $C_z$  fiind o constantă adimensională numită "coeficient de rezistență", "tensiunea de forfecare" sau "coeficient de forfecare" și care depinde de înălțimea  $z$ .

De obicei  $z = 10$  m se ia ca nivel de referință. Problema determinării tensiunii la suprafață  $\tau_0$  este redusă la stabilirea valorii pentru  $C_{10}$ . Coeficientul de rezistență  $C_{10}$  poate fi ușor legat de parametrii profilului vertical al vântului. Combinând ecuațiile (5.48) și (5.49) se obține:

$$C_{10} = \left( \frac{u_*}{u_{10}} \right)^2 \quad (5.50)$$

Ulterior, dacă domină condițiile adiabactice, putem obține din ecuația (5.10) relația:

$$C_{10} = \frac{k^2}{\left( \ln \frac{z_0 + 10}{z_0} \right)^2} \quad (5.51)$$

În absența stratificării termice,  $C_{10}$  este, de aceea în întregime determinat prin rugozitatea dinamică  $z_0$ .



## CAPITOLUL 6

### SCHIMBUL DE CĂLDURĂ OCEAN-ATMOSFERĂ

Am văzut că generarea și redistribuirea momentului unghiular absolut este însoțită atât de circulația meridianală cât și de cea turbionară, ale căror contribuții relative sunt diferite la latitudinile tropicale și extratropicale. Același lucru este adevărat pentru redistribuirea căldurii și a formelor de energie. Am discutat de asemenea modul în care radiația de la Soare este distribuită deasupra globului de către sistemul vânt și curenții oceanici. Vom aborda în continuare problematica fluxurilor de căldură ocean-atmosferă, căldură latentă și căldură sensibilă, cu referire în mod particular la circulația generală a sistemului ocean-atmosferă și la sistemul de vreme la scală sinoptică și mezosinoptică.

#### 6.1. Caracteristici radiative ale sistemului ocean-atmosferă

Diferența între radiația absorbită și emisă prin atmosferă, în combinație cu schimbul de căldură între pământ și atmosferă și transferul de energie prin mișcări în interiorul atmosferei și oceanelor, determină bilanțul de căldură. Cea mai mare parte a atmosferei este caracterizată printr-un deficit radiativ puternic care ar trebui să conducă la o descreștere continuă a temperaturii troposferei. Deficitul trebuie să fie compensat printr-un transfer net de energie de la suprafața pământului, unde există un surplus de încălzire radiativă.

Căldurile sensibilă și latentă transferate prin conducție și evaporare de la suprafața pământului (mare sau uscat) sunt transportate în înălțime prin mișcările aerului sub formă de mici curenți turbionari la nivelele inferioare, curenți care cresc către nivelele superioare prin sistemele de circulație, organizată la scări de la domeniul norilor cumulonimbus la circulația Hadley. Căldură latentă este obținută prin condensare în ramurile ascendente ale celei Hadley. Astfel, întreg bilanțul energetic pe verticală rezultă din procesele radiative și din

mișcările aerului. În legătură cu latitudinea și perioada anului, cantitatea de radiație solară care cade zilnic asupra unei suprafețe orizontale la limita atmosferei este prezentată în Fig. 6.1.

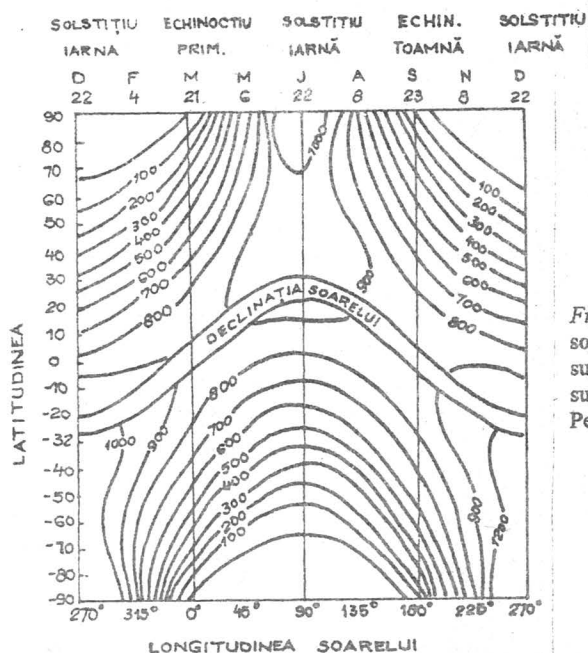


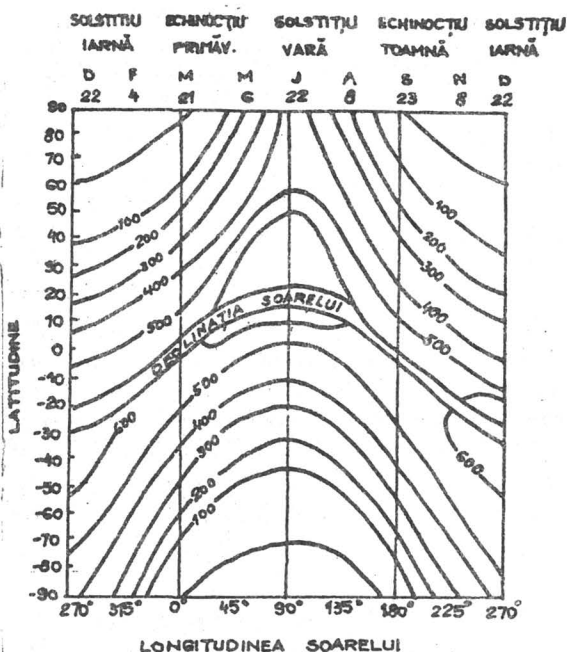
Fig. 6.1. Cantitatea de radiație solară care cade zilnic pe o suprafață orizontală la limita superioară a atmosferei (după Perry și Walker, 1972)

Remarcabile sunt două caracteristici:

- există o asimetrie între emisfere. Aceasta desigur, datorită distanței Pământ-Soare, variabilă în timpul anului (de la periheliu la afeliu);
- energia solară primită zilnic la solstițiu de exemplu, este mai mare în regiunile polare ale unei emisfere decât la tropice, în aceeași emisferă.

Când se ține seama de extincția radiației solare în atmosferă, totalul zilnic al radiației solare care cade pe o suprafață orizontală la nivelul mării pe cer senin, arată ca în Fig. 6.2.

Fig. 6.2. Cantitatea de radiație solară care cade zilnic pe o suprafață orizontală la nivelul mării când coeficientul de transmisie prin atmosferă este 0.7



Coeficientul de transmisie s-a considerat 0.7. Existența norilor împiedică propagarea radiației solare prin atmosferă, încât caracteristica generală a radiației recepționate la sol sau la nivelul mării prezintă variații atât meridionale cât și zonale. Radiația solară este atât absorbită de mare cât și reflectată de la suprafața ei. Din radiația absorbită o cantitate mică este fixată prin fotosinteză (aproximativ 0.02% conform cu Williams și alții, 1973) iar ce mai rămâne încălzește oceanul superior. Reflectivitatea este, în primul rând, o funcție de elevația solară și, în al doilea rând, de starea mării. Pentru radiația directă, care cade deasupra unei mări liniștite, albedoul variază de la 3%, când Soarele este pe verticala locului, până la 100% când el este aproape la orizont, în timp ce pentru radiația difuză variază între 8 și 10% (Tabelul 6.1.).

Tabel 6.1. Albedoul suprafeței mării pentru radiația solară totală incidentă, adică considerate atât radiația directă cât și cea difuză (după Budiko, 1956). Valorile sunt date în procente.

Lat (N)	Luna											
	Ian.	Feb.	Mar.	Apr.	Mai	Iun.	Iul.	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
70°	-	23	16	11	9	9	9	10	13	15	-	-
60°	20	16	11	8	8	7	8	9	10	14	19	21
50°	16	12	9	7	7	6	7	7	8	11	14	16
40°	11	9	8	7	6	6	6	6	7	8	11	12
30°	9	8	7	6	6	6	6	6	6	7	8	9
20°	7	7	6	6	6	6	6	6	6	6	7	7
10°	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	7
0°	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6

Prin energia solară directă este încălzit un strat destul de superficial de apă. Adâncimea până la care penetrează radiația solară depinde de lungimea de undă (Tabel 6.2.) și de concentrațiile de aluviuni, substanță galbenă, spumă de mare, plancton și bule de aer. În cea mai limpede apă de mare numai 18% din radiația incidentă deasupra suprafeței mării atinge o adâncime de 10m (Fig. 6.3.).

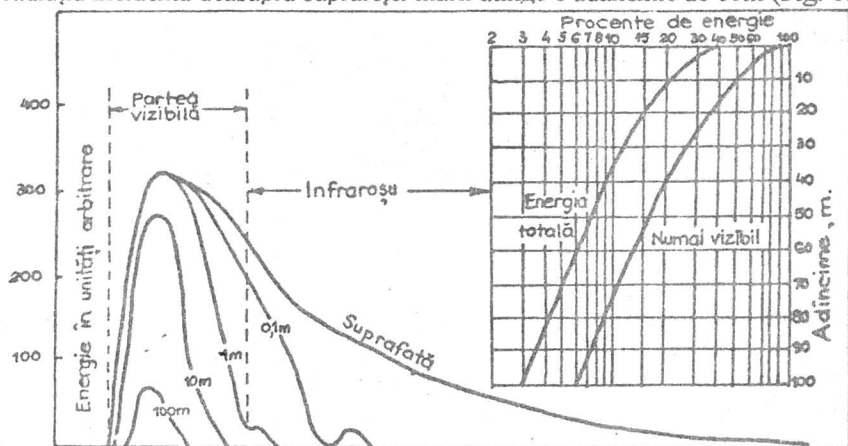


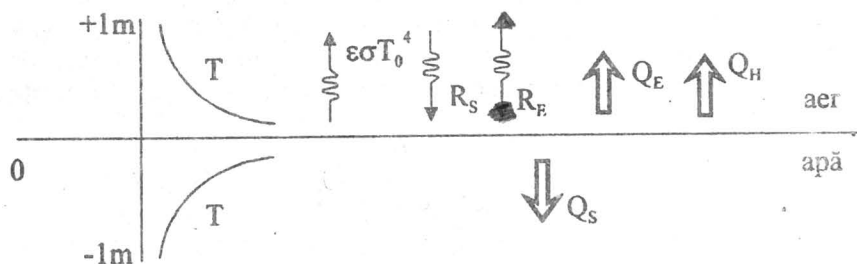
Fig. 6.3. Reprezentarea schematică a spectrului energetic al radiației de la Soare și cer, care penetrează suprafața mării și a spectrului energetic în apa pură la adâncime de 0.1, 1, 10 și 100m. În careu: Procentele energiei totale și ale energiei în domeniul vizibil al spectrului care atinge diferite adâncimi (după Sverdup, 1960).

Totuși în straturile superioare ale oceanului are loc amestecul turbulent și astfel căldura este distribuită mai mult sau mai puțin omogen într-un strat de 100m grosime.

Tabel 6.2. Pătrunderea radiației solare în apa pură în funcție de  $\lambda$  a radiației. Valorile exprimate în procente (după Sellers, 1965)

Adâncimea	Lungimea de undă			
	0,2-0,6	0,6-0,9	0,9-1,2	1,2-1,3
0	100	100	100	100
0.01mm	100	100	100	97,2
0.1mm	100	100	99,6	79,0
1mm	100	99,8	96,2	40,7
1cm	100	98,2	68,7	7,6
10cm	99,7	84,8	4,6	0
1m	96,8	86	0	-
10m	72,6	2,6	-	-
100m	5,9	0	-	-

Marea nu numai că absoarbe și reflectă radiația solară, dar și emite radiația ( $R_E$ ) de o lungime de undă potrivită cu temperatura sa. Ea absoarbe radiația de undă lungă ( $R_S$ ) transmisă de la nori și atmosferă. Ca urmare, bilanțul energiei radiante la suprafața mării ( $R_N$ ) se scrie:



$$R_N = (1 - A)R_S - (R_E - R_F) \quad (6.1)$$

unde  $A$  este albedoul suprafeței și  $R_S$  radiația totală de undă scurtă care ajunge la suprafața mării. Estimarea cu precizie a termenilor ecuației 6.1 nu este ușoară din cauza absenței măsurărilor sistematice de radiație din regiunile oceanice. În ultima vreme măsurătorile satelitare au ajutat mult, dar nu suficient. Din lucrările unor cercetători ca de exemplu Budiko (1963) se constată că bilanțul radiației anuale a suprafeței oceanului este pretutindeni pozitiv. Cea mai mare valoare,  $140 \times 10^3 \text{ cal cm}^{-2} \text{ an}^{-1}$  s-a observat în partea de nord-vest a Mării Arabia. Caracteristicile principale ale bilanțului de iarnă sunt:

- i) bilanț negativ către poli la latitudini medii;
- ii) orientarea în general zonală a izoplețelor lui  $R_N$ .

În mod contrar, vara se observă deviații considerabile de la caracterul zonal, deviațiile fiind asociate în principiu cu variațiile zonale ale nebulozității și temperaturii suprafeței mării.

## 6.2. Evaluarea spațială a componentelor bilanțului energetic

Ecuatiile de bază pentru stratul limită planetar sunt ecuațiile de mișcare și ecuația primului principiu al termodinamicii.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} &= f(\bar{v} - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} &= -f(\bar{u} - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R_t}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)\end{aligned}\quad (6.2)$$

Reprezintă fluxurile *radiative nete* care sunt forțele care dirijează variațiile temperaturii. Variațiile temporale ale componentelor  $u$  și  $v$  și ale temperaturii potențiale pot fi și rezultatul forțelor externe și  $R$  sau prin modificarea în timp a difuzivităților pentru impuls  $k_m$  și căldură  $k_h$ . În absența variației câmpurilor de presiune, vânturile din stratul limită pot să se schimbe numai sub influența stratificării termice.

$$R_t = \frac{g}{\theta} \frac{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2}$$

Variațiile temporale în  $k_m$  și astfel în  $u$  și  $v$  se datorează parțial ciclului diurn al temperaturii.

Bilanțul energiei radiante pe o arie a suprafeței oceanului este rezultatul, în principal, al transferurilor atmosferă-ocean a căldurii sensibile și căldurii latente ( $Q_H$  și  $Q_E$ ), a acumulării căldurii într-o coloană a oceanului ( $Q_S$ ) și a divergenței orizontale a căldurii prin curenții marini ( $Q_{v0}$ ). Relația dintre aceste componente majore ale bugetului energetic este:

$$R_N = Q_H + Q_E + Q_S + Q_{v0} \quad (6.3)$$

Alte procese care implică energie sunt nesemnificative din punct de vedere cantitativ și de aceea le neglijăm. De exemplu: disiparea energiei cinetice când vântul suflă transversal pe suprafața mării, susținerea unor procese biologice și încălzirea de la precipitațiile în cădere. Cunoașterea și înțelegerea diferitelor componente s-a îmbunătățit odată cu creșterea cantitativă și calitativă a datelor observaționale. Continuă totuși efortul de a se obține valori definitive pentru componentele bugetului energetic, întrucât o cunoaștere de detaliu a bugetului energetic global este esențială în înțelegerea circulației atmosferice și oceanice.

### 6.2.1. Evaporarea la suprafața oceanului

Ca să evalueze fluxurile ocean-atmosferă ale vaporilor de apă, Jacobs (1990) a folosit următoarea formulă simplă, pe care el a dezvoltat-o în mod empiric de la bazele teoretice ale lui Sverdrup (1937):

$$E = C_e (e_0 - e_z) u_z \quad (6.3)$$

unde  $C_e = 0,143$ ;  $E$  reprezintă viteza de evaporare ( $\text{mm zi}^{-1}$ );  $e$ -presiunea de vapori ( $\text{hPa}$ ) și  $u$ -viteza vântului ( $\text{m sec}^{-1}$ ); indicii 0 și z se referă la suprafața mării și înălțimea de deasupra nivelului mării. Folosind datele climatice marine, Jacobs a pregătit hărți cu valori sezoniere ale evaporării pentru Oceanul Atlantic de Nord și Pacificul de Nord și a obținut valorile echivalente ale  $Q_E$  prin  $Q_E = LE$ , unde  $L$  este căldura latentă de evaporare a apei. Ulterior, folosind aceeași metodă de estimare a fluxurilor de energie latentă, dar cu  $C_e = 0.134$ , Budiko a trasat hărțile pentru  $E$  și  $Q_E$  cu datele Anului Geofizic Internațional (2000 de stații cu 300 din arealul oceanic). Din lucrările lui și ale colaboratorilor se pot sublinia câteva concluzii cu privire la procesul de evaporare de la suprafața oceanelor.

a) Ratele de evaporare sunt pretutindeni mai mari iarna decât vara. Aceasta se explică prin valorile lui  $u_z$  și  $(e_0 - e_z)$  care sunt mai mari în sezonul rece decât în timpul celui cald. Căldura latentă de evaporare în sezonul rece este asociată cu efectul de intensificare a curenților calzi din timpul acestor perioade. În timpul sezonului cald, curenții reci sunt mai activi și micșorează evident viteza de evaporare prin scăderea căldurii latente.

b) Cele mai ridicate valori ale  $Q_E$  au fost observate în apropierea coastelor vestice ale Oceanului Atlantic de Nord și Pacificului de Nord, iarna. Valorile sunt de  $1,14 \text{ g cm}^{-2} \text{ zi}^{-1}$  deasupra Gulf Streamului și  $0,94 \text{ g cm}^{-2} \text{ zi}^{-1}$  deasupra curențului Kuroshivo. Pentru că vânturile deasupra acestor regiuni sunt mai puternice iarna decât vara, vitezele de evaporare sunt ridicate în principal iarna din cauza vânturilor dominante, care advecțează în mod continuu aer continental rece și uscat peste curenții oceanici calzi. În timpul verii, dimpotrivă, vânturile dominante suflă din sud și diferențele de temperatură aer-mare  $(e_0 - e_z)$  astfel sunt mici.

c) Variațiile sezoniere ale lui  $Q_E$  nu sunt nicăieri mai mari decât cele de deasupra Gulf Streamului și Kuroshivo. Peste părțile estice ale oceanului, variațiile sezoniere sunt mult mai reduse din cauză că în timpul anului, vânturile dominante advectionează aer maritim peste curenții oceanici reci din acea zonă.

d) În tot timpul anului există evaporare rapidă în zonele subtropicale și în zona alizeelor. La aceste altitudini ( $e_0 - e_z$ ) sunt mari ca și vitezele verticale  $u_z$  pentru alizee.

## 6.2.2. Fluxurile de căldură sensibilă

Ca să se estimeze fluxurile de căldură ocean-atmosferă, Jacobs a aplicat o formulă de tipul:

$$\frac{Q_H}{Q_E} = 0,65 \frac{T_0 - T_z}{e_0 - e_z} \quad (6.5)$$

În discutarea procesului de evaporare este mai rațional să considerăm umiditatea specifică  $q$ , masa de vapori de apă pe unitatea de masă de aer umed. Cantitatea de vapori de apă  $F$  care este transportată vertical în sus printr-o suprafață transversală egală cu unitatea ( $1 \text{ cm}^2$ ) într-o secundă, este:

$$dF = -\mu_e \frac{dq}{dz} \quad (6.6)$$

cu  $\mu_e$  -difuzivitatea turbionară, care în aer este egală cu vîscozitatea turbionară; iar  $-dq/dz$  reprezintă gradientul umidității specifice. Dacă introducem presiunea de vapori,  $e$ , se obține:

$$dF = -\mu_e \frac{0,621}{p} \frac{de}{dz} \quad (6.7)$$

cu  $p$  presiunea atmosferică.

Căldura necesară pentru evaporare la suprafață este:

$$Q_E = -L\mu_e \frac{0,621}{p} \frac{de}{dz} \cdot 6,8 \quad (6.8)$$

Raportul dintre căldura cedată de atmosferă (căldura sensibilă) și cea folosită pentru evaporare este:



$$\beta = \frac{Q_H}{Q_E} = \frac{c_p \frac{dT}{dz}}{L} \frac{P}{0,621 \mu_e \frac{de}{dz}} \quad (6.9)$$

$$\beta = 0,64 \cdot \frac{P}{1000} \cdot \frac{\frac{dT}{dz}}{\frac{de}{dz}}$$

Ultima expresie este obținută prin introducerea valorilor lui  $c_p$  (0,240 cal/g grd) și  $L$  (585 cal/g).

Astfel,  $\beta$  depinde în principal de raportul gradientilor termic și de umiditate din aer, la distanță foarte mică de suprafața mării. Acești gradienti pot fi înlocuiți prin diferența dintre temperatura și, respectiv, presiunile de vapori la suprafața mării și valorile corespunzătoare la o înălțime  $z$  în aer:

$$\beta = 0,64 \frac{P}{1000} \frac{T_0 - T_z}{e_0 - e_z} \quad (6.10)$$

Budiko a calculat  $Q_H$  direct prin expresia:

$$Q_H = \rho_a C_D c_p (T_0 - T_z) u_z \quad (6.11)$$

unde  $c_p$  este căldura specifică a aerului la presiune constantă,  $C_D$  este coeficientul de rezistență,  $\rho_a$  -densitatea aerului.

Pentru valorile  $\rho_a C_D = 2,5 \times 10^{-6} \text{ g cm}^{-3}$  și  $c_p = 0,240 \text{ cal grd}^{-1} \text{ g}^{-1}$ :

$$Q_H = 5,18 (T_0 - T_z) u_z \quad (6.12)$$

cu  $u_z$  în  $\text{m sec}^{-1}$ .

Se constată din ecuațiile (6.11) și (6.12) că este posibil un flux de căldură mare în sus, în aerul care este mai rece decât suprafața mării peste care curge, mai ales când curentul de aer este mai puternic. Aceasta explică și rezultatele lui Jacobs și Budiko care prezentau fluxuri mari sezoniere, iarna (în Emisfera Nordică) peste Gulf Stream și Kuroshivo, întrucât în această perioadă a anului, vânturile dominante advectionează peste aceste ape aer răcit pe continent sau pe ghețari. Fluxurile depășesc  $300 \text{ cal cm}^{-2} \text{ zi}^{-1}$ . Fluxul de căldură sensibilă din zonele nord-vestice ale Oceanului Atlantic de Nord depășesc  $50 \times 10^3 \text{ cal cm}^{-2} \text{ cm}^{-1}$  deasupra Gulf Stream-ului ( $35^\circ$ ,  $45^\circ \text{ N}$  și  $50^\circ$ ,  $70^\circ \text{ V}$ ). Aceste fluxuri deasupra mării nu sunt depășite decât de cele de deasupra deșerturilor tropicale. Fluxuri de căldură sensibilă  $Q_H$  direcționate de la atmosferă la ocean nu au fost observate

decât deasupra unor zone din Oceanul de Sud (Budiko), dar nu sunt rezultate foarte sigure din cauza absenței datelor.

### 6.2.3. Fluxurile de căldură din interiorul oceanului

În medie, starea sistemului ocean-atmosferă variază puțin de la an la an, așa că în calculele climatologice ale bilanțelor anuale de energie este permis să se neglijeze acumularea de căldură, adică  $Q_S$  (căldura acumulată în ocean). Ca urmare, valorile  $R_N$ ,  $Q_E$  și  $Q_H$  sunt cunoscute și în mod corespunzător pot fi obținute valorile lui  $Q_{v0}$  (fluxul divergent de căldură datorită curenților marini) din ecuația (6.2). Pentru intervalele de timp ce depășesc un an, fluctuațiile lui  $Q_S$  nu pot fi neglijate; modificările seculare ale energiei de căldură a oceanului sunt importante în mecanismul modificărilor climatice și valorile sezoniere ale lui  $Q_S$  pot depăși  $Q_E/3$  (Bathem, 1973). Malkus (1962) preocupată de incertitudinile în determinarea valorilor pentru  $R_N$ ,  $Q_E$  și  $Q_H$  a testat determinarea lui  $Q_{v0}$  cu metoda reziduurilor:

i) comparând și contrazicând estimările lui Budiko pentru componentele bilanțului energetic cu acelea publicate de Jacobs, London și Sverdrup.

ii) verificând izopletele lui  $Q_{v0}$  în comparație cu distribuția curenților oceanici.

Ea a concluzionat că există o semnificație fizică reală pentru cantitatea reziduală  $Q_{v0}$ . Valorile negative mari ale lui  $Q_{v0}$  sunt asociate curenților oceanici calzi, iar valorile pozitive mari cu curenții reci. Aceasta nu este surprinzător, pentru toți curenții calzi ( $Q_E + Q_H$ ) anual depășesc cu mult  $R_N$ , în timp ce pentru curenții reci valorile lui  $Q_E$  și  $Q_H$  sunt mai mici în comparație cu  $R_N$ . Valorile medii anuale ale fluxului de căldură oceanic date în Tabelul 6.3 au fost obținute prin integrare spațială a  $Q_{v0}$  în condițiile limită în care fluxurile dispar în regiunile polare ale Emisferei Nordice. De remarcat din Tabelul 6.3 că un flux mic traversează ecuatorul către sud.

Tabel 6.3. Transportul mediu anual de energie printr-un cerc latitudinal (după Palmen și Newton, 1969). Fluxurile (sunt de ordinul  $10^{16}$  cal  $\text{min}^{-1}$ ) către nord sunt pozitive, iar către sud negative.

Lat	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°
N	-0,45	1,40	2,17	2,09	1,49	1,08	0,49	0,17
S	-0,45	-2,04	-2,30	-1,94	-1,58	-1,14	-0,45	-0,16

### 6.3. Evoluția anuală a componentelor bilanțului energetic

După examinarea distribuțiilor spațiale ale componentelor bilanțului energetic, Budiko (1956) și-a îndreptat atenția la valorile lunare ale mărimilor  $R_N$ ,  $Q_E$ ,  $Q_H$  și  $Q_{v0}$ , concentrându-se asupra a șase regiuni pe care le-a considerat reprezentative pentru diferite climate oceanice. În rezumat, constatările sale au fost după cum urmează:

1) În apropierea ecuatorului (Fig. 6.4a)  $R_N$  și  $Q_E$  sunt de aceeași intensitate și variază puțin în timpul anului, în timp ce valorile lui  $Q_H$  sunt întotdeauna mici și direcționate în sus de la suprafața oceanului. Numai pentru o perioadă scurtă în timpul toamnei nordice ( $R_N - Q_E$ ) este mare deci  $Q_S + Q_{v0}$  sunt comparative.

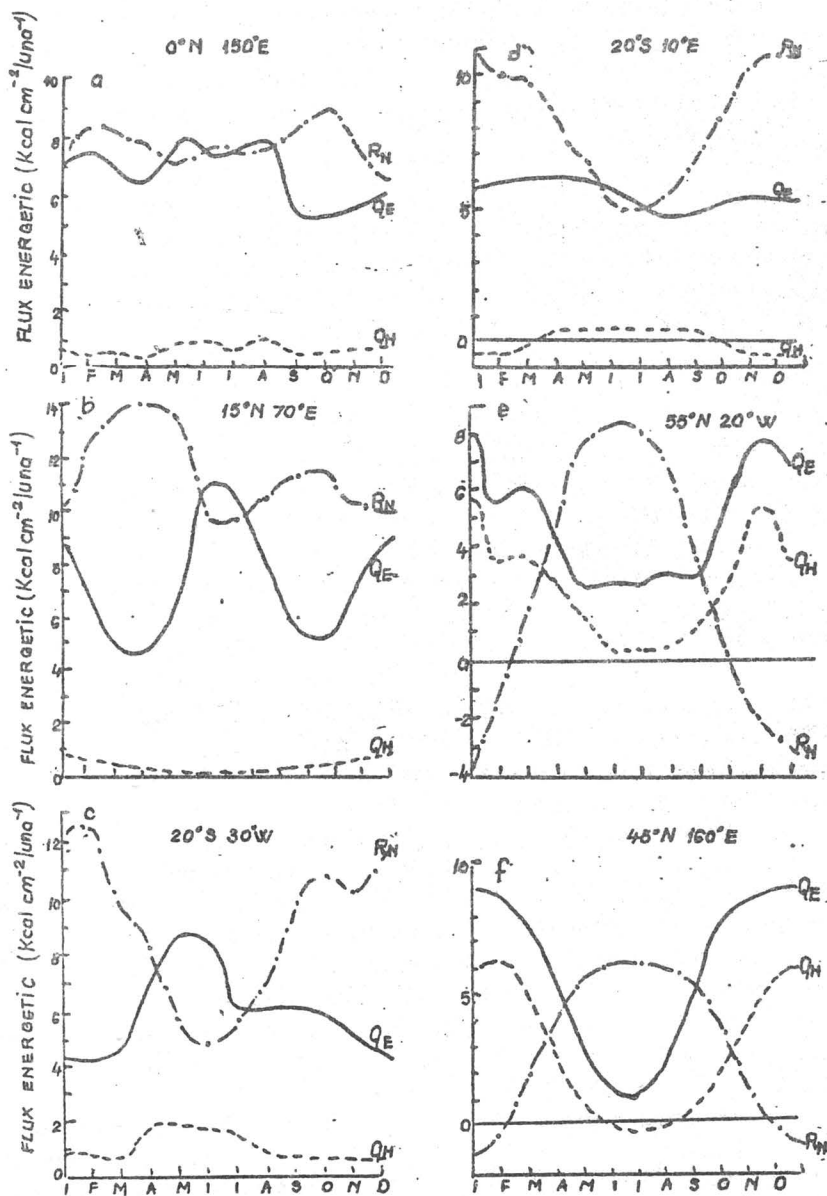
2) În contrast cu relativa lor constanță în apropierea ecuatorului, fluxurile de energie asociate cu climatul musonic al Mării Arabia (Fig. 6.4b) variază marcant în timpul anului. Valorile lui  $R_N$  cresc de la un minim de iarnă și ating un maxim în aprilie și mai, dar după aceea descrește brusc cu invazia nebulozității care însoțește musonul de vară. Cu retragerea musonului, bilanțul radiației se reface oarecum înainte de o nouă descreștere până la minimul de iarnă.

3) La  $20^\circ S$  și  $30^\circ V$  (Fig. 6.4c), zonă pe care Budiko a găsit-o reprezentativă pentru periferia vestică a anticiclului subtropical,  $R_N$  se modifică mai mult sau mai puțin regulat, reflectând evoluția anuală a  $R_S$  și  $Q_E$  și  $Q_H$ , care sunt puternic influențate de Curentul Braziliei, ambele variază în sens opus, atingând valorile musonice în iarnă. Există o convergență a căderii în interiorul oceanului în lunile de iarnă când  $R_N < Q_E + Q_H$ . În contrast, la  $20^\circ S$ ,  $10^\circ E$  (Fig. 6.4d), la periferia estică a anticiclului situat deasupra Oceanului Atlantic de Sud, influența Curentului Bengalez rece este astfel încât fluxurile de căldură latentă tind să fie mult mai mici decât la  $20^\circ S$ ,  $30^\circ V$  și fluxurile de căldură sensibilă sunt direcționate în jos. Nu există nici o lună când  $R_N < Q_E + Q_H$ , așa că oceanul păstrează căldura tot timpul anului.

4) Variațiile anuale ale  $R_N$ ,  $Q_E$  și  $Q_H$  în două locuri la latitudini medii sunt arătate în Fig. 6.4e și 6.4f. În ambele locuri suprafața oceanului este caldă, pentru că între  $55^\circ N$  și  $20^\circ V$  este regiunea Gulf Stream-ului, iar între  $45^\circ N$  și  $160^\circ E$  este Kuroshio și în ambele zone vremea este dominată iarna și vara de depresiuni extratropicale și anticlioni. În ambele locuri fluxurile de căldură latentă sunt mari iarna și mai mici vara. Influența musonică este mult mai evidentă în valorile  $Q_H$ . La stațiile din Atlantic, fluxurile de căldură sensibilă sunt mai mari iarna și mai mici vara și direcționate în sus de la suprafața caldă a oceanului înspre atmosferă în tot timpul anului.

La stațiile din Pacific, fluxurile de căldură sensibilă sunt de asemenea mari și direcționate în sus iarna, datorită advecției frecvente de aer rece de origine continentală peste marea caldă, dar ele sunt îndreptate în jos vara datorită dominației vânturilor sudice aerul este mai cald, de obicei, decât suprafața mării de dedesubt.

Fig. 6.4a-f Componentele evoluției anuale a bilanțului energetic



## 6.4. Bilanțul energetic al sistemului ocean-atmosferă

Cuantificarea bilanțului energetic pentru suprafața oceanului și identificarea principalelor caracteristici spațio-temporale a componentelor bilanțului sunt pași esențiali în înțelegerea completă a sistemului ocean-atmosferă. De asemenea se răspunde astfel la câteva întrebări de importanță vitală pentru știința marină:

- care este importanța transportului de căldură către poli în ocean și atmosferă;
- transformarea vaporilor de apă în combustibil și folosirea lor în dirijarea circulației aerului;
- generarea sistemului de vânturi la scări diferite și rolul lor în schimbarea și menținerea unor curenți oceanici.

Vom examina bilanțul energetic al sistemului ocean-atmosferă considerând o coloană de secțiune transversală unitate care se întinde de la adâncimea oceanului până la partea superioară a atmosferei. Fie excesul mediu de radiație absorbită peste radiația emisă pe unitatea de arie în unitatea de timp la o latitudine fixată  $\overline{R}_a$  pentru atmosferă și  $\overline{R}_o$  pentru ocean. Excesul total va fi:

$$\overline{R}_{ao} = \overline{R}_a + \overline{R}_o = R_s \quad (6.13)$$

Notăm cu  $\overline{Q}_H$  transferul de căldură sensibilă de la ocean la atmosferă și  $Q_E = LE$  căldura latentă de evaporare.

Atunci o funcție de încălzire pentru ocean poate fi definită astfel:

$$\left( \frac{\delta \overline{Q}}{dt} \right)_o = \overline{R}_o - \overline{Q}_H - L\overline{E} \quad (6.14)$$

În general, apa evaporată va fi purtată de vaporii în alte regiuni, unde prin condensare va ceda căldură atmosferei. Dacă viteza de condensare va fi exprimată prin rata de precipitare  $\overline{P}$ , funcția de încălzire  $\left( \frac{\delta \overline{Q}}{dt} \right)_a$  pentru atmosferă este:

$$\left( \frac{\delta \overline{Q}}{dt} \right)_a = \overline{R}_a + \overline{Q}_H + L\overline{P} \quad (6.15)$$

Combinând ecuațiile 6.14 și 6.15 obținem:

$$\left( \frac{\delta \overline{Q}}{dt} \right)_a = \overline{R}_{ao} - \left( \frac{\delta \overline{Q}}{dt} \right)_o + L(\overline{P} - \overline{E}) \quad (6.16)$$

expresie pentru funcția termică a atmosferei. De observat că în ecuațiile (6.15) și (6.16) a fost considerată numai căldura de vaporizare. În regiunile unde

precipitațiile se obțin parțial sub formă solidă trebuie adăugată căldura de solidificare. Includerea acestui termen nu crește valoarea  $LP$  cu mai mult de 13%; considerând de asemenea că forma solidă se obține în general în regiunile unde cad cantități mici de precipitații, neglijarea acestui termen este justificat. Se neglijează de asemenea variația lui  $L$  cu temperatura. Efectul pierderii sau câștigului de energie este exprimat parțial ca o schimbare locală a energiei care este redistribuită prin schimbul cu mediul înconjurător din atmosferă și ocean. Astfel, funcțiile de încălzire pot fi scrise sub forma:

$$\left(\frac{\delta \bar{Q}}{\delta t}\right)_o = \left(\frac{\partial \bar{W}_o}{\partial t}\right) + \text{div}(\bar{W}_{\varphi o}) \quad (6.17)$$

$$\left(\frac{\delta \bar{Q}}{\delta t}\right)_a = \left(\frac{\partial \bar{W}_a}{\partial t}\right) + \text{div}(\bar{W}_{\varphi a}) \quad (6.18)$$

unde  $\bar{W}_o$  și  $\bar{W}_a$  reprezintă energiile mediate zonal pe unitatea de arie la o latitudine fixată. În acest context,  $\bar{W}_o$  reprezintă de fapt căldură stocată în hidrosferă, iar  $\bar{W}_a$  suma entalpiei și geopotentialului din întreaga coloană atmosferică. În aproximația hidrostatică, acestea se schimbă între ele într-un proces adiabatic uscat; căldura latentă nu este inclusă în  $\bar{W}_a$ . În discuția următoare, termenul de energie va fi folosit pentru  $(c_p T + \Phi)$ . În ecuațiile (6.17) și (6.18)  $\bar{W}_{\varphi o} + \bar{W}_{\varphi a}$  reprezintă fluxurile energiilor  $\bar{W}_o$  și  $\bar{W}_a$ , pe unitatea de lungime către nord pentru o paralelă fixată ( $\varphi$ ), iar  $\text{div}(\bar{W})$  este divergența meridianală corespunzătoare fluxului.

$$\text{div} \bar{F} = \left( \frac{\partial \bar{F}}{\partial y} - \frac{\bar{F}}{a} \text{tg} \varphi \right)$$

unde  $a$  este raza Pământului (pentru orice funcție  $F$  de flux)-semnificația divergenței se observă că ține seama de convergența meridianală. Prin substituirea ecuațiilor (6.17) și (6.18) în (6.14), (6.15) și (6.16) se obține:

$$\begin{aligned} \text{div}(\bar{W}_{\varphi o}) &= \bar{R}_o - \bar{Q}_H - L\bar{E} - \frac{\partial \bar{W}_o}{\partial t} \\ \text{div}(\bar{W}_{\varphi a}) &= \bar{R}_a + \bar{Q}_H + L\bar{P} - \frac{\partial \bar{W}_a}{\partial t} \\ \text{div}(\bar{W}_{\varphi a}) &= \bar{R}_{ao} + L(\bar{P} - \bar{E}) - \frac{\partial \bar{W}_o}{\partial t} - \frac{\partial \bar{W}_a}{\partial t} - \text{div}(\bar{W}_{\varphi o}) \end{aligned} \quad (6.19a, b, c)$$

Din aceste ecuații poate fi calculat fluxul energiei îndreptat spre nord în atmosferă și hidrosferă. Dacă sunt considerate numai valorile medii anuale,  $\frac{\partial \overline{W}_o}{\partial t}$

și  $\frac{\partial \overline{W}_a}{\partial t}$  dispar. Totuși pentru perioade scurte, ca de exemplu sezonul, modificările în energia acumulată sunt foarte importante, în special la oceane, unde capacitatea calorică este foarte ridicată.

Prin integrarea pe suprafață a ecuației (6.19c), în regiunea nordică pentru orice latitudine  $\varphi$ , și prin aplicarea teoremei Gauss la margini, fluxul de energie (în atmosferă și ocean) pentru  $\varphi$  va fi:

$$2\pi a(\overline{W}_{\varphi a} + \overline{W}_{\varphi o}) \cos \varphi = -2\pi a^2 \int_{\varphi}^{\pi/2} \left[ \overline{R}_{oa} + L(\overline{P} - \overline{E}) - \frac{\partial}{\partial t}(\overline{W}_a + \overline{W}_o) \right] \cos \varphi d\varphi \quad (6.20)$$

Putem de asemenea să includem căldură latentă în fluxul de energie din atmosferă. Prin eliberarea prin condensarea vaporilor, această formă de energie se transformă în energie internă și potențială. Poate fi arătat (vezi Reihl și Malkus, 1958) că:

$$\overline{P} - \overline{E} = -\text{div} \int_0^{p_0} \overline{q} v \frac{dp}{g} \quad (6.21)$$

unde  $q$  este umiditatea specifică. Expresia este adevărată numai dacă nu are loc nici o modificare în cantitatea de vaporii de apă stocată și toți vaporii de apă condensați precipită imediat. Dacă se include și căldură latentă în fluxul de energie din atmosferă ecuația (6.20) se înlocuiește cu:

$$2\pi a(\overline{W}'_{\varphi a} + \overline{W}_{\varphi o}) \cos \varphi = -2\pi a^2 \int_{\varphi}^{\pi/2} \left[ \overline{R}_{oa} + \frac{\partial}{\partial t}(\overline{W}_a + \overline{W}_o) \right] \cos \varphi d\varphi \quad (6.22)$$

unde  $\overline{W}'_{\varphi a}$  reprezintă fluxul de căldură din atmosferă ( $c_p T + \Phi + Lq$ ) pe care C.W. Kreitzberg, Palmen și Newton, 1969 l-a numit energie statică. Aceasta include toate formele de energie atmosferică, exceptând energie cinetică datorată mișcării. În forma (6.22) fluxul total către nord al energiei în atmosferă și oceane este determinat prin distribuția lui  $\overline{R}_{oa}$  și schimbul total de energie acumulată în atmosferă și ocean la nord de latitudinea  $\varphi$ .

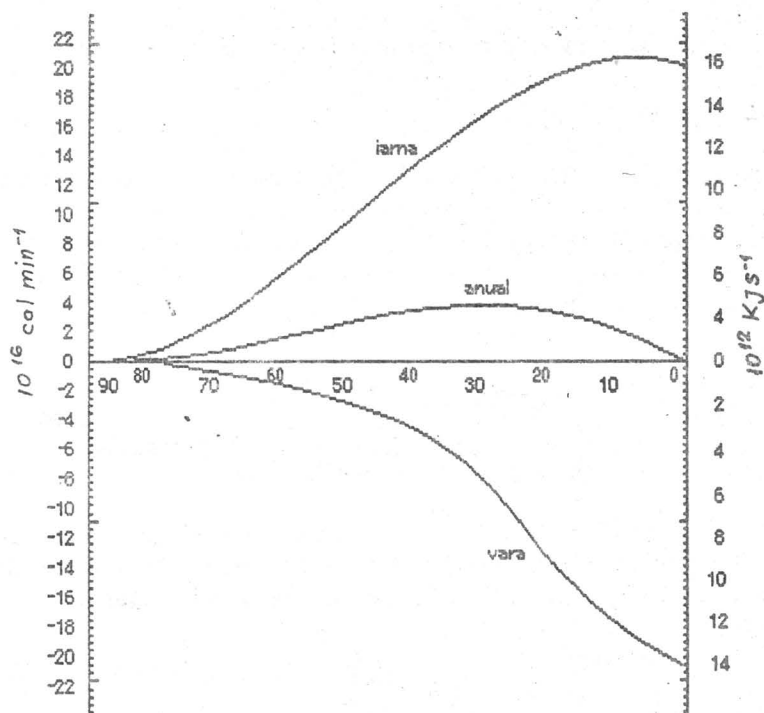


Fig. 6.5. Radiația netă  $\overline{R}_{ao}$  a sistemului pământ-atmosferă, integrată de la Polul Nord, ca să dea cantitatea totală de căldură pierdută sau câștigată prin radiație deasupra Emisferei Nordice la o latitudine dată. Curba arată valorile medii pentru iarnă (decembrie-februarie) și pentru vara (iunie-august) și anual (London, 1957; Palmen și Newton, 1969).

Neechilibrul radiativ sezonier pentru emisfera ca un întreg este echilibrat prin cantitatea de energie acumulată. Mărimile fluxurilor  $\overline{W}'_{\varphi a}$  și  $\overline{W}_{\varphi a}$  din ecuațiile (6.19), (6.20) și (6.22) pot fi evaluate din observațiile aerologice prin folosirea ecuației:

$$\overline{W}_{\varphi a} = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p \overline{Tv} + \overline{\Phi v} + \overline{kv}) dp \quad (6.23)$$

$$\overline{W}'_{\varphi a} = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p \overline{Tv} + \overline{\Phi v} + \overline{Lqv}) dp \quad (6.24)$$

unde  $\Phi$  este geopotențial, iar  $k$  este energia cinetică pe unitatea de masă. Analog cu fluxul datorită momentului unghiular, fluxul de energie poate fi împărțit în două părți: fluxul datorită circulației meridionale medii și fluxul curentului turbionar. Ecuația (6.23) poate fi scrisă atunci astfel:



$$\overline{W_{\varphi a}} = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p \overline{T} + \overline{\Phi} + \overline{k}) \overline{v} dp + \frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p \overline{T'v} + \overline{\Phi'v} + \overline{k'v}) dp \quad (6.25)$$

Fluxul circulației poate fi calculat dacă  $\overline{T}$ ,  $\overline{\Phi}$ ,  $\overline{k}$  și  $\overline{v}$  sunt cunoscute pentru anumite perioade de timp. Dacă neglijăm fluxul datorat energiei cinetice care este mic în comparație cu fluxul total al entalpiei și cu energia potențială se poate folosi formula aproximativă:

$$\overline{W_{\varphi a}} = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p \overline{T} + \overline{\Phi}) \overline{v} dp + \frac{1}{g} \int_0^{p_0} c_p \overline{T'v} g dp \quad (6.26)$$

În Figurile 6.6 și 6.7 sunt prezentate componentele bilanțului energetic și fluxurile medii de energie în sistemul ocean-atmosferă.

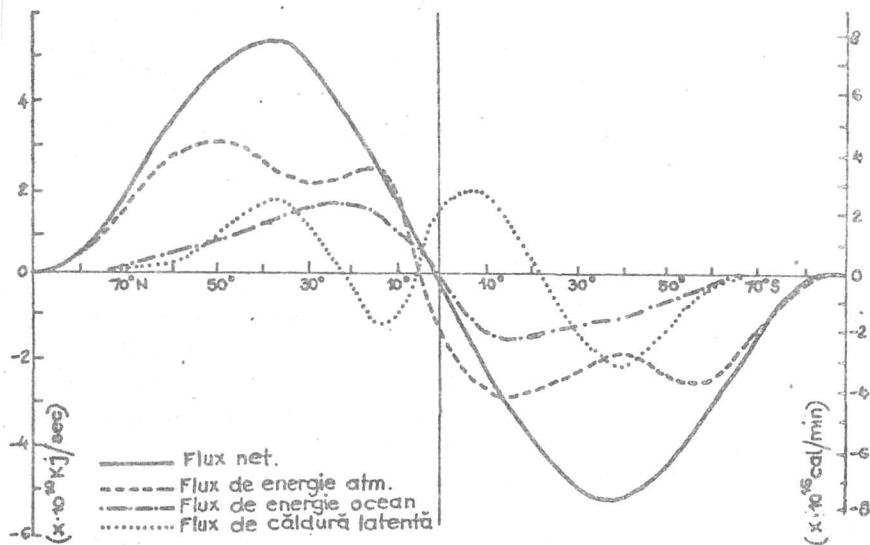


Fig. 6.6. Fluxurile medii anuale ale energiei în sistemul ocean-atmosferă ( după Perry și Walker, 1977).

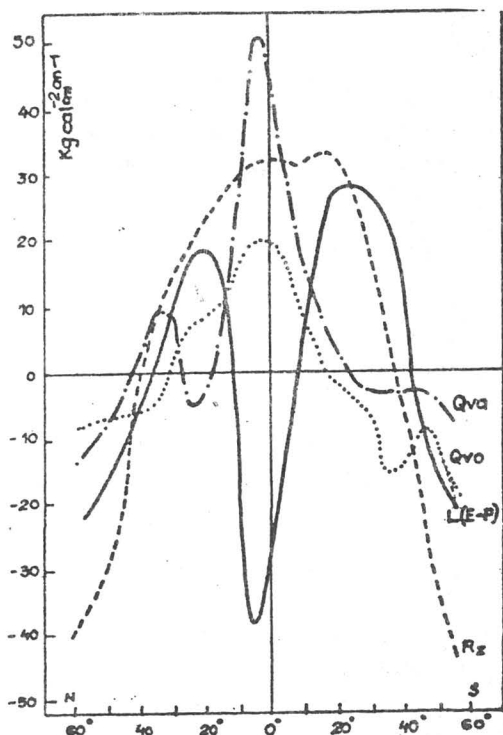


Fig. 6.7 Componentele bilanțului energetic în funcție de latitudine

Din aceste figuri se constată că în fiecare emisferă patru zone se găsesc, după cum urmează:

- 1) Între latitudinile  $15^{\circ}\text{N}$  și S este zona ecuatorială unde  $\overline{R_{ao}}$  este pozitiv și P depășește E. Malkus a denumit această zonă "cutiile de foc ale atmosferei", pentru că ea conține cele mai intense surse de energie din circulația generală a sistemului ocean-atmosferă. Cea mai mare parte din energie se naște din eliberarea căldurii latente din norii cumulonimbus ai zonei de convergență intertropicală ITCZ și nu cum se presupusese anterior de la bilanțul radiativ pozitiv. Din Fig. 6.7 este evident că puterea sursei de energie ecuatorială este cea mai mare între ecuator și  $10^{\circ}\text{N}$  conform cu poziția medie observată pentru ITCZ (care este la aproximativ  $5^{\circ}\text{N}$ ).
- 2) În zonele alizeelor, pe flancurile către ecuator ale anticiclونilor subtropicali, valorile lui  $\overline{R_{ao}}$  sunt pozitive (dar mai mici decât în zona ecuatorială) și E depășește P. În interiorul zonei alizeelor, atmosfera acumulează mult din căldura latentă care este eliberată în zona ecuatorială.
- 3) Partea superioară a zonei subtropicale de presiune ridicată se întinde la latitudinile de la  $35^{\circ}$  la  $40^{\circ}\text{N}$  și S. În aceste arii, fluxurile de energie către poli sunt maxime (Fig. 6.6).

4) La latitudini medii, energia este suplimentată prin advecții oceanice și atmosferice și căldura latentă este eliberată în atmosferă prin sistemele precipitațiilor. În Arctica, unde izvoarele primare de energie sunt localizate pentru sistemul ocean-atmosferă,  $L(E-P)$  și  $Q_{v0}$  sunt mici în intensitate și  $Q_{v0}$  este la fel de mare ca  $\overline{R_{ao}}$ .

Pătrunderea mai profundă în mecanismele sistemului ocean-atmosferă va permite cuantificarea mai exactă a bilanțului energetic sezonier. Cuantificarea este dificilă din cauza datelor insuficiente despre schimbul energetic sezonier. Evaluarea acumulării de căldură de către ocean este dificilă și din cauza absenței datelor din Emisfera Sudică. Totuși, din rezultatele cercetării bugetului energetic sezonier din Emisfera Nordică se pot schița câteva concluzii. În particular, rezultatele arată că foarte puțină energie este transferată peste ecuator prin mișcările atmosferice și oceanice, o parte din surplusul energiei radiative din emisferă este stocat în oceane în timpul primăverii și verii și eliberat în timpul toamnei și iernii.

Variația în stocarea oceanică în cursul unui an este mai mare la limitele subtropicale. Acest fapt Palmen și Newton (1969) îl explicau prin variațiile sezoniere mari ale maselor de aer care traversează oceanele la aceste latitudini și prin efectul insolației.

## 6.5. Fluxul vertical de căldură iarna, în Emisfera Nordică

Pentru o mai bună înțelegere a proceselor atmosferice la diferite scări este necesar să se considere influența proceselor nu numai la schimbul mediu meridional de căldură, dar și în fluxul vertical. Fluxul de energie ascendent  $[W_p]$  pe unitatea de arie printr-o suprafață izobarică  $p$  în zona dintre latitudinile  $\varphi_1$  și  $\varphi_2$  este, dacă se exclude căldura latentă, determinat prin:

$$[W_p] = -\frac{1}{g(\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} [(c_p \overline{T} + \overline{\Phi})\overline{w} + c_p \overline{T'w'} + \overline{\Phi'w'}] \cos \varphi d\varphi \quad (6.27)$$

În această expresie, primul și al treilea termen integral reprezintă fluxul vertical de căldură sensibilă, iar al doilea și al patrulea termen fluxul energiei potențiale. Fluctuațiile mărimilor  $T$ ,  $\Phi$  și  $w$  sunt măsurate pe o suprafață de presiune constantă. Dacă calculul ar fi realizat pe o suprafață orizontală, corespunzătoare înălțimii medii a suprafeței izobarice, fluctuațiile lui  $\Phi$  ar dispărea, iar variațiile lui  $T$  s-ar modifica în mod corespunzător. În acest caz:

$$[W_i] \approx -\frac{c_p}{g(\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} (\overline{T_H w_H} + \overline{T'_H w'_H}) \cos \varphi d\varphi \quad (6.28)$$

Primul termen reprezintă fluxul de căldură datorită unei mișcări verticale medii la o latitudine fixată, al doilea termen fluxul turbionar care rezultă din corelația dintre  $w'_H$  și  $T'_H$  la o înălțime fixată. Dacă există o circulație medie meridianală, contribuția primului termen reprezintă fluxul vertical mediu de căldură datorită acestei circulații, în timp ce al doilea termen dă fluxul de căldură turbionar vertical mediu.

## 6.6. Concluzii cu privire la schimbul meridianal și vertical de energie

Din cauza deficitului radiativ din atmosferă, temperatura sa medie poate fi menținută numai printr-un transfer puternic de căldură de la pământ, unde există un surplus de căldură datorită radiației. Cea mai mare parte din fluxul de căldură (energia medie anuală) de la pământ se obține sub formă de căldură latentă, ceea ce rămâne fiind sub formă de căldură sensibilă. Aceste fluxuri de căldură și redistribuirea lor între căldura latentă și sensibilă reprezintă variații puternice sezoniere și geografice. Procesul de redistribuire a energiei în interiorul atmosferei se desfășoară printr-o varietate de mișcări, care se manifestă de la turbulența de scală mică (microscală) și convecția cumuliformă, prin perturbațiile de scală sinoptică la scală mare a circulației meridianale medii.

La latitudini joase, circulația Hadley este decisivă pentru fluxul de energie către poli, dar la latitudini medii și înalte, fluxul polar de energie depinde adesea în întregime de curenții turbionari de macrosală. La latitudini medii și înalte, corelația pronunțată pozitivă între cicloni și anticicloni arată că aceste perturbații sunt foarte eficiente în transportul căldurii sensibile și latente pe verticală în sus. La aceste latitudini, activitatea cumuliformă este de importanță minoră.

Fluxul vertical de căldură, datorită atât curenților turbionari de scală mare cât și circulațiilor meridianale medii este strâns legat de conversia între energia potențială și internă pe de o parte și energia cinetică pe de altă parte. Fluxul vertical de căldură sensibilă poate fi considerat ca o măsură a acestei conversii de energie. Celula Hadley la latitudini joase generează cantități mari de energie cinetică, în timp ce, celula Ferrel, în timpul sezonului rece, consumă o cantitate mult mai mică de energie cinetică. În sezonul cald, importanța circulației meridianale medii pentru fluxurile de căldură și generarea energiei cinetice este mult mai mică decât în sezonul rece. Această diferență este asociată cu schimbul pronunțat în distribuția insolației. În timpul acestui sezon o parte mult mai mare din fluxul vertical de căldură rezultă din procesele microscalare, incluzând norii convectivi. Aceștia sunt foarte importanți deasupra continentelor, dar efectele lor sunt înăbușite deasupra celor mai multe regiuni de la latitudini

medii și înalte, unde o mare parte din căldură este acumulată de straturile superioare ale oceanului.

În final, este instructiv să se compare aspectele largi ale bilanțului energetic cu caracteristicile corespunzătoare ale bilanțului momentului unghiular. Cerințele pentru transferul acestor cantități sunt legate în mod intim, dar în timp ce există similarități obișnuite, există de asemenea și diferențe importante. Circulațiile meridionale medii transportă atât căldură cât și moment unghiular absolut în sus la tropice și în jos la latitudini extratropicale, considerând efectele integrale deasupra întregii regiuni în fiecare caz. În ambele zone latitudinale, întreaga influență a curenților turbionari este să transfere căldură în sus și moment unghiular în jos în troposfera mijlocie. În cazul transferului de moment unghiular domină fluxul circulației medii, în timp ce în cazul transferului de căldură este predominant efectul curenților turbionari.

În timp ce la latitudinea de  $30^\circ$  transferul către poli al căldurii (atât latentă cât și sensibilă) au loc cel mai mult în troposfera joasă, transferul de moment unghiular atinge un maxim în apropierea tropopauzei. Ultimul este o consecință necesară a circulației Hadley în care transferul important de moment unghiular al Pământului din troposfera superioară convertit în moment unghiular relativ, trebuie să fie transmis la latitudini înalte.

Aceste condiții și o corelație similară între vânt și umiditate specifică, care au contribuția mai mare în troposfera joasă, fac aceste sisteme mai efective în transformarea energiei către poli la nivelele inferioare.

## 6.7. Caracteristici ale stratului limită atmosferic

Stratul limită din apropierea suprafeței mării este de importanță crucială nu numai pentru transferul aer-mare a impulsului cum am descris în capitolul 5, dar este important de asemenea în schimbul de căldură și vaporii de apă dintre ocean și atmosferă, întrucât și acestea influențează circulația generală. De exemplu, cantitatea de căldură care se eliberează în zona de convergență ecuatorială și este transportată în sus de vânturile de vest, depinde inițial de energia acumulată prin schimbul microscalar în stratul limită aer-mare al alizeelor.

### 6.7.1. Considerații generale

De la studiile de bilanț ne întoarcem atenția la procesele microfizice prin mijlocirea cărora schimburile ocean-atmosferă de căldură latentă și sensibilă sunt efectuate în stratul atmosferic limită. Formulele empirice folosite de Jacobs, Budiko și alții sunt foarte utile pentru estimarea fluxurilor energetice la scară

globală sau emisferică, dar sunt incapabile să furnizeze informații detaliate despre procesele care operează în atmosfera din imediata vecinătate a suprafeței mării sau despre intensitățile și direcțiile de curgere a căldurii la diferite înălțimi. Ca să obținem astfel de informații sunt necesare măsurători instrumentale ale fluxurilor turbulente și adecvări teoretice. Întrucât este impracticabil să se facă măsurători cu instrumente delicate în condițiile marine mai ales când vântul este puternic, cunoașterea fluxurilor este restrânsă mai ales la condițiile de calm sau vânt slab.

Deși mișcările din oceanul superior și troposfera joasă sunt în mod esențial turbulente, există la limita ocean-atmosferă, straturi interfață subțiri în care domină mișcarea laminară. Stratul laminar este de aproximativ 0,5mm grosime (Neumann și Pierson, 1966) și stratul atmosferic de 1mm grosime (Roll, 1965). În interiorul acestor straturi domină procesele de transfer molecular, iar gradientii verticali ai impulsului, căldurii și vaporilor de apă sunt în mod corespunzător mai mari.

În general s-a presupus că transferul este efectuat în primul moment prin difuzia pur moleculară care are loc într-un strat foarte subțire de aer, care acoperă părți importante ale suprafeței mării în care domină mișcarea laminară. Peste aceasta există un strat de tranziție unde curgerea laminară și turbulență sunt mai mult sau mai puțin echivalente și foarte repede se atinge un nivel deasupra cărui domină mișcarea turbulentă. Cea mai studiată parte a stratului limită atmosferic este cel care se întinde pe verticală în sus de la stratul laminar subiacent suprafeței oceanului până la o înălțime de câțiva zeci de metri și în interiorul căruia este permisă ipoteza că fluxurile turbulente ale căldurii și energiile sunt constante cu înălțimea. Această constanță a fluxurilor turbulente de căldură și umiditate formează coloana vertebrală a tuturor discuțiilor relevante despre condițiile stratului de suprafață, așa cum am făcut-o pentru constanța forței vântului în tratarea transferului de impuls dintre ocean și atmosferă.

Este de asemenea important să studiem stratul limită de la suprafața mării și din considerente legate de informația meteorologică. Astfel, cunoscând procesele de schimb la interfața ocean-atmosferă putem suplimenta prin metode adecvate datele obținute din măsurătorile care pe ocean se efectuează mai ales cu ajutorul navelor comerciale. În același timp s-ar putea îmbunătăți acuratețea acestor observații de rutină făcute pe mare.

În formularea fluxurilor de căldură în stratul limită se folosește concep-tul de "lungimi de amestec" conform căruia prin analogie cu conceptul molecular de "drum liber mediu", porțiuni discrete de fluid sunt deplasate de la pozițiile lor inițiale prin acțiunea turbulenței pe o distanță "l" -lungime de amestec până la fuzionarea cu mediul înconjurător.

## 6.7.2. Transferul de căldură în stratul limită atmosferic

Presupunem că o particulă de aer se mișcă în sus pe o distanță mică  $l$ , de la nivelul  $z-l$  unde este inițial până la nivelul  $z$  unde este absorbită de mediu (în fluidul înconjurător). Presupunem de asemenea că  $q$  reprezintă umiditatea specifică a particulei mediată pe o perioadă scurtă de timp. Întrucât  $l$  este mic, gradientul vertical al lui  $q$  se poate presupune constantă fără să se prejudicieze acuratețea.

Astfel:

$$\overline{q_{z-l}} = \overline{q_z} - l \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} \quad (6.29)$$

și pentru că umiditatea specifică se conservă în timpul ascensiunii,  $\overline{q'}$ , abaterea instantanee medie a lui  $q$  de la  $\overline{q_z}$  este dată în prima aproximație prin:

$$\overline{q'} = \overline{q_{z-l}} - \overline{q_z} = -l \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} \quad (6.30)$$

astfel prin multiplicarea lui  $\overline{q'}$  cu  $\rho_a \overline{Lw'}$ , unde  $w$  reprezintă viteza verticală, se obține fluxul ascendent al cădurii latente:

$$Q_E = \rho_a \overline{Lw'q'} = -\rho_a \overline{Lw'l} \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} \quad (6.31)$$

În mod analog și ținând seama că în mișcarea pe verticală curenții turbionari își schimbă temperatura cu trecerea de la gradientul adiabatic uscat ( $\Gamma_d$ ) la gradientul  $\Gamma$  se poate arăta că fluxul ascendent de căldură sensibilă este:

$$Q_H = \rho_a c_p \overline{w'T'} = -\rho_a c_p \overline{w'l} (\Gamma_d + \Gamma) \quad (6.32)$$

unde  $\Gamma_d$  -gradient adiabatic uscat (luat ca  $9,8^\circ\text{C}/\text{km}$ ) și  $\Gamma$  este gradientul de temperatură actual. Formula corespunzătoare pentru fluxul descendent al impulsului este:

$$\tau = \rho_a \overline{w'u'} = \rho_a \overline{w'l} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \quad (6.33)$$

cu  $u$  viteza orizontală a aerului (componenta zonală). Sellers (1965) consideră că nu e prea corect să se folosească în general ecuațiile (6.31), (6.32) și (6.33) pentru evaluarea fluxurilor turbionare, dar este dificil să se măsoare proprietățile curenților turbionari din mare. Există probleme nu numai legate de instrumente, dar și de stabilitatea platformelor pe care sunt fixate aceste instrumente. Există două probleme instrumentale principale:

1) sunt necesare instrumente extrem de sensibile ca să se detecteze curenții turbionari mici în curgerea aerului din apropierea oceanului;

2) sunt necesare cantități mari de date acumulate rapid dacă trebuie măsurate proprietăți diferite ale tuturor turbioanelor.

Ultima problemă necesită cuplarea sistemelor de circuite integrate sau computere la senzori pentru ușurarea estimării principalelor fluxuri.

În practică, nu este necesar să se măsoare cei mai mici curenți turbionari ai spectrului la un nivel dat, deoarece (cum au arătat Deacon și Webb, 1965) în transmiterea progresivă în jos energia de la curenții turbionari mari, care-i face capabili să efectueze transfer de impuls sau căldură este destul de rapid pierdută.

Rezultatele studiilor observaționale au arătat că în condiții de instabilitate sau stabilitate neutră din atmosferă, cea mai ridicată frecvență de trecere a turbionului care merită să fie considerată este dată de  $\bar{u}/z$ , unde  $z$  este înălțimea la care se fac măsurători ale lui  $\bar{u}$ . Aceasta regulă apare din faptul că scara mișcării turbionare crește cu înălțimea. Corelația fluctuațiilor turbulente (a unei proprietăți atmosferice față de valoarea sa medie la nivelul măsurătorii) cu componentele verticale ale mișcării turbionare formează bazele tehnicii de *corelare-turbionară* pentru evaluarea fluxurilor turbulente. În mod corespunzător, evaluare poate fi efectuată prin *tehnicile profilului*. Acestea depind de ipoteza că fluxurile sunt proporționale cu gradientii verticali ai proprietăților lor. Deci pot fi exprimate sub forma:

$$Q_E = -\rho_a L k_B \frac{\partial q}{\partial z} \quad (6.34)$$

$$Q_H = -\rho_a c_p k_H (\Gamma_a + \bar{\Gamma}) \quad (6.35)$$

$$\tau = \rho_a k_M \frac{\partial u}{\partial z} \quad (6.36)$$

În ecuațiile (6.34) și (6.36) efectul convecției moleculare a căldurii și difuziei au fost neglijate prin comparație cu cel al schimbului turbulent (vezi cap. 4). Întrucât  $Q_E$  și  $Q_H$  sunt considerate constante cu înălțimea în apropierea suprafeței mării,  $Q_H$  reprezintă câștigul sau pierderea de căldură sensibilă a suprafeței mării, în timp ce  $Q_E$  este egală cu cantitatea de apă pierdută sau câștigată prin suprafața mării datorită proceselor de evaporare sau condensare.  $k_E$ ,  $k_H$  și  $k_M$  sunt coeficienții de difuzivitate turbionară a vaporilor de apă, conductivitatea turbionară pentru căldură și vâscozitatea turbionară. Dificultățile aplicării tehnicii profilului la mare au fost discutate de Roll (1965). Principala problemă metrică este datorată gradientilor verticali ai căldurii și vaporilor de apă deasupra straturilor de tranziție. Combinarea ecuațiilor (6.34), (6.36) și, respectiv, 6.35) cu (6.36) dă:



$$\frac{Q_E}{\tau} = -\frac{Lk_E}{k_M} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad \text{și} \quad \frac{Q_H}{\tau} = -\frac{c_p k_H (\Gamma_0 + \bar{\Gamma})}{k_M} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (6.37)$$

Introducerea diferențelor finite permite scrierea ecuației (6.37) astfel:

$$\frac{Q_E}{\tau} = -\frac{Lk_E (\bar{q}_0 - \bar{q}_z)}{k_M (\bar{u}_0 - \bar{u}_z)} \quad \text{și} \quad \frac{Q_H}{\tau} = -\frac{c_p k_H (\bar{T}_0 - \bar{T}_z)}{k_M (\bar{u}_0 - \bar{u}_z)} \quad (6.38)$$

Vom substitui pe  $\tau$  cu  $\rho_0 \zeta u_z^2$  (unde  $u_z = \bar{u}_z$ ) și  $\bar{u}_0 = 0$ , și obținem din (6.38):

$$Q_E = \rho_0 \zeta L \frac{k_E}{k_M} (\bar{q}_0 - \bar{q}_z) u_z \quad (6.39)$$

$$Q_H = \rho_0 \zeta c_p \frac{k_E}{k_M} (\bar{T}_0 - \bar{T}_z) u_z \quad (6.40)$$

Pentru că de obicei se presupune  $k_E = k_M = k_H$  urmează că:

$$Q_E = \rho_0 \zeta L (\bar{q}_0 - \bar{q}_z) u_z \quad (6.41)$$

$$Q_H = \rho_0 \zeta c_p (\bar{T}_0 - \bar{T}_z) u_z \quad (6.42)$$

Acestea din urmă (6.41) și (6.42) sunt de fapt ecuațiile pe care le-au găsit Budiko și Jacobs și le-au folosit pentru determinarea bilanțului energetic global. Presupunerea  $k_E = k_M = k_H$  a fost multă vreme subiectul neînțelegerii dintre cercetătorii stratului limită planetar. Valorile coeficienților  $k_H$ ,  $k_H$  și  $k_M$ , precum și a raportului dintre ei depinde de stratificarea termică a atmosferei și de efectul ei asupra transferului turbulent de energie. De aceea se folosește drept criteriu de stabilitate numărul lui Richardson,  $R_i$ , și corespunzător cercetărilor McIntosh și Thom (1969) ecuația  $k_E = k_M = k_H$  este adevărată numai în domeniul numerelor Richardson  $0,03 < R_i < 0,01$ .

### 6.7.3. Profilul coeficienților pentru fluxurile de căldură și de umiditate

Așa cum am procedat la transferul de impuls când am introdus un coeficient de profil  $\Gamma_{\theta a}$  pentru viteza vântului, putem defini coeficienți de profil similari:  $\Gamma_{\theta a}$  și  $\Gamma_{qa}$  pentru căldură și umiditate:

$$\Gamma_{\theta a} = \frac{1}{\bar{\theta}_a - \bar{\theta}_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \ln(z + z_0)} \quad (6.43)$$

$$\Gamma_{qa} = \frac{1}{\bar{q}_a - \bar{q}_0} \frac{\partial \bar{q}}{\partial \ln(z + z_0)} \quad (6.44)$$

unde  $\bar{\theta}$  temperatura potențială a aerului;  $\bar{q}$  umiditatea specifică medie, pentru  $z=a$ .

În acord cu definițiile de mai sus, gradientii verticali ai temperaturii potențiale medii a aerului și ai umidității specifice iau forma:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\Gamma_{\theta a} (\bar{\theta}_a - \bar{\theta}_0)}{z + z_0} \quad (6.45)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{\Gamma_{qa} (\bar{q}_a - \bar{q}_0)}{z + z_0} \quad (6.46)$$

Cu ajutorul factorilor  $\Gamma$ , profilele verticale sunt înlocuite la nivelul  $z=a$ , prin funcții logaritmice de înălțime, cantitățile  $\Gamma_{\theta a} (\bar{\theta}_a - \bar{\theta}_0)$  și  $\Gamma_{qa} (\bar{q}_a - \bar{q}_0)$  având aceeași semnificație ca  $u_* / k$  în profilul adiabatic al vântului. Deși diferite de  $u_* / k$ , ele depind de variabila  $z$  și astfel nu pot fi considerate la integrarea peste  $z$ .

#### a) Profilele diabatice de temperatură și umiditate

Metoda profilului aplicată la calculul coeficienților este făcută în scopul furnizării de proceduri simple pentru calcularea fluxurilor turbulente verticale bazate pe măsurători la o anumită înălțime deasupra mării și pe date de suprafață. În consecință, aceste eforturi au fost în principal direcționate către aplicații practice și s-au născut din nevoia acoperirii deficiențelor metodologice. O aproximație în general corectă a problemei pornește de la următoarele ecuații pentru gradientii verticali ai temperaturii potențiale medii  $\bar{\theta}$  și ai umidității specifice medii  $\bar{q}$  care sunt similare cu relațiile pentru distribuția verticală a vitezei vântului:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\theta_*}{z + z_0} S_\theta(R_f) \quad (6.47)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{q_*}{z + z_0} S_q(R_f) \quad (6.48)$$

Mărimile  $\theta_*$  și  $q_*$  corespund la  $u_*/k$  și sunt definite după cum urmează:

$$\theta_* = -\frac{1}{ku_*} \frac{Q_H}{\rho c_p} \quad (6.49)$$

$$q_* = -\frac{1}{ku_*} \frac{Q_E}{\rho} \quad (6.50)$$

Factorii adimensionali  $S_\theta$  și  $S_q$  reprezintă influența stabilității termice și sunt funcții de numărul Richardson de flux,  $R_{fz}$ . Indicii lor  $\theta$  și  $q$  arată că, în cazul general, funcția de stabilitate care descrie transferul de căldură este presupusă a fi diferită de funcțiile care afectează transportul turbulent al impulsului și umidității. În condiții adiabactice, funcțiile de stabilitate trebuie să fie egale cu unitatea. Considerând că evidența observațională este încă insuficientă pentru o determinare completă a funcțiilor de stabilitate, se folosesc soluțiile aproximative. În acest fel principiul similitudinii avansat de Monin și Obukov (1954) a fost

aplicat și pentru factorii de stabilitate, considerând că sunt funcții de  $\frac{z+z_0}{L}$  și sunt egali pentru profile de viteza vântului, temperatură și umiditate. În consecință  $k_E = k_M = k_H$  și numerele Richardson  $R_f = R_z$ . Cu aceste simplificări ecuațiile (6.49) și (6.50) iau forma:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\theta_*}{z+z_0} S\left(\frac{z+z_0}{L}\right) \quad (6.51)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{q_*}{z+z_0} S\left(\frac{z+z_0}{L}\right) \quad (6.52)$$

Dacă urmărim teoria Monin-Obukov și restrângem considerațiile la valori mici ale lui  $\frac{z+z_0}{L}$ , astfel încât  $S$  poate fi exprimat prin termenul liniar  $\left[1 + \alpha \frac{z+z_0}{L}\right]$ , după integrarea ecuațiilor (6.51) și (6.52) vom obține binecunoscutul profil "log-linear" pentru temperatură și umiditate:

$$\bar{\theta}_z - \bar{\theta}_0 = \theta_* \left( \ln \frac{z+z_0}{z_0} + \frac{\alpha z}{L} \right) \quad (6.53)$$

$$\bar{q}_z - \bar{q}_0 = q_* \left( \ln \frac{z+z_0}{z_0} + \frac{\alpha z}{L} \right) \quad (6.54)$$

Valorile la suprafața mării sunt atinse pentru  $z=0$ . Cazul adiabatic este reprezentat prin  $\theta_* = 0$  și  $L \rightarrow \infty$ . Despre valorile coeficienților  $\alpha$  putem spune

că în mod sistematic depinde de stabilitatea  $S$  (Taylor, 1960) și au valori între 3 și 6 pentru  $-0,03 < \frac{z+z_0}{L} < 0$ .

Dacă ținem seama de toți factorii se poate stabili că profilul "log-linear" a fost confirmat pentru temperatură și umiditatea. Limitele sale de aplicabilitate pot să fie în jur de  $\frac{z+z_0}{L} > 0,03$  încât se aplică la zonele de "convecție forțată".

Aceste considerații se referă la uscat pentru că rezultatele relevante nu s-au obținut pentru mare. Dar este clar că nu pot exista diferențe substanțiale.

#### 6.7.4. Straturi convective

În condițiile curgerii, schimbul vertical de impuls, căldură sensibilă și umiditate este afectat parțial de turbulența dinamică pură și parțial prin forțele portante. Când ambii agenți sunt efectivi, vântul și în particular tensiunea de forfecare a vântului trebuie să exercite un anumit control asupra dimensiunii și structurilor portante în afară de contribuția lor directă la schimbul vertical. Vorbim în acest caz de *convecția forțată*, indicând astfel influența forfecării vântului asupra efectelor termice. Când totuși, turbulența dinamică pură este neglijabilă comparativ cu forțele portante, mișcarea de schimb care rezultă este denumită *convecție liberă*.

Este de mare interes să se înțeleagă caracteristicile acestor două regimuri de transfer și în particular dependența lor de înălțimea de deasupra nivelului mării. Priestley (1954) a obținut următoarea relație pentru profilul temperaturii potențiale medii a aerului, presupunând mișcările portante cu similarități locale și efect neglijabil al tensiunii de forfecare a vântului:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \approx z^{-4/3} \quad \text{și} \quad \bar{\theta} \approx z^{-1/3} \quad (6.55)$$

Relația (6.55) a fost verificată observațional de Webb (1958) și Taylor (1960a) pentru o înălțime  $z$  care este aproximativ egală cu valoarea absolută  $|L|$  a lungimii de stabilitate a lui Monin-Obukov. O relație similară cu (6.55) fusese sugerată cu ani în urmă de Prandtl (1932). În regiunile înalte fluxul adimensional de căldură:

$$Q_H^* = \frac{Q_H}{\rho c_p \left( \frac{g}{\bar{\theta}} \right)^{1/2} \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{3/2} z^2} \quad (6.56)$$

este constant cu o valoare de aproximativ 0,9.

Priestley (1955) ulterior a arătat că limita inferioară a regimului caracterizat prin profilul temperaturii (6.54) și prin  $Q_H^* \approx 0,9$  este la  $z \approx 0,03|L|$  care corespunde aproximativ la  $R_i \approx -0,03$ . Sub acest nivel, convecția forțată, adică turbulența mecanică este dominantă și fluxul adimensional de căldură  $Q_H^*$  este o funcție de numărul Richardson dat prin:

$$Q_H^* = k^2 |R_i|^{-1/2} \quad (6.57)$$

care implică descreșterea lui  $Q_H^*$  cu altitudinea. Aici funcțiile de înălțime ale vitezei vântului, temperaturii și umidității sunt cu suficientă precizie reprezentate prin relațiile "log-linear". Deasupra limitei superioare a stratului cu  $Q_H^* \approx 0,9$ , gradientul temperaturii potențiale a aerului  $\frac{\partial \theta}{\partial z}$  dispare și profilul (6.55) nu mai este valabil. De la  $z \approx |L|$  în sus, se extinde o regiune omogenă cu stratificare neutră sau ușor subadiabatică până la o înălțime considerabilă. Acesta este stratul *convecției libere esențiale* unde portanța este factorul care guvernează.

Așa cum a subliniat Webb (1962) dispariția lui  $\frac{\partial \theta}{\partial z}$  la înălțimea  $z \approx |L|$ , arată că în regiunile de înălțime intermediară  $0,03 \langle \frac{z}{|L|} \rangle < 1$ , curentul vântului nu este complet neglijabil. De fapt, prezența turbulenței mecanice pare să fie un eveniment necesar pentru difuzia căldurii de la elementele portante care cresc în mediul înconjurător. Astfel, profilul temperaturii (6.55) trebuie să fie legat de existența unui anumit curent al vântului. În consecință, numele *convecție compusă* pare să fie potrivit pentru regiunile de înălțime intermediară  $0,03 \langle \frac{z}{|L|} \rangle < 1$ , așa cum a sugerat Webb (1962) care a avansat de asemenea și o aproximație teoretică pe baza considerațiilor de mai sus.

## CAPITOLUL 7

### PROCESE TERMODINAMICE ÎN ATMOSFERA MARINĂ

#### 7.1. Considerații generale

Fenomenele meteorologice care se manifestă în imediata vecinătate a suprafeței mării sunt cele mai importante dintre toate procesele fizice din atmosfera marină care sunt controlate prin suprafața mării ca strat limită inferior. Deși există procese termodinamice în atmosfera marină care se desfășoară până la înălțimi mai mari decât câțiva metri deasupra suprafeței mării, pot fi totuși revendicate ca fiind tipic maritime. Astfel de procese cum sunt *convecția*, *condensarea* și *transformarea maselor de aer care implică straturi de aer* și arii mai întinse, deci particule de aer mai mari, fac subiectul acestui capitol. Așadar, dacă fenomenele din stratul de frecare studiate anterior pot fi caracterizate ca interacție de microscală între aer și mare, procesele studiate acum pot fi considerate ca procese de scală medie.

*Stabilitatea* la suprafața mării este atât o trăsătură caracteristică cât și un *factor diriguitor*, chiar la latitudini mai înalte. Astfel, este justificată considerarea stabilității ca un *criteriu de clasificare a proceselor*. În plus este de mare interes să tratăm procesele termodinamice din punct de vedere al dependenței temporale, adică să separăm *fenomenele staționare de cele tranzitorii*. Dar, ținând seama că, chiar în regiunea alizeelor, fenomenele cu adevărat staționare pot fi observate numai rareori, și că, datorită diferențelor orizontale în temperatura suprafeței mării și trăsăturilor dinamice ale câmpului vântului, cele mai multe din mișcările atmosferice la mare, implică transformarea adectivă și dinamică a maselor de aer, criteriul menționat mai sus nu poate fi aplicat într-un sens strict.

Apoi, ar fi de revăzut dificultățile inerente în tratarea teoretică a proceselor de tranziție. Ținând seama de toate acestea, împărțim procesele în "generale" și "processe de transformare". Mai întâi vom descrie trăsăturile generale ale mișcărilor atmosferice în anumite condiții de stratificare. În această

descriere ponderea nu poate fi distribuită în mod egal între cele două componente, întrucât atât în privința frecvenței de obținere, a extensiei verticale și orizontale, precum și a importanței, mult mai mult se poate spune despre procesele sub incidența condițiilor de gradient termic decât despre acelea care se obțin în mase de aer mai calde decât marea. În consecință, aspectele legate de modificarea maselor de aer le vom trata acordând atenție în mod special proceselor de transformare.

## 7.2. Condiții de gradient

O scurtă privire asupra hărților climatice care reprezintă diferența de temperatură aer-mare va arăta faptul că, pe un areal întins al oceanului în larg și de asemenea în cea mai mare parte a anului, suprafața mării este mai caldă decât aerul de deasupra ei. Invers s-a observat numai în regiunile de coastă (mai ales) unde se manifestă upwelling-ul sau domină curenții reci. În timpul lunilor de vară timpurie, aceste arii reduse prezintă o tendință de a se extinde, dar global situația nu se modifică. Chiar dacă ținem seama că uneori (unde) situația "apa mai caldă decât aerul" ar putea fi contrazisă, se poate considera că, în general, condițiile de gradient domină la mare. Studiul acestui caz cere o atenție specială.

În condițiile de gradient, care domină la mare, fluxurile de căldură latentă și sensibilă îndreptate de la ocean la atmosferă inițiază mecanisme puternice de schimb masic și convecție mezoscalară care pot afecta părți considerabile ale atmosferei. Cum suntem în principal interesați în procesele care influențează sau care transformă atmosfera marină prin schimbul energetic cu marea, vom suplimenta descrierea acestui transfer energetic, care în secțiunile precedente a fost în întregime limitată la stratul din apropierea mării, prin discutarea modului în care energia absorbită la suprafața mării este transportată în sus și cum dă naștere la mișcarea convectivă, formarea norilor și a fenomenelor înrudite. Vom discuta în principal mecanismele proceselor termodinamice de generare a norilor și a ceții.

### 7.2.1. Convecția cumuliformă

În condițiile de gradient, forțele portante se asociază mișcărilor turbulente generate mecanic cu efecte de modificare verticală a impulsului, căldurii sensibile și vaporilor de apă. Când turbulența domină inițierea mișcării ascendente a volumelor de aer, în comparație cu forțele portante, se vorbește de *convecție forțată* și invers de *convecție liberă*. Înălțimea până la care curenții de convecție din atmosferă se extind este determinată de structura termică și de umiditatea din troposferă. Dacă în timpul deplasării verticale a unui element plutitor (cunoscut de obicei ca "termal") se obține condensarea, apar nori

cumuliformi. Un strat instabil, convectiv, mai gros, generează nori cumuliformi mai înalți.

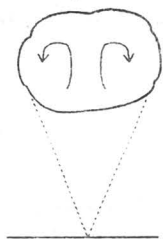


Fig.7.1 Schița unui fenomen convectiv de bază numit termal. Săgețile subțiri arată mișcarea turbulentă (după Perry și Walker, 1977).

Norii cumulus humilis sunt de extensie verticală redusă ( $H < H_{NC}$  cu  $H$ =înălțimea norului;  $H_{NC}$ =înălțimea bazei: 1,2 km).

Cumulus mediocris au o înălțime verticală moderată, iar cumulus congestus sunt de extensie verticală mare ( $H > H_{NC}$ ); norii cumulo-nimbus se manifestă prin ascensiunea "termalelor" de la suprafața oceanului la troposfera superioară. Majoritatea cumulo-nimbilor ating și depășesc bariera termică a tropopauzei și au nicovala din cristale de gheață. În mod similar, dezvoltarea verticală a norilor cumulus poate fi stopată printr-o inversiune termică mare în troposfera medie. Dacă convecția este suficient de puternică, cum se întâmplă pe flancurile estice ale anticiclونilor la latitudini medii, atunci se produc nori stratiformi.

Deasupra oceanelor, la latitudini medii, norii cumuliformi se dezvoltă de obicei în anticlони și în aerul rece subsident, iar către poli se dezvoltă în depresiuni. Norii cumulus sunt formați din "termale" care se obțin ca o consecință a răcirii aerului, fiind destabilizați când se deplasează către regiuni mai calde. În aceste condiții, convecția poate fi suficient de puternică ca să producă averse sau să producă pânza de nori stratocumulus.

În contextul sistemului ocean-atmosferă, putem remarca un fenomen asociat norului cumulus viguros și activității cumuliforme deasupra mării—"waterspout" (trombă de apă). O trombă de apă se observă pornind de la baza norului ca pâlnie până la suprafața mării. Diametrul său poate fi mai mic de 2 sau 3m sau mai mare de 300m, iar înălțimea este de câteva sute de metri. El se deplasează cu părintele sau norul cu viteze de câțiva m/sec și numai rareori rezistă mai mult de 1/2 oră.

În termeni fizici o trombă de apă este un vortex turbionar de aer făcut vizibil prin condensarea vaporilor de apă în interiorul lui, condensarea fiind rezultatul reducerii presiunii determinate de forța centrifugă din vortex. Vortexul însuși este creat din destinderea verticală a coloanelor de aer care se rotesc în aerul din norul părinte. În jurul bazei mici, de la nivelul mării, marea este agitată și o coloană sau cascadă de spumă și picături de apă (spray) este aruncată în sus. Din observații o trombele de apă se obțin cel mai frecvent la tropice și subtropice,



în particular deasupra Golfului Mexic, Mării Mediterane și Golful Bengal. Se obțin frecvent vara și toamna devreme.

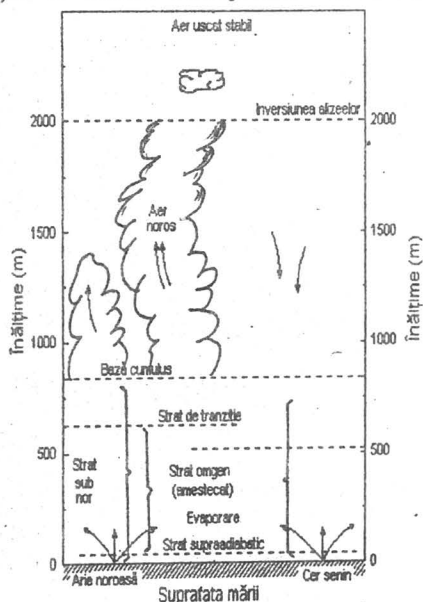
Caracteristica remarcabilă a oceanelor tropicale este proliferarea norilor "cumulus de alizee". Deasupra acestor oceane, unde temperatura se schimbă zilnic și diferența de temperatură aer-mare este mai mică, norii cumulus sunt produși printr-un mecanism ceva mai diferit decât acela al termalelor de deasupra oceanelor extratropicale.

*Stratul umed al alizeelor cuprinde 4 substraturi după cum urmează: stratul supraadiabatic de bază, stratul omogen, stratul de tranziție (acestea se combină și formează stratul de sub nor) și stratul noros.*

Astfel, stratul umed se întinde de la suprafața mării de unde își câștigă umezeala prin evaporare, în sus până la inversiunea alizeelor. Diagrama schematică dată în Fig. 7.2 ilustrează situația și indică funcția pe care o realizează stratul umed al alizeelor.

De la suprafața mării, căldura latentă și sensibilă este transferată stratului de aer prin procesele de flux de căldură și evaporare, care inițial sunt la scară moleculară. Turbulența dinamică și forțele portante termice întrețin extinderea, în timp ce aerul este transportat la zona intertropicală de convergență (ITCZ) prin curentul alizeelor. Astfel scale de mișcare mai mari și mai mari intră în joc. Sub nivelul de condensare, adică în stratul de sub nor, domină turbulența convectivă nesaturată. Peste această înălțime, câțiva dintre curenții turbionari converg în nori care cresc și se asociază ca să formeze cumuli mai mari. Acești nori prin expansiune și prin interacție cu mediul înconjurător redistribuie umiditatea peste întreg stratul noros.

Fig. 7.2 Stratul umed al alizeelor deasupra Mării Caraibelor (secțiune verticală, după Roil, 1965)



Dacă curentul *ascensional* este *suficient de puternic*, *norii cumulus pot ocazional să fie capabili să penetreze în aerul uscat de deasupra inversiunii alizeelor, crescând sau slăbind astfel acest strat superior limită al statului umed*. În final, în părțile de descendență ale curentului alizeelor în apropierea zonei ecuatoriale de convergență, inversiunea dispare și cumuli de alizee cresc într-un nor cumulonimbus enorm care transportă căldura latentă în sus la tropopauză unde căldura eliberată este transferată către latitudinile medii, contribuind astfel la menținerea circulației generale. Rezumând putem spune că *norii cumulus de alizee și grupurile cumuli sunt sisteme termice de circulație, conduse de portanțe obținute de la eliberarea de căldură latentă*. Este funcția lor de a distribui umezeala suplimentară prin evaporare peste întreg stratul noros. O caracteristică comună a norilor cumulus de alizee este înclinarea lor cu înălțimea, indicând vântul în înălțime. În stratul noros viteza vântului descrește cu înălțimea. Furtunile ciclonice tropicale sunt rezultatul conversiei de energie în zona alizeelor.

### 7.2.2. Organizarea la mezoscară a norilor cumuliformi

O proprietate caracteristică a norilor cumulus de alizee este tendința lor de a se alinia în direcția vântului. Astfel de linii se întind frecvent pe sute de kilometri. Acest fenomen observat din avioane este o manifestare a organizării convecției în atmosferă. Câteva din condițiile fizice necesare pentru dezvoltarea și organizarea convecției au fost indentificate experimental cu mulți ani înainte.

Bénard a observat un regim de convecție în celule poligonale atunci când este încălzit uniform un strat subțire de lichid în partea sa inferioară până când se atinge un gradient critic de temperatură. Pereții acestei celule sunt verticali și mișcarea lichidului este ascendentă în centru și descendentă la periferie. Folosind fumul ca trasor, Woodcock și Wymann au descoperit în convecția de mezoscară o structură celulară de tip Bénard generată în laborator. Ei însă au concluzionat în mod eronat că în timp ce în celulele de lichid mișcările ascendente se obțin în centru, în celulele de aer se obțin la periferie.

În acord cu teoria celulelor de convecție dată de Stommel (1947a), gradientul critic de temperatură  $\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)$  la care regimul staționar se schimbă de la o conducție moleculară la una celulară este determinat prin relația Rayleigh:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{R_{critic}} \frac{v_c v}{g k d^4} \quad (7.1)$$

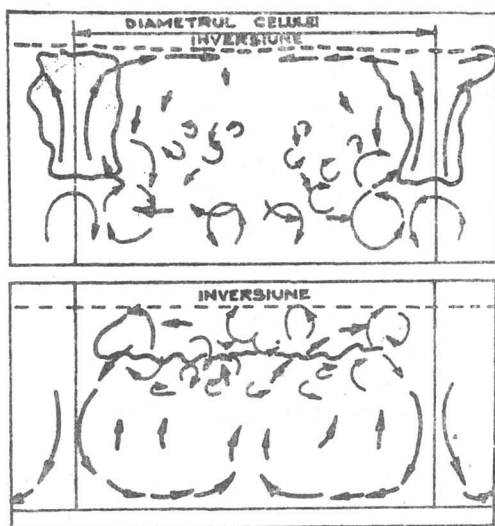
unde:

$$R = \frac{g k d^4}{v_c v} \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)$$

este așa numitul număr Rayleigh și  $\nu_e$  -conductivitatea termică [ $\text{cm}^2\text{sec}^{-1}$ ];  $\nu$ -vâscozitatea cinematică [ $\text{cm}^2\text{sec}^{-1}$ ];  $k$ -coeficient termic de expansiune;  $g$ -acelerația gravitațională;  $d$ -drumul în lichid [cm].

Numărul critic Rayleigh depinde de caracterul vecinătăților, dar este independent de geometria celulelor. Pe de altă parte geometria celulelor nu depinde de parametri fizici. Studiile prin imagini satelitare (Hubert, 1966) au arătat celulele convective la mezoscară și de asemenea organizarea convecției în celule tipice de la 20 la 100km diametre. S-au observat două tipuri de organizare de celule în atmosferă: *celule deschise* care sunt caracterizate prin arii noroase de tip poligonal înconjurate de mase noroase și *celule închise* care sunt de asemenea poligonale, dar înconjurate de aer curat. Cele două tipuri sunt reprezentate în Fig.7.3. Hubert a găsit următoarele caracteristici ale convecției celulare mezoscalare:

Fig. 7.3 Reprezentarea schematică a convecției celulare mezoscalare. Săgețile subțiri arată mișcările turbulente, săgețile de la margine, mișcările circulației generale (după Perry și Walker, 1978).



- Celulele se formează în câmpul norilor cumulus sau stratocumulus când atmosfera este încălzită sub baza norilor. Diametrul mediu al celulei este de aproape 50km. Raportul diametrului față de profunzimea (adâncime) ia valori de la aproximativ 10:1 la 100:1, media fiind de aproximativ 30:1.
- Celulele sunt adesea limitate la un strat superficial printr-o inversiune puternică. Celulele pot exista, totuși, într-un strat fără inversiune, dar într-o astfel de situație drumul stratului convectiv este limitat poate, prin amestecarea descendentă cu aerul.
- Celulele de tip deschis se dezvoltă când suprafața este încălzită moderat sau intens. Încălzirea slabă sau moderată a suprafeței realizează celule închise.

Hubert a sugerat de asemenea că formarea celulelor necesită probabil încălzirea cvasistaționară a suprafeței și vântul vertical să fie neglijabil. El a arătat de asemenea că celulele atmosferice sunt versiuni ale celulelor Bénard obținute în laborator, cu deosebirea importantă că procesul de transfer molecular controlează dezvoltarea celulelor în laborator, iar schimbările turbionare regulate dezvoltarea celulelor atmosferice. De asemenea a concluzionat că, *convecția la mezoscală este un aspect foarte important al interacției aer-mare.*

### 7.3 Modificarea caracteristicilor maselor de aer la suprafața mării

Problema modificării maselor de aer rezultă în principal din faptul că atmosfera marină nu este un sistem singular și că masele de aer de pe continente traversează coastele și marea. Prin aceasta, atmosfera joasă este brusc și marcant modificată, determinând procese fundamentale de transformare care încep de la suprafața mării și afectează temperatura, umezeala și caracteristicile curgerii aerului.

Aceste transformări depind în mod esențial de:

a) diferența de temperatură aer-mare. Dacă aerul este mai rece decât suprafața mării cu care este în contact, curgerea de căldură suplimentară fluxului ascendent al umezelii are loc de la mare la atmosferă și astfel energia câștigată de aer este destul de rapid distribuită peste zone importante din atmosferă prin mecanismele puternice ale convecției mezoscalare, în adăos la acelea ale difuziei turbionare care depind de viteza vântului.

Dacă totuși, aerul este mai cald decât marea, amestecul turbulent este lipsit de intensificarea convectivă a cazului precedent, și destul de redus de stabilitatea termică întrucât forțele turbulente efectuează lucru mecanic împotriva forțelor gravitaționale. În această situație influența marină determinată de suprafața mării se manifestă lent și este cel mult limitată la stratele inferioare ale atmosferei.

b) de stratificarea inițială pe care o are aerul care traversează coasta sau se mișcă perpendicular pe izotermele suprafeței mării. Acesta este un factor adițional care influențează modificarea masei de aer.

c) modificările termice ale suprafeței mării. Dacă temperatura suprafeței mării variază de-a lungul drumului masei de aer trebuie să ținem seama de această variație. Apoi trebuie să ținem seama că nu numai temperatura curențului de aer este modificată prin contactul cu aerul. Astfel, modificarea masei de aer de deasupra mării este *un proces de interacție între atmosferă și ocean*, care implică o tratare teoretică destul de complicată.

În final trebuie menționat că, pe lângă procesele convective turbulente și de schimb molecular dintre aer și mare, *procesele radiative pot contribui de*

asemenea la transformarea masei de aer. Aceste procese au o semnificație deosebită dacă schimbul turbulent este mic, cu vânt slab și stratificare stabilă sau de inversiune.

### 7.3.1 Formularea teoretică generală a problemei

Dacă se neglijează procesele radiative, transformarea unei mase de aer continental care traversează coasta și curge peste mare poate fi considerată ca o problemă de schimb turbulent de căldură și umezeală. În consecință, putem aplica proceselor ecuații diferențiale de flux. Presupunem că axa  $x$  este în direcția vântului și  $x$  reprezintă distanța de la nucleu ( $x=0$ ).  $z$  este măsurat vertical în sus de la suprafața mării ( $z=0$ ). Timpul este socotit din momentul când aerul traversează coasta ( $t=0$ ). În acest sistem bidimensional, temperatura potențială a aerului  $\bar{\theta}$ , umiditatea specifică  $\bar{q}$ , vântul descendent și componentele vântului  $\bar{u}$  și  $\bar{w}$  sunt funcții de  $(x, z, t)$ . Ele satisfac ecuația difuziei turbulente care, pentru o proprietate generală a masei,  $s$ , se scrie:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial s}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial s}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial s}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial s}{\partial z} \right) \quad (7.2)$$

unde  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z}$  este diferențiala totală,  $k$  -coeficientul general de transfer turbulent.

Ec. (7.2) stabilește că schimbul mărimii  $s$  prin unitatea de volum a aerului în mișcare trebuie să fie echilibrat prin schimbul datorită transferului vertical turbionar al lui  $s$  dacă se neglijează efectul difuziei orizontale. În cazul nostru particular, *diferențiala proprietății  $s$*  trebuie să fie înlocuită prin schimbul în conținutul total de căldură:  $\rho c_p d\bar{T}$  (s-a presupus mișcarea izobară) sau prin schimbul în conținutul total de vapori de apă:  $\rho d\bar{q}$ . Considerând că variația temperaturii aerului  $\bar{T}$  este complet exprimată prin variația temperaturii potențiale a aerului  $\bar{\theta}$ , ajungem la următoarele ecuații pentru modificarea unei mase de aer:

$$\rho \frac{d\bar{\theta}}{dt} = \rho \left( \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho k_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \quad (7.3)$$

$$\rho \frac{d\bar{q}}{dt} = \rho \left( \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho k_E \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) \quad (7.4)$$

unde  $k_H$  -conductivitatea turbionară,  $k_E$  -difuzivitatea turbionară.

O anumită dificultate apare în faptul că parțial vaporii de apă care se evaporă de la suprafața mării, condensează în nori, eliberând căldură latentă. Astfel, schimbările observate în conținutul de căldură și conținutul de vaporii de apă nu pot fi legate direct de fluxurile de căldură sensibilă și vaporii de apă care sunt originare de la suprafața mării și calculate conform teoriei transferului turbulent. Pentru o tratare completă, trebuie luate în considerare efectele condensării.

Ec. (7.3) și (7.4) furnizează mai degrabă o formulare generală a problemei modificării masei de aer și sunt, de aceea, dificil de rezolvat. Pentru aplicații practice trebuie făcute simplificări. Astfel, întâi putem neglija componenta verticală a vitezei  $w$  pentru că este mică și determinarea ei este o operație complicată. Putem de asemenea să neglijăm variațiile verticale ale densității aerului  $\rho$ .

Sunt posibile două căi de investigație:

a) Putem considera starea *tranzitorie* și să evaluăm variațiile de temperatură și umiditate a unei particule de aer individuală. În acest caz vom folosi numai partea stângă și cea dreaptă din ec. (7.3) și (7.4):

$$\rho \frac{d\bar{\theta}}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho k_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \quad (7.5)$$

$$\rho \frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho k_E \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) \quad (7.6)$$

Deci  $\bar{\theta}$  și  $\bar{q}$  sunt funcții de  $z$  și  $t$ .

b) Presupunem că starea staționară este atinsă în fiecare punct al traiectoriei:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = 0$$

atunci ec.(7.3) și (7.4) se reduc la ecuația de echilibru între advecție și difuzie:

$$-u \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \quad (7.7)$$

$$-u \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_E \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) \quad (7.8)$$

care se referă la un anumit punct și timp care determină  $\theta$  și  $q$  ca funcții de  $x$  și de înălțimea  $z$ . Calculul ulterior depinde în mod esențial de ipotezele privind distribuția verticală a lui  $u$ ,  $k_H$  și  $k_E$ , precum și de stratificarea inițială a masei de aer pentru  $t=x=0$  și de condițiile limită pentru  $z=0$ . Astfel, trebuie adaptat un

model de transformare care să satisfacă condițiile la limită. Vom prezenta două modele: a) modelul stării de tranziție și b) modelul stării staționare.

a) Modele ale stării de tranziție

Ec. (7.5) și (7.6) devin:

$$\frac{d\bar{\theta}}{dt} = k_H \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} \quad (7.9)$$

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = k_E \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial z^2} \quad (7.10)$$

unde am considerat că atât  $k_H$  cât și  $k_E$ , nu depind de înălțime. Presupunem o relație lineară cu înălțimea ca stratificare termică deasupra uscatului ( $t=0$ ):

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_0 + jz \quad (7.11)$$

în timp ce la mare condiția limită este pentru  $z=0$

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_1 \quad (7.12)$$

adică temperatura suprafeței mării este constantă. Tranziția de la regimul de uscat la condițiile de mare se presupune că are loc brusc. Este luat în considerație numai efectul termic exercitat de atmosferă asupra suprafeței mării ca limită inferioară și nu și efectul invers, adică de schimbare a temperaturii mării determinate de contactul cu aerul. Soluția obținută ca urmare a integrării ec. (7.9) este de forma:

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_0 + jz + (\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_0) \left[ 1 - P \left( \frac{z}{2(k_H t)^{1/2}} \right) \right] \quad (7.13)$$

unde  $P$  semnifică integrala de probabilitate:

$$P(\xi) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^\xi \exp(-\eta^2) d\eta \quad (7.14)$$

care mai este numită funcția eroare și este tabelată.

Rezultatele ec. (7.13) pot fi aplicate atât pentru încălzire:  $\bar{\theta}_1 > \bar{\theta}_0$ , precum și pentru răcire:  $\bar{\theta}_1 < \bar{\theta}_0$ .

Efectul este cel mai bine ilustrat prin introducerea "înălțimii schimbului mediu",  $z_m$ , care reprezintă înălțimea la care temperatura potențială după un timp dat,  $t_m$ , a luat valoarea  $(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_0)/2$ , adică s-a modificat cu jumătate din schimbul total. Din ec. (7.13) și din tabelul pentru  $P$  "înălțimea schimbului mediu",  $z_m$  poate fi determinată și are valoare:

$$z_m = 0.954 (k_H t_m)^{1/2} (cm) \quad (7.15)$$

Valorile corespunzătoare pentru  $z_m$  și  $t_m$  sunt prezentate în Fig. 7.3. Orelație similară ec. (7.13) se poate obține și pentru umiditatea  $q$ . Testele pentru această ec. au dat rezultate bune. Ec. (7.13) a fost însă rezolvată și numeric.

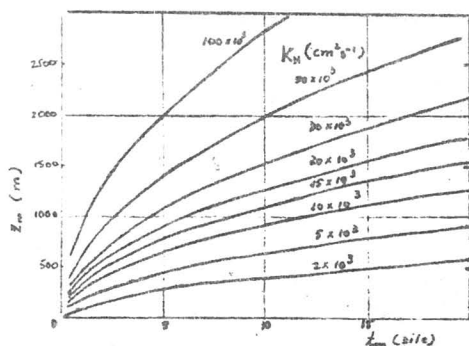


Fig. 7.4 Modificarea masei de aer de la suprafața mării. Înălțimea schimbului mediu  $z_m$  în funcție de timpul  $t_m$  pentru diferite conductivități turbionare diferite (după Haurwitz, Roll, 1965)

#### b) Modele staționare

Bazele teoretice ale discuției sunt furnizate de ec. (7.7) și (7.8). Aproximațiile care se fac în model au un accentuat caracter particular. Jaw (1937) a fost printre primii care au aplicat ec. (7.8) la modificarea masei de aer. El a studiat schimbarea distribuției verticale a umidității specifice  $q$  în alizeele nord-estice unde starea staționară este aproximativ asigurată. Presupunând un profil inițial al lui  $q$  pentru  $x=0$  și o funcție care să descrie variația orizontală a lui  $q$  de-a lungul suprafeței mării ( $z=0$ ), el a ajuns la o formulă care dă  $q$  ca o funcție de  $x$  și  $z$ , care reprezintă foarte bine modificarea umidității observate la inversiunea la alizee dacă difuzivitatea turbionară a fost constantă și egală cu  $75 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ .

Partea empirică a modelului propus de Burke (1945), care a investigat transformarea aerului polar continental în aer polar maritim este destul de substanțială. El a împărțit întregul domeniu al înălțimii considerate în următoarele trei regiuni:

1) Un *strat limită* foarte apropiat de suprafața mării, de aproximativ 15m grosime și caracterizat printr-un gradient puternic supraadiabatic, precum și printr-o pronunțată descreștere a umidității specifice. Prin această regiune fluxurile de căldură și de vaporii de apă sunt în ascensiune și asociate gradientilor verticali, respectivi. Astfel:

$$Q_H = -\rho c_p k_H \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = -c_p \overline{\langle (\rho w)' \theta' \rangle} \approx -c_p \overline{\langle w' \theta' \rangle} \quad (7.16)$$

$$Q_E = -\rho k_E \left( \frac{\partial q}{\partial z} \right) = -\overline{\langle (\rho w)' q' \rangle} \approx -\rho \overline{\langle w' q' \rangle} \quad (7.17)$$



2) O regiune de amestec adiacentă stratului limită și având temperatura potențială aproape constantă, ca și umiditatea specifică. Limita superioară a regiunii de amestec este nivelul la care adiabata uscată (utilă) intersectează sondajul inițial.

3) O regiune adiabatic saturată adiacentă stratului de amestec și care ajunge la acel nivel la care adiabata saturată finală intersectează sondajul inițial. Această împărțire este oarecum schematică, dar se potrivește bine cu caracteristicile mării în condiții de gradient. Burke (1945) și-a bazat calculele pe ecuațiile staționare (7.7) și (7.8). A presupus profilul vântului constant, adică  $\bar{u}_{15}/u_g = 0,7$ . Identificând coeficienții conductivității turbionare și difuzivității cu acela al vâscozității turbionare, Burke ajuns la o formulă care prezice temperatura aerului în orice punct al traiectoriei în termenii a patru variabile: i) temperatura inițială a aerului de la suprafața mării; ii) gradientul inițial; iii) parcursul traiectoriei deasupra apei; iv) temperatura suprafeței mării.

Ca să aplice mai ușor, Burke a calculat mai multe diagrame. Examinarea a 68 de prognoze arată că metoda propusă de Burke este satisfăcătoare. În 91% din cazurile considerate diferența dintre valoarea prevăzută și observată este de  $\pm 2^\circ\text{C}$ .

Un studiu ulterior al modificării masei de aer polar deasupra unei suprafețe de apă caldă a mării a fost publicat de Frost (1949). A considerat de asemenea o stare staționară bazată pe ec. (7.7), dar distribuțiile verticale ale lui  $u$  și  $k_H(k_E)$  au fost approximate prin legea puterii în  $z$ :

$$\bar{u} = \bar{u}_a \left( \frac{z}{a} \right)^m \quad (7.18)$$

$$k_H = k_E = \left( \frac{\bar{u}_a}{a^m} \right) m z_0^{2m} z^{1-m} \quad (7.19)$$

unde  $\bar{u}_a$  este viteza medie a vântului la  $z=a$ ,  $z_0$  - rugozitatea dinamică a suprafeței mării,  $m$  constantă adimensională care este funcție de stabilitatea termică. Cu privire la stratificarea termică inițială și la condițiile termice limită la mare, s-au făcut presupunerile:

- stratificare adiabatică deasupra uscatului:

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_0 \text{ pentru } x=0 \quad (7.20)$$

- temperatura suprafeței mării variază liniar cu  $x$ :

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_1 + bx \text{ pentru } z=0 \text{ și } \bar{\theta}_1 \geq \bar{\theta}_0 \quad (7.21)$$

-temperatura potențială deasupra mării funcție de  $x$  și  $z$  s-a obținut sub forma:

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_0 + (\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_0)I + bx \left[ \left( 1 + \frac{2m+1}{m+1} \xi \right) I - \frac{(2m+1)e^{-\xi} \xi^{\frac{m}{2m+1}}}{(m+1)\Gamma\left(\frac{m}{2m+1}\right)} \right] \quad (7.22)$$

unde

$$I = \frac{\int_{\xi}^{\infty} e^{-\xi} \xi^{-[(m+1)(2m+1)]} d\xi}{\Gamma\left(\frac{m}{2m+1}\right)} \quad (7.23)$$

și

$$\xi = \frac{z^{2m+1}}{(2m+1)^2 m z_0^{2m} x} \quad (7.24)$$

Cazul special al temperaturii suprafeței mării constante este conținut în ec. (7.22) dacă se presupune  $b=0$ . Pentru aplicații practice valorile numerice folosite în ec. (7.22) au fost date de Frost (1949). Compararea a 10 temperaturi observate cu cele calculate au arătat abateri de cel mult  $\pm 1.5^\circ\text{C}$ .

Frost a studiat de asemenea transportul vertical al vaporilor de apă de-a lungul traiectoriei unei mase de aer polar. În cazul rapoartelor de amestec constante deasupra uscatului ( $x=0$ ) și la suprafața mării ( $z=0$ ), distribuția umidității ca funcție de  $x$  și  $z$  s-a obținut într-o formă identică cu primii doi termeni din dreapta ec. (7.22), dacă temperatura potențială a aerului este înlocuită cu raportul de amestec. Frost a obținut în final formule pentru schimbarea umidității deasupra mării care aplicate la acele cazuri unde distribuția inițială a umidității deasupra uscatului descrește în mod liniar cu înălțimea sau cu o parte a înălțimii.

## 7.4 Fizica ceții marine

Am discutat transformarea maselor de aer care se deplasează deasupra mării, dar nu am dat nici o atenție posibilității ca, în cursul acestei transformări de tip izobaric, aerul din imediata vecinătate a suprafeței mării ar putea să devină saturat, dând astfel naștere ceții. Acesta este un subiect foarte important și îl vom aborda în continuare. În general vorbind, generarea ceții marine este un proces de transformarea a apei din starea gazoasă în faza lichidă și care se obține în interiorul stratului atmosferic de bază din apropierea suprafeței mării.

Pentru apariție trebuie să existe în aerul atmosferic suficienți nuclei care pot să acționeze ca centri de condensare. Vom presupune că prezența nucleelor de condensare este din abundență. O altă necesitate pentru apariția ceții este *starea de*

**saturație.** Întrucât cantitatea de apă în stare de vapori din aer este dependentă de temperatură sa și, în particular, este diminuată cu descreștere temperaturii aerului, saturația poate fi atinsă fie printr-o *pierdere de căldură*, fie printr-un *câștig în umiditate*. Răcirea aerului poate fi însoțită de conducția moleculară și turbulentă de căldură sau prin procesele radiative sau printr-o combinație a acestor două efecte. Răcirea printr-o destindere adiabatică, care joacă de altfel un rol important în formarea norilor, nu este semnificativă în cazul dezvoltării ceții întrucât variațiile de presiune în apropierea solului sunt de asemenea lente.

Un influx de umiditate în stratul limită atmosferic de deasupra mării poate să apară fie prin evaporarea la suprafața mării și, ulterior, transportul ascendent al umidității, fie prin evaporarea precipitațiilor care cad. În plus la posibilitățile de generare de ceață enumerate mai sus, trebuie să adăugăm cazurile în care ceața nu se dezvoltă în interiorul stratului limită atmosferic marin, ci își are originea în alte locuri și este transportat aici prin mișcări verticale sau orizontale. În acest caz, trebuie să ne referim la ceața care a fost generată deasupra uscatului sau câmpurilor de gheață și după aceea se deplasează deasupra mării ca și la norii stratus joși.

Astfel, există o varietate de procese care pot conduce la formarea ceții marine. De aceea vom studia diferite cauze și relațiile dintre ele ca să ajungem la o formulare a tipurilor de ceață care se formează la mare, și dacă e posibil, la o estimare cantitativă a factorilor care participă la formarea și dispărea ceții.

#### 7.4.1 Considerații teoretice privind formarea ceții

Setul de probleme legat de teoria formării ceții este legat de o tratare cantitativă combinată a efectelor *turbulenței convective* și *radiative* care pot conduce la formarea ceții marine. Combinarea acestor procese este de importanță specială, întrucât, de obicei, numai schimbul turbulent nu este suficient pentru generarea ceții, ci este necesară o radiație netă de la aer ca să se atingă saturația și condensarea.

Procesul dominant în formarea ceții este *condensarea* care are loc prin diferite mecanisme termodinamice ale vaporilor de apă care sunt conținuți în aer. Pentru o temperatură dată, există o valoare maximă (i se spune saturantă) a concentrației vaporilor de apă; de la această valoare (adică răcirea aerului presupune un aport suplimentar de vapori), începe condensarea.

Saltul calitativ care traduce apariția ceții, corespunde unei diferențe cantitative foarte reduse. Astfel, concentrația de saturație în vecinătatea suprafeței evoluează, în general, urmând temperatura între 5 și 20g/m<sup>3</sup>, dar este suficient un aport suplimentar de ordinul a 0,1g/m<sup>3</sup> sau de 1% pentru a iniția o condensare relativ redusă. Încă o precizare, de fapt definiția a ceții: "ceața este suspensia din atmosferă formată din particule foarte mici de apă sau din cristale de gheață

minuscul, care reduce vizibilitatea la suprafața globului la mai puțin de 1km” (definiția OMM)

#### 7.4.2 Clasificarea ceții

Tipurile de ceață pe care le putem întâlni la mare sunt:

- a) ceața de advecție
- b) ceața de evaporare
- c) ceața de amestec
- d) ceața de radiație

*Ceața de evaporare:* apare datorită scăderii temperaturii vaporilor de apă de la suprafața mării în contact cu aerul mai rece. Ceața, în general, este mai puțin densă, dar uneori foarte tenace în regiunile de la latitudini înalte.

*Ceața de amestec.* Două volume de aer cu caracteristici diferite, amândouă nesaturate pot să se amestece, formând aer saturat. Pentru aceasta trebuie ca aerul cald să fie foarte umed (95%-98% umiditate), iar aerul rece poate să fie relativ uscat.

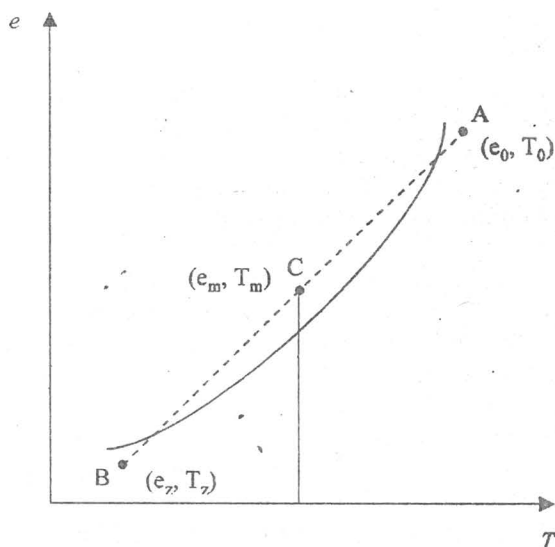


Fig. 7.5 Formarea ceții de amestec pe mare. Curba reprezintă presiunea vaporilor saturați

Așadar două mase de aer umed, dar nesaturate și de temperaturi net diferite se amestecă și rezultă o nouă masă de aer cu temperatura la care noua presiune a vaporilor saturați ( $e_w$ ) a amestecului poate fi inferioară valorii teoretice noi a temperaturii presiunii de vaporii ( $e$ ). De aici, deci un excident de

vapori care va putea da naștere ceții, numită de amestec. Din Fig. 7.4 se constată că dacă A și B sunt punctele corespunzătoare caracteristicilor maselor de aer inițial, punctul C corespunde amestecului optim care face să apară o suprasaturație care justifică condensarea. În absența precipitațiilor, încălzirii externe și modificărilor de presiune, cantitățile totale de vapori de apă și căldură sensibilă sunt conservate în timpul amestecului și astfel presupunând  $k_E = k_H$ , se poate exprima temperatura de amestec ( $T_m$ ) și presiunea vaporilor de amestec ( $e_m$ ) astfel:

$$\frac{e_m}{T_m} = \frac{m_0 e_0 + m_z e_z}{m_0 T_0 + m_z T_z} \quad (7.25)$$

unde  $m$  reprezintă masa, iar indicii 0 și  $z$  se referă la aerul în contact cu suprafața și, respectiv, la aerul rece de deasupra. Întotdeauna acest proces este foarte limitat și următoarele condiții sunt indispensabile:

- diferența de temperatură între cele două mase de aer;
- umiditate prealabilă mare în fiecare din cele două mase de aer;
- turbulență suficientă pentru a determina amestecul;

**Ceața de radiație.** Constă într-o scădere a temperaturii aerului prin radiație. Pe un cer degajat, vânt slab și aer umed, la sfârșitul zilei sau noaptea, ceața de radiație este intensă. Sub efectul turbulenței răcirea se transmite păturilor învecinate unde o umiditate relativ ridicată e asociată unei scăderi a presiunii de vapori saturați ( $e_{s,w}$ ). Dacă scăderea temperaturii este suficientă, are loc condensarea pe nuclee de condensare și apar picăturile de ceață. Pe mare ceața de radiație se formează chiar la nivelul suprafeței apei și apoi se propagă puțin câte puțin în înălțime, formând o pătură orizontală de densitate relativ redusă.

**Condiția esențială de formare a ceții de radiație** este prezența unei mase de aer umed care trece peste aerul uscat, iar umiditatea și radiația nocturnă declanșează procesul. Ceața de radiație se formează, în general, înainte de răsăritul Soarelui și se disipă în cursul dimineții. Disiparea este mai rapidă decât formarea. Începe să se disipe de la bază. Ceața "se ridică" de la sol, în timp ce inversiunea termică dispare puțin câte puțin, turbulența accelerând procesul. Situațiile care favorizează apariția ceții sunt:

- a) *în zona de coastă* acest tip de ceață se formează foarte repede și poate să se întindă mai mult sau mai puțin pe mare, dacă există briza de uscat, dar dacă temperatura apei este net inferioară temperaturii aerului, ceața se va disipa mai puțin în larg unde se vor observa stratus. Vântul (viteze de 4-5m/s) este cauza disipării ceții de radiație. Trebuie să existe un cer senin, vânt slab și aer umed. Aceste condiții se întâlnesc în:

- zona anticiclonică;
- pe o dorsală (între două perturbații barice);
- în zona de sa barometrică.

În plus nu trebuie să fie temperaturi prea scăzute, nu s-a observat ceața de radiație la temperaturi negative în aer.

b) *pe mare* formarea acestui tip de ceață este favorizată în vecinătatea unei zone frontale unde masele de aer rece și aer cald nu sunt amestecate. Probabilitatea de formare este mai mare când:

- umiditatea aerului cald este foarte aproape de saturație;

- diferența de temperatură între aerul cald și aerul rece de o parte și de alta a zonei frontale este mare;

- cerul este senin noaptea;

- vântul este mai slab în aerul rece.

În timpul sezonului de iarnă, ceața de radiație poate să persiste mai multe zile.

### 7.4.3 Ceața de advecție

Această ceață se formează la trecerea unei mase de aer umed peste o mare mai rece. Se formează în aerul în mișcare; aceste mișcări au efectul de provocare a unui amestec și o răcire la bază, răcire care se propagă prin turbulență în păturile de aer învecinate, antrenând condensarea vaporilor de apă. Acest tip de ceață poate persista mai multe zile și variația sa diurnă este slabă și adesea inexistentă. Vara este sezonul cel mai favorabil formării ceții de advecție.

Ceața de advecție este cel mai bine reprezentată de celebra ceață din Terra Nova. Peste 99% din ceața întâlnită deasupra mării este de tip adactiv. Ceața de advecție este, în general, legată de un vânt moderat de la 4 la  $7\text{ms}^{-1}$ , necesar pentru provocarea turbulenței. Vântul suflă evident de la suprafața caldă la cea rece. Ceața se formează în principal în sectorul cald al perturbațiilor sinoptice, când acest sector cald este constituit din aer al cărui punct de rouă este mai mic decât temperatura mării. Disiparea ceții de advecție este provocată de:

- încălzirea suprafeței reci (efect lent);

- încetarea vântului (disipare de asemenea lentă);

- schimbarea direcției vântului la trecerea unui front rece (disipare destul de rapidă);

- schimbarea masei de aer, cea nouă fiind mai puțin caldă și mai puțin umedă (evoluție rapidă).

*Situațiile care favorizează apariția ceții de advecție.*

Aerul cald și umed necesar formării ceții de advecție poate să aibă diverse origini:

a) Dacă marea prezintă în regiunile vecine temperaturi foarte diferite cum se întâmplă la limita curenților marini, aerul care suflă de la regiunea caldă către regiunea rece provoacă formarea ceții. Acest caz se produce, în particular, în insulele Terra Nova (unde se întâlnesc Gulf Stream-ul și Labradorul) și în Aleutine și Kurile din Pacificul de Nord (unde se întâlnesc curenții Kuroshivo și Ogashivo) în vecinătatea fronturilor polare oceanice.

- b) Aerul poate să provină de la latitudini joase. Parcursul maselor de aer tropical întâlnește adesea, mai ales iarna, suprafețe din ce în ce mai reci. Cazul este clasic în Atlanticul de Nord în fața nord-vestului sau nordului Anticiclonei Azorice.
- c) Formarea acestui tip de ceață poate să aibă loc până la coastele unde există un contrast termic marcant între uscat și mare. Aceasta se întâmplă pe coastele unde vânturile calde suflă dinspre uscat, tind să provoace deriva apelor de suprafață și înlocuirea lor cu ape de adâncime mai reci, așa cum se întâmplă pe coastele lungi ale Californiei (curentul Californiei), pe coastele Chile (curentul Humboldt) al Marocului (curentul Canarelor), ș.a.m.d.

#### 7.4.4 Model de prevedere a ceții de advecție

Pentru ceața de advecție au fost realizate mai multe modele (Eadie și al., 1975; Banker, 1977) care au ținut seama de:

- efectele transferului radiativ în infraroșu;
- efectele turbulente în tratarea complexă;
- ecuațiile prognostice pentru vânt în plan orizontal;
- efectele nebulozității.

Aceste modele n-au ținut seama de caracteristicile microfizice ale ceții, în special de distribuția dimensională a particulelor de ceață care influențează în mod important evoluția ceții.

Modelul pe care-l prezentăm în continuare va considera microstructura ceții care, ca și în cazul norilor, este puternic influențată de spectrul suprasaturăției nucleelor de condensare din aer.

O predicție precisă a distribuției dimensionale în ceață necesită o tratare matematică detaliată a creșterii particulelor de nucleee de condensare de diferite dimensiuni la umidități specifice în apropiere de 100% sau peste. Modelul prezent este un model Lagrange-ian unidimensional, care include procesele ce guvernează formarea și evoluția ceții de la o populație de nucleee de condensare care sunt conținute într-o particulă de aer care este advecată cu vântul. Forța motrice directoare pentru formarea ceții este viteza de modificare a umidității. Formarea ceții se presupune că are loc în condițiile:

- a) presiune constantă
- b) efectele răcirii radiative și difuziei turbulente ale căldurii și vaporilor de apă la suprafața mării sunt incluse în viteza de variație a raportului de saturare
- c) particula advecată conține o populație de nucleee de condensare precizată prin spectru și compoziție
- d) se consideră numai procesul de condensare, se neglijează coalescența și sedimentarea.

### *Ecuatiile modelului*

Considerăm particula de aer advectionată pe direcția vântului, ca un sistem termodinamic care evoluează la aceeași presiune  $p$ , dar își modifică în timp temperatura și umiditatea. Vom începe prin a descrie modificarea în timp a saturației din masa de aer:

$$S = \frac{e}{e_{s,w}} \quad (7.26)$$

unde  $e$  -presiunea actuală a vaporilor de apă în aer,  $e_s$  -presiunea de saturație a vaporilor de apă în aer corespunzătoare temperaturii din mediu. Diferențiem ecuația:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{e_s} \frac{de}{dt} - \frac{e}{e_s^2} \frac{de_s}{dt} \quad (7.27)$$

Vom rescrie (7.26) considerând modificarea presiunii vaporilor pe de o parte datorită condensării (indice c) și pe de altă parte tuturor celorlalte procese despre care am vorbit anterior (dif.).

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{e_s} \left( \frac{de}{dt} \right)_{dif} - \frac{e}{e_s^2} \left( \frac{de_s}{dt} \right)_{dif} + \frac{1}{e_s} \left( \frac{de}{dt} \right)_c - \frac{e}{e_s^2} \left( \frac{de_s}{dt} \right)_c \quad (7.28)$$

Menținem explicit doar termenii datorită condensării:

$$\frac{dS}{dt} = S + \frac{1}{e_s} \left( \frac{de}{dt} \right)_c - \frac{e}{e_s^2} \left( \frac{de_s}{dt} \right)_c \quad (7.29)$$

$S$  reprezintă contribuția netă la  $\frac{dS}{dt}$  a proceselor de la punctul (b).

Al doilea termen din (7.24) reprezintă contribuția la variația umidității a pierderii apei prin creșterea picăturilor de ceață. Știind că:

$$e = \frac{rp}{r + 0,622} \quad \text{din } r = \frac{0,622e}{e - e_s}, \text{ unde } 0,622 = \frac{R_d}{R_v}$$

Obținem:

$$\frac{1}{e_s} \left( \frac{de}{dt} \right)_c = \frac{0,622p}{e_s(r + 0,622)} \left( \frac{dr_v}{dt} \right)_c \approx \frac{p}{0,622e_s} \left( \frac{dr_v}{dt} \right)_c \quad (7.30)$$

unde  $p$  -presiunea atmosferică și  $\frac{dr_v}{dt}$  este viteza de schimb a raportului de amestec al vaporilor de apă datorită condensării. Al treilea termen din (7.29)



exprimă efectul asupra lui  $S$  a eliberării căldurii latente datorită condensării.

Folosind ecuația Clausius Clapeyron:  $\frac{d \ln e}{dT} = \frac{0,622 L}{T^2 R_d}$  rezultă:

$$\frac{e_s}{e_s^2} \left( \frac{de_s}{dt} \right)_c \cong - \frac{1}{e_s} \left( \frac{de_s}{dT} \right) \left( \frac{dT}{dt} \right)_c = - \frac{L M_w}{R^* T^2} \left( \frac{dT}{dt} \right)_c \quad (7.31)$$

unde  $\left( \frac{dT}{dt} \right)_c$  este rata de încălzire datorită eliberării de căldură latentă de condensare,  $L$  căldură latentă de condensare,  $R$  constanta gazelor ideale,  $M_w$  masa molară relativă a apei. Deci:

$$\frac{dS}{dt} = S + \frac{p}{0,622 e_s} \left( \frac{dr_v}{dt} \right)_c - \frac{L M_w}{R^* T^2} \left( \frac{dT}{dt} \right)_c \quad (7.32)$$

Prima lege a termodinamicii pentru încălzirea izobarică a sistemelor de aer umed prin căldura latentă eliberată se scrie:

$$(c_{pd} + r_v c_{pv} + r_w c_w) dT = -L(dr_v)_c \quad (7.33)$$

variația în timp considerând raportul de amestec constant:

$$(c_{pd} + r_v c_{pv} + r_w c_w) \frac{dT}{dt} = -L \left( \frac{dr_v}{dt} \right)_c \quad (7.34)$$

Combinând ec. (7.29), (7.30), (7.31), (7.32) și (7.34) vom obține pentru viteza de variație a umidității relative:

$$\frac{dS}{dt} = S + \frac{p}{0,622 e_s} \left( \frac{dr_v}{dt} \right)_c + \frac{L^2 M_w}{R T^2 (c_{pd} + r_v c_{pv} + r_w c_{pw})} \left( \frac{dr_v}{dt} \right)_c \quad (7.35)$$

Ecuația de creștere a unei particule staționare formată pe un nucleu de condensare solubil în apă este:

$$r \frac{dr}{dt} \approx \frac{(S-1) - y}{\frac{\rho_w R T_\infty}{e_s(T_\infty) D_v M_w} + \frac{L \rho_w}{k_a T_\infty} \left( \frac{L_e M_v}{R_v T_\infty} - 1 \right)} \quad (7.36)$$

$$\text{cu } y = \frac{2\sigma_s M_v}{R T_\infty \rho_w r} - \frac{v \Phi_s m_s}{M_s}; \quad y = \frac{A}{r} - \frac{B}{r^3} \text{ - ecuația Köhler cu}$$

$$A = \frac{3,3 \times 10^{-5}}{T} \quad \text{și} \quad B = \frac{4,3v_{m_s}}{M_s} \quad (7.37)$$

iar  $e_s$  se va calcula din expresia:

$$e_s = 6,112 \exp\left(\frac{17,67t^\circ\text{C}}{243,5+t^\circ\text{C}}\right), \text{ hPa} \quad (7.38)$$

Ca să determină viteza de variație a temperaturii, vom presupune:

a) în cursul advecției se formează ceață numai datorită variației temperaturii ( $S=\text{const}$ ), deci  $dS/dt=0$ .

Din ec. (7.37) rezultă:

$$\left(\frac{dr_v}{dt}\right)_c \frac{p}{0,622e_s} = - \frac{L^2 M_w}{RT^2 (c_{pd} + r_v c_{pv} + r_w c_{pw})} \left(\frac{dr_v}{dt}\right)_c \quad (7.39)$$

b) condensarea apare numai datorită advecției care include variația tuturor parametrilor neexplicitați concret  $dS/dt=S$ .

Din ec. (7.32) rezultă:

$$S + \frac{p}{0,622e_s} \left(\frac{dr_v}{dt}\right)_c - \frac{LM_w}{RT^2} \left(\frac{dT}{dt}\right)_c = 0 \quad (7.40)$$

Combinând ec. (7.39) și (7.40) va rezulta ecuația de variație a temperaturii:

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_c = + \frac{RT^2}{LM_w} \cdot S - \frac{L}{(c_{pd} + r_v c_{pv} + r_w c_{pw})} \left(\frac{dr_v}{dt}\right)_c \quad (7.41)$$

Masa trebuie să se conserve în sistem, așa că:

$$\left(\frac{dr_v}{dt}\right)_c = - \frac{dr_w}{dt} \quad (7.42)$$

Exprimând ec. (7.42) în termenii unei populații de picături devine:

$$\left(\frac{dr_v}{dt}\right)_c = - \frac{4\pi}{3\rho_d} \frac{d}{dt} \int_0^\infty \rho_r r^3 n(r) dr \quad (7.43)$$

unde  $n(r)$  este funcție de distribuția dimensională a particulelor. Dacă distribuția dimensională a particulelor are caracter discret, atunci integrala se transformă în

sumă. Pentru integrală, deci distribuția o funcție continuă, se poate considera funcția gamma care este adaptabilă spectrului dimensional al ceții.

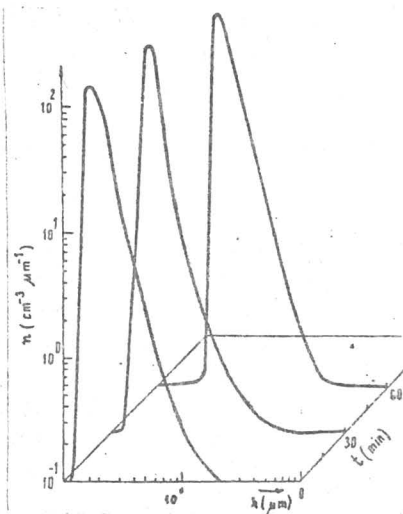
Setul de ecuații diferențiale (7.35), (7.41) și (7.43), precum și ecuația de creștere (7.36) se poate integra numeric folosind metoda Runge-Kutta de ordinul IV. Factorul perturbator (inițiator) al formării ceții  $S$  se ia de forma:

$$S = v \frac{\Delta S}{\Delta x} \quad (7.44)$$

cu  $v$  - viteza reală a vântului și  $\frac{\Delta S}{\Delta x}$  gradientul orizontal al lui  $S$  (de-a lungul direcției vântului).

Considerând datele caracteristice evenimentelor de ceață de advecție observate pe Marea Neagră, între coastă și Platforma petrolieră Gloria s-a calculat factorul inițiator al ceții  $S$  și s-a inițializat modelul. Pentru distribuția particulelor de aerosol s-a considerat distribuția de aerosol marin cu NaCl solubil total. Evoluția în timp a spectrelor dimensionale în ceața de advecție este prezentată în Fig. 7.6.

Fig. 7.6. Evoluția în timp a distribuțiilor dimensionale în ceața de advecție



Folosind rezultatele corelației dintre conținutul de apă și vizibilitatea orizontală se poate face o predicție finală de tipul *apare* sau *nu* ceața prin alocarea unei valori critice pentru conținutul de apă lichidă. Ceața adactivă, în principal ceața marină, reprezintă o problemă centrală pentru meteorologii previzionști, pentru că periclitează navigația aeriană și transportul maritim.

## CAPITOLUL 8

### RĂSPUNȘUL CLIMATIC LA PROCESELE DE INTERACȚIE ATMOSFERĂ-OCEAN PLANETAR

Trebuie să subliniem încă odată ideea că atmosfera și oceanul formează un sistem energetic cuplat și că procesele fizice care au loc la limita dintre ele sunt de o deosebită importanță. În particular, modificările temperaturii la suprafața mării au consecințe profund meteorologice și climatologice. Aceste consecințe sunt discutate în acest capitol.

#### 8.1. Măsurarea și prevederea temperaturii oceanului

Temperatura la suprafața mării este un parametru fundamental în meteorologie și climatologie. Valoarea sa într-un anumit punct al suprafeței mării depinde de o mulțime de factori, de exemplu radiație, transport vertical de căldură latentă și sensibilă, curenți maritimi verticali și orizontali. Temperatura la suprafața mării este tipic cu  $0,5^{\circ}\text{C}$  mai mică decât temperatura stratului vecin de sub suprafață; această temperatură mai coborâtă este determinată de răcirea prin evaporarea apei de la suprafața mării. Temperatura suprafeței mării (SST) depinde parțial de procesele fizice care au loc în interiorul mării ca de exemplu agitația convectivă și amestecul turbulent și parțial de influența atmosferei de deasupra. Până mai recent s-a presupus că distribuția SST-ului este destul de omogenă peste întreg arealul, cu variații lente și staționare, pe orizontală. Crescând disponibilitatea datelor s-au observat proprietăți mai complexe cu arii calde și reci în succesiune strânsă, în special în regiunile unde au loc divergența și convergența curenților oceanici. Aceste regiuni cu gradienti termici orizontali intensi sunt numite "fronturi oceanice". SST este în mod normal măsurată de pe vapoare și datele sunt afectate de erori. Pentru înlăturarea sau micșorarea erorilor și în acest mod pentru creșterea utilității datelor este nevoie ca măsurătorile să se efectueze cu termometre în infraroșu sau cu pirometre transportate de avioane sau

din sateliți. Aceste dispozitive au o acuratețe de aproximativ  $\pm 2^{\circ}\text{C}$  și depind de conversia radiației de undă lungă de la suprafața mării într-o măsură a temperaturii (Smith și al., 1970).

Persoanele care se ocupă cu navigația și pescuitul precum și meteorologii au nevoie de prevederea SST-ului. U.S. Fleet Numerical Weather Facility în Monterey, California au fost printre pionierii acestor prevederi. Din cauză că suprafața mării reacționează relativ rapid la schimbările din atmosfera de deasupra, prevederile oceanografice trebuie să folosească analizele zilnice ale vremii la suprafață, precum și datele observaționale pentru temperatura mării.

Astfel, prevederea SST-ului la FNWF (USA) se bazează pe cauzele fizice, dar și pe efectele lor. În arealul de interes particular, ca de exemplu ariile de coastă sau regiunile limitate de curenți se efectuează o analiză de microscală dacă, bineînțeles, densitatea datelor permite. O analiză microscalară cu o grilă de 20 mile nautice poate să descrie foarte bine caracteristicile distribuției SST. Pe verticală, structura temperaturii în ocean până la aproximativ 450m este în mod normal investigată prin folosirea unui termograf special. Distribuția verticală normală a temperaturii constă dintr-un strat amestecat, izoterm sub care este un strat în care temperatura scade rapid cu adâncimea ( "termoclină"). Se observă variații sezoniere în distribuția verticală tipică a temperaturii, așa cum se vede din fig. 8.1. (Perry și Walker, 1978).

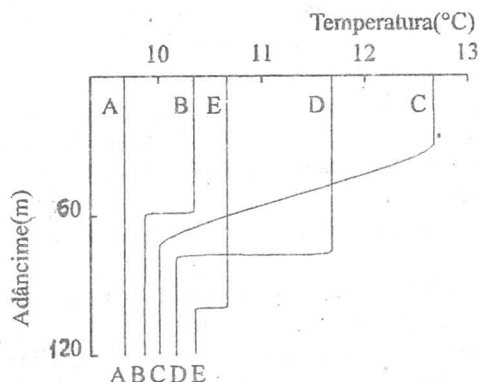


Fig. 8.1. Distribuția tipică a temperaturii pe verticală în nord-estul Atlanticului: (A) sfârșitul iernii, (B) primăvara, (C) vara, (D) toamna, (E) iarna devreme.

La sfârșitul iernii marea este tipic izotermă la o adâncime mai mare decât 150m, ca rezultat al agitației convective determinată de furtunile de iarnă. Dar din acumulările de vară ale căldurii în oceanul superior, poate rezulta o termoclină la o adâncime de 30-40m. În vara timpurie termoclinele pot fi distruse

printr-o furtună (vânt puternic), dar mai târziu, în vară, gradientul vertical al temperaturii este astfel încât nici vânturile puternice nu furnizează suficientă energie ca să depășească discontinuitatea în densitate.

Odată acest stadiu atins, termoclina se intensifică rapid întrucât căldura care pătrunde este distribuită în interiorul stratului limită de deasupra termoclinei sezoniere. Perry (1978) a observat că "ciclul" sezonier este caracteristic latitudinilor temperate și este supus proprietăților oceanografice cum este Gulf Stream-ul. Adâncimea stratului de amestec și structura termică variază de la an la an, depinzând de condițiile meteorologice și oceanografice dominante. Termoclina sezonieră, în particular, variază în mare măsură în timp și în intensitate de la an la an. Temperatura scade brusc în interiorul termoclinei la valori mici și la aproximativ 2000m sau mai mult apa are temperatura aproape de 0°C în toate oceanele.

Oceanografia sinoptică pentru scopuri pescărești necesită ca prevederea să fie făcută prin structura termică a oceanului. Laevastu și Hela (1970) au observat că în timp ce bancuri de pești s-au găsit deasupra termoclinei, altele frecventează însăși straturile termoclinei.

Întrucât temperatura afectează în mod serios propagarea sunetului, este necesar ca pentru operațiile navale și în special pentru cele submarine, să se prevadă structura termică. USA prin U.S.Navy a elaborat în acest scop un program, un sistem ASWEPS (Anti-Submarine Warfare-Environmental Predictiv System).

Datele anuale, sezoniere și, în special, mediile lunare de SST sunt puse la dispoziție tuturor celor interesați sub formă de atlas. WMO (1962b) a publicat un set de norme climatologice. Atlasele realizate arată în amănunt variațiile spațiale medii ale temperaturii pentru zone date.

Mediile SST la stații arată că:

- variațiile SST cu latitudinea sunt mult modificate de curenții oceanici;
- temperaturile mării în Emisfera sudică sunt ceva mai coborâte decât în Emisfera nordică din cauza diferențelor în vânturile dominante și întinderilor de gheață din Antarctica;
- cea mai ridicată valoare a SST s-a determinat în Golful Persic unde s-a măsurat 34°C;
- minimul SST-ului poate fi definit ca punctul de îngheț al apei, care este funcție de salinitate. Poziția medie a minimului este la aproximativ 5-10°N;
- variația anuală a SST-ului deasupra celor mai multe din oceanele globului este mai mică de 5°C, dar anual sunt variații mari în mările închise, apropiindu-se de 20°C (în apropierea Coreei);
- răspunsul greoi al temperaturii suprafeței mării la câștigul sau pierderea de căldură este reflectat în faptul că temperatura maximă și minimă se obțin în august-septembrie și, respectiv, februarie-martie mai degrabă decât imediat după

solstiții, cum se întâmplă în cazul temperaturilor pe continent (Prescott și Collier, 1951);

-hărțile SST globale nu sunt reprezentative pentru apele de coastă, strâmtori și mările semiînchise.

## **8.2. Caracteristicile câmpului temperaturii mării**

### **8.2.1. Persistența anomaliilor temperaturii mării**

Îndată ce anomaliile temperaturii mării apar, ele au tendința evidentă ca să persiste. Oceanul este un corp termic mult mai conservativ decât atmosfera, mai ales datorită căldurii sale specifice foarte ridicate. Cea mai frecventă durată a anomaliei în Oceanul Atlantic de Nord este de 7-12 luni, dar uneori s-au observat anomalii care au persistat 50 de luni. Există două maxime în perioadele de corelație foarte ridicată între lunile de iarnă și de vară, în timp ce în lunile de primăvară și toamnă corelația este mai redusă. Lunile de corelație maximă coincid cu cele două sezoane de cea mai stabilă distribuție verticală a temperaturii (J.D. Perry, 1968). Anomaliile temperaturii mării formate în timpul celor două sezoane de corelație foarte ridicată între luni sunt adesea distruse în timpul primăverii și toamnei, dar anomaliile formate la începutul iernii sau verii sunt mai persistente. Este interesant de subliniat că Craddock și Ward (1962), investigând relația dintre anomalia termică a aerului în Europa și vestul Siberiei, au găsit că asociația a fost puternică în perioadele decembrie-aprilie și mai-septembrie. Este posibil ca, influența atmosferei la scară mare să conducă la nivele ridicate de persistență atât în temperatura oceanelor, cât și în a atmosferei în anumite momente ale anului, dar se poate să existe o anumită relație cauză-efect între stabilirea și persistența într-un mediu și inițierea în celălalt mediu.

Namias (1972) a observat că renașterea anomaliilor de la un sezon rece la altul se poate obține din cauză că marea are capacitatea să stocheze mase de apă caldă sau apă rece generate în stratul de amestec de adâncime. Acestea sunt acoperite cu un strat superficial de apă nereprezentativă din timpul verii, și apoi are loc regenerarea lor prin reînnoirea turbulenței în timpul furtunilor din sezonul de iarnă următor.

### **8.2.2. Variațiile de perioadă scurtă a temperaturii mării**

Advecția prin curenți, schimburile de căldură dintre mare și atmosferă, amestecarea prin acțiunea valurilor și agitația convectivă pot să conducă la

modificări de la zi la zi a temperaturii mării care în multe zone ale oceanului pot depăși 1,5°C pentru o perioadă de 2 zile.

Dacă mai mulți factori acționează în același sens pentru modificarea temperaturii se pot obține variații termice mai rapide și pe aceeași arie, intensitatea acestor variații de perioadă scurtă a temperaturii poate egala variația totală anuală. În general temperatura apei descrește cu creșterea vitezei vântului, cu o variație sezonieră, dar mai mare iarna și primăvara datorită amestecării turbulente a sistemului apă. În Tabelul 8.1 se poate observa că la latitudini joase variațiile diurne sunt mai mari decât la latitudini înalte, în special când vânturile sunt slabe și cerul senin. În partea vestică a oceanului variația zilnică este 0,5-1.°C, în partea centrală de aproximativ 0,5°C și în partea estică chiar mai mică. Întrucât temperatura apei descrește cu creșterea vitezei vântului, cea mai puternică diminuare se obține primăvara, fiind determinată de amestecarea dinamică, intensificată de vitezele mari ale vântului. Modificările de temperatură în mare urmează adesea modificările din aer, deși sunt mult mai puțin intense. Toamna, scăderea temperaturii mării este independentă de modificările temperaturii aerului întrucât are loc amestecarea dintre apele de suprafață și straturile mai reci din adâncime.

*Tabel 8.1. Variația zilnică medie a temperaturii suprafeței mării (°C) vara și iarna la diferite latitudini (după Laevastu și Hela, 1970).*

Latitudine	Forța vântului Beaufort 0,1 și 2		Forța vânt Beaufort >6	
	Senin	Noros	Senin	Noros
Vara (aprilie-septembrie)				
0°-20°	1,0	0,8	0,2	0,1
20°-40°	1,5	0,3	0,1	0
40°-60°	0,5	0,1	0	0
>60°	0,2	0	0	0
Iarna (octombrie-martie)				
0°-20°	1,2	0,5	0,1	0
20°-40°	0,5	0,1	0	0
40°-60°	0,1	0	0	0
>60°	0	0	0	0

### 8.2.3. Clasificarea câmpurilor anomaliei temperaturii mării

Ca rezultat al cercetărilor pentru relația între anomaliele temperaturii oceanice și circulația atmosferei, meteorologii au recunoscut necesitatea clasificării tipurilor de anomalii termice. Clasificarea lui Ratcliffe (1971) pentru



Atlanticul de Nord ține seama în particular de semnul anomaliei temperaturii în aria cuprinsă între 35-50°N și 40-60°V și recunoaște un total de 10 tipuri. Clasificarea completă este dată în Tabelul 8.2.

Pentru câteva luni mai multe clasificări sunt posibile și, ca un prim pas în dezvoltarea unei clasificări mai obiective, au fost făcute încercări în investigarea structurii statistice a câmpurilor anomaliilor, folosind analiza componentelor principale. Figura 8.2 arată primii trei vectori proprii obținuți de Vacnadze și alții (1970) pentru sezoanele de iarnă și vară. Analizele sugerează că există o dispunere diferită în importanță a câmpurilor particulare între sezoane. Într-o lucrare diferită, dar similară, Vladimirov și Nikolaev (1970) au găsit că diferitele câmpuri pot fi descrise prin cinci clase și acestea sunt strâns legate de procesele circulației atmosferice.

Tabel 8.2. Clasificarea tipurilor de anomalii ale temperaturii din Atlanticul de Nord

Tipul	Descrierea
CPS	Anomalia rece care depășește 1°C centrată în apropiere de 50°V
CPE	Anomalia rece care depășește 1°C între 40° și 50°V
CPW	Anomalia rece care depășește 1°C între 50° și 60°V
WP5	Anomalie caldă care depășește 1°C centrată în apropiere de 50°V
WPE	Anomalie caldă care depășește 1°C între 40° și 50°V
WPW	Anomalie caldă care depășește 1°C între 50° și 60°V
DZ	Anomalie caldă la nord de 40°N Anomalie rece la sud de 45°N
EZ	Anomalie rece la nord de 45°N Anomalie caldă la nord de 40°N
MWW	Oceanul mai cald decât de obicei, vestul 30°V
MCW	Oceanul mai rece decât de obicei, vestul 30°V

#### 8.2.4. Diferența temperaturilor aer-mare

Ecuția prin care sunt calculate fluxurile de căldură sensibilă conține un termen care se referă la diferența de temperatură aer-mare așa că dimensiunea și variația spațială a acestei diferențe sunt factori extrem de importanți. Variațiile de temperatură în mare tind să aibă un efect mai mare asupra fluxurilor de căldură sensibilă, vara decât iarna când gradientii de temperatură meridianali mari și variațiile orizontale puternice ale maselor de aer sunt obișnuite.

Kraus și Morrison (1966) au comparat variabilitatea mediei zilnice a diferențelor de temperatură aer-mare dintre luni cu variabilitatea datorată

diferențelor dintre aceleași luni din diferiți ani. S-a găsit că pe perioade lunare, fluctuațiile temperaturii mării contribuie foarte puțin la variația diferenței temperaturii aer-mare și variațiile temperaturii mării devin importante numai pentru perioade lungi. Schell și Corkum (1976) au subliniat că, ținând seama de diferențele dintre caracteristicile termice și dinamice ale oceanului și atmosferei, temperatura mării poate continua să crească, în timp ce temperatura aerului este în scădere și nu poate să coincidă cu temperatura atmosferei la același moment. Această rămânere în urmă a temperaturii în timpul unei perioade de schimbare climatică nu pare să aibă loc în Oceanul Atlantic de Nord și în Marea Mediterană.

### 8.3. Temperatura aerului deasupra oceanului

Pentru perioade mai lungi decât câteva zile există un paralelism general între temperatura aerului și mării. Constanța temperaturii aerului este mai mare deasupra oceanelor decât deasupra uscatului învecinat, iar peste zona centrală a Oceanului Atlantic de Nord, anomaliile lunare ale temperaturii aerului mai mari de 4°C sunt extrem de rare. Acesta, pentru că, aerul rece advectionat din regiunile polare sau iarna de pe continent, se modifică serios prin traversarea zonei de deasupra oceanului.

Temperatura medie diurnă a aerului prezintă modificări latitudinale și sezoniere. Variația temperaturii este mai redusă iarna și mai intensă vara. Creșterea variației cu descreșterea latitudinii reflectă influența insolației. Este foarte dificil totuși să se studieze variațiile diurne la latitudini înalte, întrucât variațiile interdiurnale nu sunt numai mici, ci și mult mascate prin schimbările temperaturii asociate cu mișcarea sistemelor de vreme. Valorile anuale ale temperaturii aerului au un maxim de 6-10°C între paralele de 30-40°N și scade la aproximativ 2°C în apropierea ecuatorului. La latitudinile medii în partea vestică a oceanului, local s-au observat valori mai mari decât 20°C. Diferența între două temperaturi medii zilnice consecutive este denumită variabilitatea interdiurnală și Rosenthal (1960) arată că valorile medii deasupra Oceanului Atlantic de Nord se întind de la 2,8°C în ianuarie la numai 0,4°C în iulie. De obicei, variațiile advectionive sunt mai frecvente și mai intense iarna și mase de aer cu regiuni surse deasupra continentului rece ajung mai reci decât mult-modificatul aer polar.

În mod similar, în părțile vestice ale Atlanticului, masele de pe uscatul Americii de Nord sunt surse mai posibile de aer rece decât regiunile polare. Cum viteza aerului crește, timpul necesar aerului să atingă latitudinile sudice scade, așa că timpul util pentru încălzire de asemenea descrește.

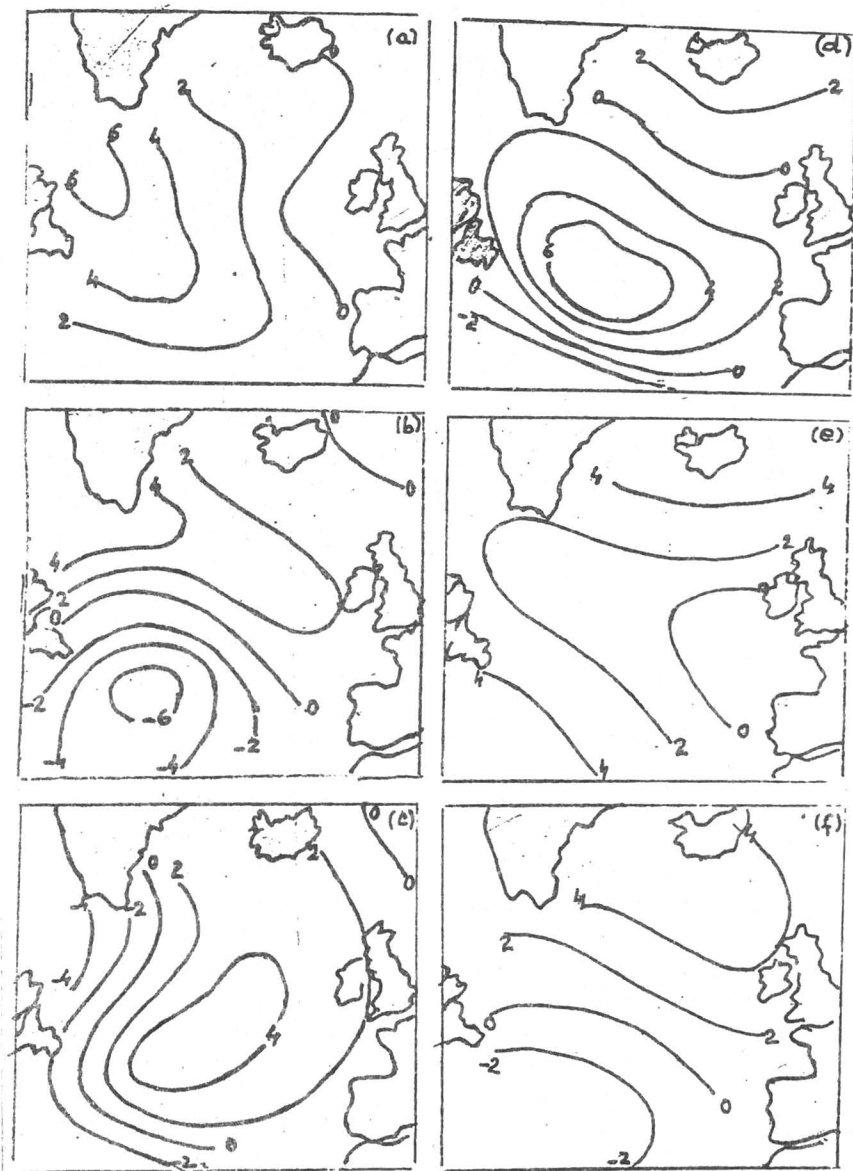


Fig. 8.2 Primii trei vectori proprii ai câmpurilor anomaliilor temperaturii mării în Atlanticul de Nord (a,b,c) iarna și (d,e,f) vara.

## 8.4. Studii sinoptice de bilanț de căldură

Modificările temperaturii aerului și a SST-ului care se obțin deasupra oceanului la diferite scări de timp, ne asigură că fluctuațiile pe termen scurt se obțin de asemenea în termenii bilanțului de energie, așa că procesele de transfer de energie nu sunt continue, ci oscilatorii. Despre bilanțul energetic global și emisferic am discutat anterior, dar este nevoie de asemenea să considerăm și mărirea fluctuațiilor de perioadă scurtă. Pettersen (1962) și alții au arătat că modele de schimb de căldură sunt de tip celular și au subliniat că aceste modele de schimb de energie au scara spațială strâns legată de sistemele sinoptice majore din atmosferă. În timpul lunilor cu comportare atmosferică anormală, anomaliile vor fi o consecință a caracterului și intensității termenilor bilanțului de căldură. A.H.Perry (1968) a reușit să găsească o legătură între zonele cu input mare de căldură în atmosferă și principalele traiectorii ale depresiunilor. Este de asemenea posibil să se alege anomaliile lunare ale circulației cu deplasările în distribuția fluxului total turbulent de căldură deasupra Oceanului Atlantic de Nord. O investigație a lui White și Clarke (1975) asupra nucleului activității de blocaj de deasupra centrului Pacificului de Nord a arătat că schimbul de căldură sensibilă sub normal a fost asociat cu blocajul și că acest flux de căldură anormal apare ca răspuns la fluctuațiile anormale ale temperaturii aerului asociate cu dezvoltarea unor nuclee de blocaj.

## 8.5. Legătura dintre temperatura la suprafața apei (SST) din Atlanticul de Nord și presiunea atmosferică din Europa

Corepunzător lui Pillsburg (1891), variația umidității și temperaturii pe uscat depind de poziția curenților oceanici. Deci s-a presupus că dacă se cunoaște modul de evoluție a curenților oceanici, meteorologii ar putea spune la zone depărtate de mare cum va fi iarna: mai caldă sau mai rece. Dar cercetările despre aceste asociații au fost intensificate doar în ultimii ani. Ratcliffe și Muray (1970) au găsit că temperatura suprafeței mării cu valori sub medie pentru zone întinse la sud de la Newfoundland, sunt asociate cu sisteme atmosferice de blocaj în următoarele luni, deasupra nordului și vestului Europei, în timp ce atunci când oceanul este mai cald decât normal, în aceeași zonă se dezvoltă o circulație progresiv zonală. În ultimul caz este favorizată dezvoltarea depresiunilor din Atlantic, multe dintre ele afectând Europa. Explicarea unor astfel de asociații întârziate constă cu siguranță în anomaliile complexe din bilanțul de căldură pe care le induc anomaliile de temperatură ale mării.

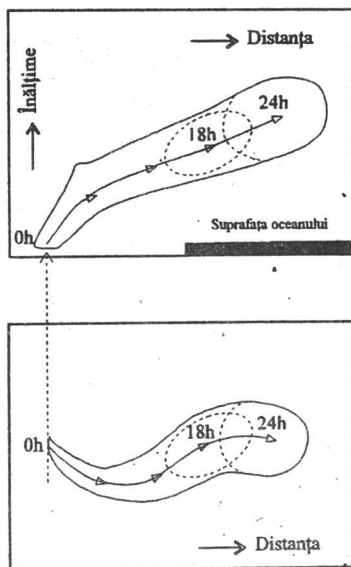
Vaporii de apă transferați de la ocean la atmosferă pot fi transportați multe sute de kilometri pe direcția vântului înainte să fie eliberată căldura latentă prin procesele de condensare. Figura 8.3 prezintă schematic distribuția orizontală

și verticală a căldurii sensibile și latente. Corespunzător cu Lamb (1972), gradientul termic peste Atlantic în apropiere de 50°N este ridicat când marea în apropiere de Newfoundland este mai caldă decât media, dar când marea este mai rece decât normal, gradientul este intensificat în apropiere de 30°N cu activitatea ciclonică și curentul principal al curenților de vest tinde să fie transferat către traiectorii mai sudice, permițând anticiclonilor de blocaj să se formeze mai repede deasupra Marii Britanii și Scandinaviei.

Longevitatea anomaliilor termice a mării poate determina persistența sau revenirea circulației atmosferice anormale.

Oerlemans (1975) a observat că o regiune cu o anomalie SST pozitivă sau negativă favorizează obținerea unei dorsale superioare și, respectiv, talveg situate la est de anomalie. Această ar putea explica temperaturile aerului sub normale și tipurile de ciclone care par să se formeze frecvent deasupra Insulelor Britanice, când temperaturile mării sunt sub normal în Oceanul Atlantic de Est (Perry, 1975). Ratcliffe (1973) a sugerat că asociațiile întârziate utile în prevederea pe lungă durată pot fi găsite studiind anomaliile temperaturii mării pe arii specifice. Tabelul 8.5 sugerează că o mare caldă în zona Biscaya în iulie, favorizează vremea caldă în următoarea lună deasupra Marii Britanii.

Fig.8.3. Prezentarea schematică a distribuției verticale și orizontale a căldurii sensibile și latente de la o sursă definită la suprafața mării.



Tabel 8.3. Relația dintre SST Biscaya în iulie și vremea Marii Britanii în august (după Ratcliffe, 1973).

Temperatura mării în Biscaya în iulie	Temperatura deasupra Angliei în august				Anglia și Wales în august		
	Foarte rece	Rece	Mediu	Cald	Foarte cald	Uscat	Umed
Cald (18 cazuri)	1	1	7	4	5		
Rece (18 cazuri)	8	3	2	2	3	7	4

## 8.6. Sistemele complexe cuplate aer-mare la latitudini temperate

Există evidența că mecanisme comparabile cu asociațiile întârziate descrise în ultimul paragraf pot fi pretutindeni. Namias (1969) a găsit o legătură între prezența apei anormal de caldă din partea centrală a Pacificului și presiunea mai coborâtă decât normal din sudul Insulelor Aleutine, iarna. Aceste interacții la scară mare între atmosferă și Pacificul de Nord pot fi responsabile pentru fluctuațiile climatice la scări temporale lunare și sezoniere și scări spațiale mai mari decât oceanul însuși, ca cele emisferice. De exemplu în vara anului 1963 apa caldă din apropiere de  $40^{\circ}\text{N}$ - $170^{\circ}\text{V}$  a fost rezultatul condițiilor anticiclonice persistente. În toamna următoare în această zonă a existat o arie de ciclogeneză și în consecință s-a transmis cantități anormale de căldură atmosferei.

Kraus (1972) a subliniat că este dificil să se înțeleagă perpetuarea forțată a anomaliei inițial calde a suprafeței mării întucât activitatea ciclonică s-ar putea să determine divergența stratului Ekman în mare și în consecință ascendență la coastă și răcire. Astfel, în opinia sa mecanismele condiționate de feedback care implică aceste procese sunt speculative.

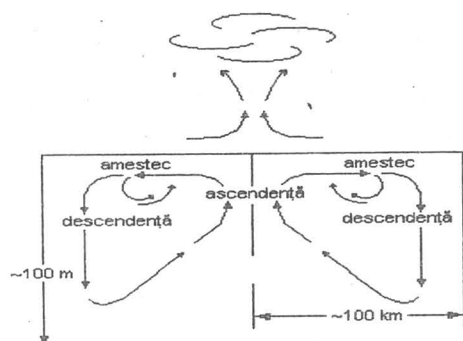


Fig. 8.4 Efectul unui ciclon la suprafața oceanelor. În apropierea centrului furtunii apa de la suprafață e divergentă și se obține ascendența apelor de adâncime mai reci.

Namias indică totuși că astfel de condiții de feedback se dezvoltă unde starea termică a mării implică dezvoltare proprietăților atmosferice care să susțină caracteristicile termice ale mării. Astfel depresiunile stimulate ca să se dezvolte datorită apei calde determină micșorarea căldurii latente de evaporare care se pierde prin creșterea umidității aerului datorită precipitațiilor și reducerea radiației indirecte prin formarea norilor. Într-o lungă serie de lucrări, Namias a găsit multe exemple ale efectelor anomaliilor de temperatură a mării atât în Atlantic, cât și în Pacific asupra atmosferei și a stabilit o serie de relații bazate pe aceste cazuri studiate:

1) Apa caldă în timpul verii pe coastă estică a Americii de Nord explică suplimentul de vaporii și de apă în curenții de aer sudici și creșterea căderilor de precipitații, în special de la furtunile tropicale. Pe de altă parte, apa rece de-a lungul pragului de nisip de sub apa Atlanticului este asociată cu seceta din estul Americii de Nord, așa cum s-a întâmplat între anii 1962-1966. Relații similare s-au găsit în sudul Australiei de către Priestly (1964).

2) Zone reci de apă generate în timpul verii și toamna devreme în Pacific sunt urmate de anticiclogeneză deasupra lor ca în toamnele 1961, 1966 și 1967. Temperaturile apei răspund adesea relativ rapid la anticiclogeneza anormală din cauză că insolația e mai mare și ascendența mai redusă, și în consecință temperaturile apei mării cresc. Astfel, această configurație de toamnă este autodistrusă și, de obicei, de viață scurtă.

3) Zone calde de apă generate în timpul verii și toamna devreme în Pacific au tendința de a fi urmate de activitatea ciclonică excesivă deasupra lor. Trebuie să fie clar că pentru ca anomaliile termice mare-aer să afecteze circulația atmosferei într-un mod considerabil, atmosfera trebuie să-și creeze propriile sisteme. Astfel, o zonă de apă caldă la latitudini centrale ale estului Pacificului de Nord, în timpul verii n-ar încuraja ciclogeneza din cauza constrângerilor climatologice, care cu greu plasează depresiuni deasupra acestor arii. Înainte ca să se obțină ciclogeneza trebuie ca circulația generală să fie favorabilă deplasării depresiunilor embrionare în ariile unde apele de suprafață sunt anormal de calde.

4) Baroclinicitatea intensă se stabilește în general în atmosfera de deasupra regiunilor unde există gradienti termici oceanici intensi și această baroclinicitate conduce de obicei la intensificarea ciclogenezei. Printre cele mai complexe interacții pe care le-a descris Namias (1974) se află sistemul cuplat aer-mare-continent.

## 8.7. Variabilitatea climatică și sistemul ocean-atmosferă

### 8.7.1. Variabilitatea climatică

Climatul a variat semnificativ și continuu la scări de timp care se întind de la anii perioadelor glaciare la vârsta pământului. Variabilitatea climatului poate fi exprimată în două feluri: variații "forțate" care sunt răspunsul sistemului climatic la variațiile în forcing-ul extern și variațiile "libere", datorită instabilității interne și proceselor de feedback, care conduc la interacții neliniare între diferitele componente ale sistemului climatic. Schimbările în factorii externi care afectează sistemul climatic, dar nu sunt influențați prin variabilele climatice înseși, constituie ceea ce se poate numi cauzele externe ale schimbărilor climatice, în timp ce acele schimbări care sunt legate de interacțiile neliniare dintre diferitele procese fizice în sistemul intern sunt numite cauze interne. Deosebirea dintre cele două categorii de cauze nu este întotdeauna foarte clară. Cauzele externe cuprind variațiile atât în forcing-urile astronomice, cât și cele terestre. Factorii astronomici vor include schimbări (a) în intensitatea radiației solare; (b) în parametrii orbitali ai pământului (excentricitatea orbitei, precesia asociată și oblicitatea eclipticii); (c) viteza de rotație a Pământului.

Printre factorii terestrii de forcing trebuie să se considere: (a) variațiile în compoziția atmosferei (rapoarte de amestec ale  $\text{CO}_2$  și  $\text{O}_3$ , cantitatea de aerosol, etc.) datorată erupțiilor vulcanice și activității umane; (b) variațiile suprafeței uscatului datorită folosirii (despăduriri, deșertificări, etc.); (c) schimbări pe termen lung datorită factorilor tectonici ca de exemplu: driftul continentelor, etc. Au fost sugerate de asemenea și alte mecanisme de forcing terestre și astronomice ca de exemplu: schimbările în radiația solară, ciocnirea Pământului cu materie interplanetară, schimbările în activitatea vulcanică și schimbări în fluxurile geotermice. Cauzele interne sunt asociate cu multe mecanisme de feedback pozitive sau negative și alte interacții puternice dintre atmosferă, ocean și ionosferă (Lorenz, 1968, 1970). Aceste procese pot conduce la instabilități sau oscilații ale sistemului care pot fie să opereze independent, fie să introducă modificări puternice în forcing-ul extern.

Variațiile sezoniere sau diurne ale climatului sunt legate de cauzele externe, astronomice. Dar există variații ale vremii de zi cu zi, care au loc independent de orice schimbări în cauzele externe. Aceste fluctuații neregulate cu scări temporale de la câteva zile la o săptămână sunt legate de trecerea perturbațiilor atmosferice (cicloni, anticicloni) sau de trecerea unui sistem frontal. Ele sunt considerate libere din cauză că ele apar din instabilitățile barocline interne ale curentului zonal, care depinde numai de valoarea critică a gradientului latitudinal de temperatură.

Pentru a ilustra domeniul mare de variabilitate în timp pentru atmosferă Mitchell (1976) a evaluat spectrul varianței temperaturii atmosferei din timpuri



istorice. Analiza spectrului arată peak-uri pentru componente strict periodice ale variației climatice și 4 peak-uri pentru variațiile cvasiperiodice sau aperiodice (Fig. 8.5).

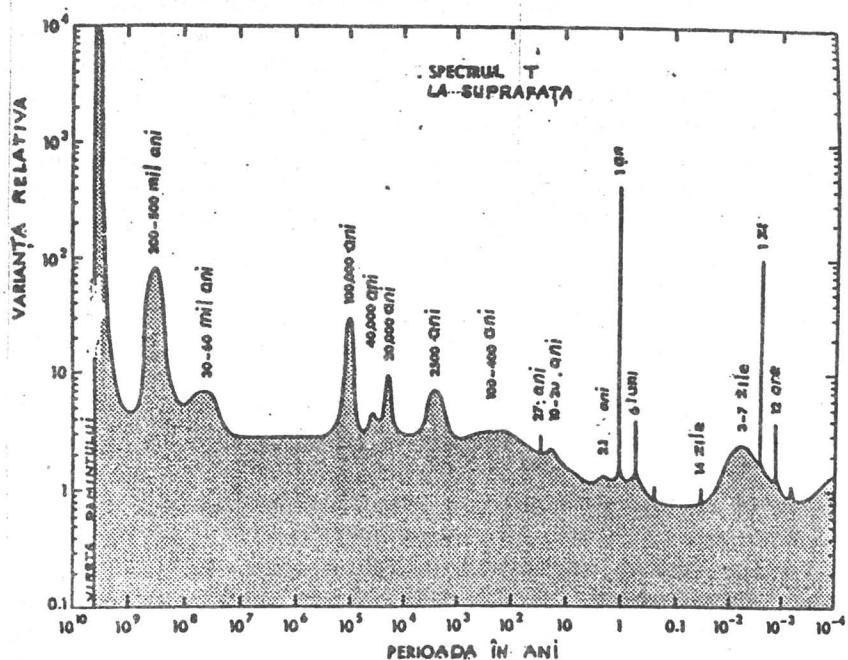


Fig. 8.5 Fluctuația relativă a spectrului temperaturii atmosferice la suprafață în funcție de timp.

Multe dintre aceste maxime nu pot fi explicate direct prin forcing-ul extern. Ele indică existența unei variabilități "libere" foarte puternice în interiorul sistemului. Maximul la 3 sau 7 zile este asociat cu perturbațiile sinoptice în principal de la latitudini temperate. Regiunea ușor ridicată a spectrului la 100-400 ani este asociată cu "mica glaciațiune" care a început aproximativ la începutul sec. XVII cu extinderea rapidă a munților de gheață în Europa. Maximul la aproximativ 2500 ani este probabil datorat răcirii observate după "climatul optim", aproximativ acum 5000 de ani, care a predominat în timpul marilor civilizații vechi. Următoarele trei maxime sunt legate probabil de variațiile astronomice ale parametrilor orbitali ai Pământului, care se presupun a fi responsabili de vârstele ghețarilor (Milankovitch, 1990): (a) excentricitatea orbitei Pământului cu un

ciclu de aproximativ 100000 ani; (b) precesia cu un ciclu în jur de 22000 ani; (c) variația și oblicitatea eclipticii sau înclinării axei cu o perioadă de 41000 ani.

Pentru un sistem liniar variațiile externe pot conduce la o relație simplă cauză-efect: dacă forcing-ul este un proces oscilatoriu, răspunsul sistemului va avea aceeași frecvență. Cum am văzut, aceasta nu se întâmplă întotdeauna întrucât sistemul climatic intern este instabil și niciodată nu atinge starea de echilibru. În concluzie, variabilitatea climatică rezultă din interacțiile complexe ale variațiilor forțate și libere din cauză că sistemul climatic este disipativ și un sistem foarte neliniar cu multe surse de instabilitate. Natura interactivă și adesea neliniară a instabilităților și mecanismele de feedback ale sistemului climatic fac foarte dificilă interpretarea relației cauză-efect.

### 8.7.2 .Rolul sistemului ocean-atmosferă în variabilitatea climatică

Dacă ținem seama de interacția ocean-atmosferă-criosferă pe care Lorenz (1968, 1970) o considera ca cea mai importantă în intensificarea fluctuațiilor valorilor schimbărilor climatice, este clar că există un potențial al acestor componente ale interacției care să acumuleze sau să elibereze cantități vaste de energie pe scări de timp de la o zi la secole. Este posibil așa cum a sugerat Namias ca ghețarii să fie manifestări ale interacțiilor aer-mare. Dacă climatul în timpuri istorice a variat în parte ca rezultat indirect al conținutului de căldură din oceane, există desigur posibilitatea ca acest conținut de căldură din oceane care variază pe perioade destul de lungi să joace un rol important în geneza ghețarilor. Există de asemenea posibilitatea ca așa cum sunt un motor potențial al fluctuațiilor, interacțiile aer-mare ar putea să aibă o influență importantă asupra modificării fluctuațiilor induse de alți factori din mediu (Mitchell, 1966). Este de asemenea de conceput că circulația atmosferică poate să aibă mai mult decât o stare pentru orice set de condiții la limită dat, o condiție pe care Lorentz (1968) a numit-o "aproape intranzitivă". De aceea nu este posibil să existe un set de condiții la limită dat, și așa cum au spus Schneider și Dickison (1974) "suntem confrunțați cu posibilitatea ca pentru condiții externe fixate în întregime pot fi realizate stări climatice diferite și este posibil ca aproape-intranzitivitatea să fie interpretată de Om ca o cauză a modificării climatului observat".

Dacă acceptăm postulatul genezei de la ideile lui Faegri (1950) că variațiile climatice Pleistocene au fost similare cu acelea ale perioadei istorice, dar au persistat mult mai mult, atunci este esențial să se examineze complet aceste modificări mai recente. Oceanele par să fi jucat un rol fundamental în stabilirea climatului în timpul perioadei reci a "Perioadei miciei glaciațiunii" din secolele XVII-XVIII. Rațiuni fizice l-au condus pe Bjerknes (1965) să concluzioneze că există o ramură geostrofică a Gulf Stream-ului care curge către sud și care păstrează apele Islandice destul de calde ca să existe ghețari liberi cea

mai mare parte a anului acum. Toate hărțile de presiune medie anuală din ultimul secol arată circulația vântului de tip ciclonic în nord-estul Atlanticului și numai pentru perioade scurte condiții anticiclonice în sudul Islandei care temporar s-au opus advecției calde din Oceanul Atlantic de nord.

În timpul "Marii glaciațiuni" absența transportului geostrofic de apă ar fi făcut apele din nord-estul Atlanticului mai reci ca în prezent. Astfel, anomalia negativă a SST care a implicat în mod iminent coborârea nivelului de îngheț în masele de aer maritime care determină precipitații putea să fie factorul major în menținerea Micii Glaciațiuni. Creșterea advecției calde în părțile nord-vestice ale Oceanului Atlantic de Nord nu a atins coastele, dar a suplimentat conținutul de umiditate al vânturilor de sud-est deasupra Labradorului și sudului Groelandei și a condus la intensificarea ninsorilor și creșterea ghețurilor în acest areal. Chiar dacă un astfel de raționament este corect, rămâne problema cum de Mica Glaciațiune a fost inițiată în jurul anului 1600 și de ce anomaliile climatice nu cresc prin feedback vârsta ghețurilor în proporție mai mare.

Ideea de bază a teoriei lui Weyler privind rolul oceanului în schimbarea climatului este că un climat glaciatic poate fi inițiat prin reducerea salinității Oceanului Atlantic de Nord. În prezent, transportul vaporilor de apă peste istmul Americii Centrale contribuie semnificativ la menținerea unei salinități mai mari în Atlanticul de Nord decât în Pacificul de Nord. Dacă acest flux de vapori de apă ar fi redus, ar fi redusă și salinitatea în Atlanticul de Nord, principala consecință climatică ar fi că limita maximă a gheții în Atlantic ar fi la o latitudine comparabilă cu cea la care se găsește acum limita în Pacific, temperaturi mai joase și glaciațiunea extinsă în Atlanticul de Nord. Este interesant să observăm că salinitatea a crescut puțin în nord-estul Atlanticului în primele decade ale acestui secol, determinând o încălzire a climatului în arealul Atlanticului de Nord și o descreștere a gheții marine. Weyler a subliniat că salinitatea Atlanticului controlează limita de creștere a gheții Antarcticii. Aceasta operează prin caracteristicile salinității și densității apelor profunde ale Atlanticului, care circulă către sud și ajung la latitudinile sudice ale Convergenței Antarctice. Elementul crucial în teoria lui Weyler este fluxul atmosferă-vapori de apă.

Cele mai extinse zone înghețate din emisfera sudică, acoperă 6% din zona oceanică totală. Fluctuațiile în extinderea gheții din Antarctica ar putea afecta climatul global (Selby, 1973). Măsurătorile arată că în trecut și în special în sec. XIX timpuriu au fost mai multe valuri majore de îngheț (Radck, 1975), iar un val relativ mic poate implica o serie de consecințe pentru întregul sistem climatic. Pentru Arctica, Budiko (1966) a calculat că o creștere mică a temperaturii vara ( $4^{\circ}\text{C}$ ), ar determina dispariția ghețului în câțiva ani, determinând modificări în condițiile climatice din Nordul Emisferei. În prezent, banchiza de gheață inhibă în mod sever vara stocarea de căldură solară. Fără banchiză cele mai impresionante caracteristici ale răcirii sezoniere ale atmosferei ar fi viteza de răcire coborâtă iarna și ridicată vara. Aceasta, de fapt, ar intensifica puternic gradientii termici

meridianali (și astfel circulația atmosferei) vara și i-ar reduce iarna (Fletcher, 1965).

Testarea ipotezelor fundamentale asupra modificării climatice a devenit acum o realitate mai ales datorită progreselor în modelarea numerică a atmosferei (Barry, 1975). În ciuda progreselor în modelarea numerică, studiile empirice asupra mediului vor fi importante (Lorenz, 1970). Kraus spunea: “una din ultimele probleme bine înțelese-știința mediului, explicația modificărilor climatice, oferă o mare provocare celor care studiază interacția aer-mare”. Problema este că putem compune o varietate a activității mecanismelor de feedback-fizică, chimică și biologică-între atmosferă și ocean, dar toate suferă de o deficiență a observației și de constrângeri terestre.

a) Relația  $v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{2} v_j^2 \right) + \varepsilon_{ijk} \zeta_j v_k$  sau:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla u^2 + \zeta \times \vec{u}$$

$$v = \lambda_i v_i$$

$$\begin{aligned} \nabla v^2 = \nabla(v_i^2 + v_j^2 + v_k^2) &= \lambda_i \frac{\partial v_i^2}{\partial x_i} + \lambda_j \frac{\partial v_j^2}{\partial x_j} + \lambda_k \frac{\partial v_k^2}{\partial x_k} + \\ &+ \lambda_i \frac{\partial^2}{\partial x_i} + \lambda_j \frac{\partial v_j^2}{\partial x_j} + \lambda_k \frac{\partial v_k^2}{\partial x_k} + \lambda_i \frac{\partial v_k^2}{\partial x_i} + \lambda_j \frac{\partial v_k^2}{\partial x_j} + \lambda_k \frac{\partial v_k^2}{\partial x_k} \end{aligned}$$

$$\frac{1}{2} (\nabla v^2)_i = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial v_i^2}{\partial x_i} + \frac{\partial v_j^2}{\partial x_i} + \frac{\partial v_k^2}{\partial x_i} \right\};$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial v_i^2}{\partial x_i} = \frac{1}{2} (\nabla v^2)_i = \frac{1}{2} (\nabla v^2)_i - v_j \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - v_k \frac{\partial v_k}{\partial x_i}$$

$$\zeta_i = (\nabla \times v)_i = \frac{\partial v_k}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_k}$$

$$(\zeta \times v)_i = \left\{ v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - v_k \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - v_j \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right\}$$

$$\left( \frac{dv}{dt} \right) = \frac{dv}{dt}; \left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_i = \frac{\partial v_i}{\partial t}$$

$$\begin{aligned} \frac{dv_i}{dt} &= \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_i} v_i + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial x_i^2}{\partial x_i} + \frac{\partial v_j^2}{\partial x_i} + \frac{\partial v_k^2}{\partial x_i} \right\} - \\ &- v_j \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - v_k \frac{\partial v_k}{\partial x_i} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla v^2)_i + (\zeta \times v)_i \end{aligned}$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \rightarrow \text{condiția de sumare Einstein}$$

Deci :

$$v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} (\nabla v^2)_i + (\zeta \times v)_i$$

$$\Rightarrow v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} (\nabla v^2)_i + \varepsilon_{ijk} \zeta_j v_k = \frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} \zeta_j v_k$$

sau

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla u^2 + \zeta \times \vec{u}$$

b) Ecuația energiei

Se multiplică scalar ecuația (3.26) cu  $\rho v_i$  și ținând seama că produsul scalar elimină vorticitatea și accelerația Coriolis, care acționează perpendicular pe viteză, se scrie:

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{2} v_j^2 + \frac{p}{\rho} + \phi \right) + \varepsilon_{ijk} (\zeta_i + 2\Omega_j) v_k - v \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} = 0 / \rho v_i$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v_i^2 \right) + \rho v_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{2} v_j^2 \right) + \rho v_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{p}{\rho} \right) + \varepsilon_{ijk} (\zeta_i + 2\Omega_j) \cdot v_k \cdot \rho v_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) = \rho v \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2}$$

$$\rho v_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v_i^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{2} \rho v_j^2 v_i \right) - \frac{1}{2} v_j^2 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) - \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + 0 - \rho v_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v_i^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ v_i \left( \frac{1}{2} \rho v_j^2 + p \right) \right] - \frac{1}{2} v_j^2 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) - \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \rho v_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} - \rho v_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) = 0$$

$$\rho v_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} v_i) - \sigma_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i) \text{ pentru că:}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\sigma_{ij} v_j) \equiv \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} v_i)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v_i^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ v_i \left( \frac{1}{2} \rho v_j^2 + p \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} (\sigma_{ij} v_j) +$$

$$+\underbrace{\sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{1}{2} v_j^2 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) - p \frac{\partial v_i}{\partial x_i}}_{\varepsilon} - \rho v_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} = 0$$

Adică:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v_i^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ v_i \left( \frac{1}{2} \rho v_j^2 + p \right) - v_j \sigma_{ij} \right] + \varepsilon - p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \rho v_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} = 0$$

- Frost, R., Stephenson P.M., 1964, *Mean stream lines for standard pressure level over the Indian Ocean*, *Proceeding of the Symposium on Tropical Meteorology* 96-106
- Gill, A. E., 1982, *Atmosphere-Ocean Dynamics* Academic Press, Orlando, FL.
- Goody, R.M., 1964, *Atmospheric Radiation*. Oxford Univ. Press (Clarendon), London, New York, 436pg.
- Goptarev, N.P. 1960, *On the influence of dynamic and thermal factors on the wind speed above the sea and the motion at the sea surface*. *Tr.Gos. Ocenogr.Inst.* 51, 5-23
- Hasselmann K., 1974, *On the spectral dissipation of ocean waves due to white capping*, *Boundary Layer, Met.*, 6, 107-127
- Heaps, N., S., 1967, *Storm surges Oceanography*, *Mar.Biol.Trans.* 265, 93-137
- Holton, J.R., 1972, *An Introduction to Dinamic Meteorology*. Academic Press, New York, 319 page.
- Houghton, H., 1954, *On the annual heat balance of the Northern Hemisphere*, *J. Meteo*, 11, 1 - 9
- Hubert, L. F., 1966, *Mesoscale cellular convection*, *Lab. Rep.*, No 37, 68 pg
- Jacobs, W. C., 1951, *Compendium of Meteorology*, Am. Soc. Boston, Massachusetts
- Kinsmann, B., 1965, *Wind Waves: their generation and propagation in the ocean surface*, Prentice-Hall 676pg
- Kitaigorodskii, S.A., 1970, *The physics of air-sea interaction* (l.rusa), 237 pg
- Kunde, V. G. și alții, 1974, *The Nimbus IV infrared spectroscopy experiment*, *Jour. Geophys.Res.* 79
- Kraus, E.B., 1972, *Atmosphere-Ocean Interaction*, Clarendon Press, Oxford, 275 pg
- Kraus, E.B., Morisson, R.E., 1966, *Local interactions between the sea and the air, monthly and anual time scales*, *Q. Jour. Roy. Met. Soc.* 92, 114-127
- Lamb, H. H., 1972, *Climate: Present, Past and Future*, Elsevier, New York, London
- Lau, N.C., 1981, *A diagnostic study of reccurent meteorological anomalies appearing in a 15 year simulation with a GFDL general circulation model*, *Mon. Wea. Rev.* 109, 2287-2311
- Laevastu T., Hela, I., 1970, *Fisherers Oceanography*, Ltd. London, 138 pg.
- Liou, K.N., 1980 - *An Intròduction to Atmospheric Radiation*, Academic, New York, 342
- Lorenz, E.N., 1967 *The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere* WMO Publication, 218, WMO, Geneva Switzerland 161p
- Lorenz E.N., 1975 *Climate predictability in th? Physical Basis of climate and Climate Modelling* WMO, Geneva, Switzerland, 16, 132-136
- Malkus, J.S., 1962 *Large-scale interactions', in the Sea*, vol 1 (Ed. M.N. Hill) Interscience Pub 88-244
- Manabe, S., 1969, *Climate and the ocean circulation: I The atmospheric circulation and the hydrology of the earth surface*, *Monthly Weather Review* 97, 739-774



- Manabe, S., 1969, *Climate and the ocean circulation: II The atmospheric circulation and the effect of heat transfer by ocean currents*, Monthly Weather Review. 97, 775
- Mason, B. J., 1971, *The Physics of Clouds* ( 2nd ed.), Oxford Press (Clarendon ) 671 pg.
- Mc. Intosh, D. H., 1972, *Meteorological Glossary*, Mett. Office London
- Medwin, H., 1970, *In situ acoustic measurements of populations in coastal waters*, J. Geophys. Res. 73
- Mitchell, J. M., 1966, *Stochastic Models of Air- Sea Interaction and Climatic Fluctuation*, Proc. Symp. Arctic Heat Budget and Atmos. Circ. ( Ed. by J. O. Fletcher )
- Munk, W. H. 1951, *Wind stress on water*. Quart. Jour. Roy. Meteor. Soc. 81, 310-322
- Namias, J., 1969, *Seasonal interactions between the North Pacific Ocean and the atmosphere during 1960's*. Month. Weather Rev. 97, 3 173-192
- Namias, J., 1970, *Macroscale variations in sea surface temperature in the North Pacific*, Jour. Geophys. Res. 75, 3 565-582
- Namias, J., 1974, *Longevity of a coupled air-sea continent system*. Month. Weath. Rev., 102, 638-643
- Neumann, G., Pierson, W. J. 1966, *Principles of Physical Oceanography*, Prentice Hall, 545
- Oerlemans, J., 1975, *On the occurrence of Grosswetterlagen in winter related to anomalies in North Atlantic sea temperature*. Met. Rund. 28, 83-88
- Palmen, E., Newton, C. W. 1969, *Atmospheric Circulation Systems*, Academic Press, 603
- Panofsky, H. A., 1961, *Temperature and wind in the lower stratosphere*. Advan. Geophys. 7, 215-247
- Peixoto, J. P., Oort A. H. 1988, *Physics of Climate*, New York, 500 pg.
- Perry, A. H. 1975, *Eastern North Atlantic sea surface temperature anomalies and concurrent temperature and weather patterns over the British Isles*. Weather, 30, 258-61
- Perry, A. H., Walker J., M., 1978, *The Ocean Atmosphere System*, Longman, London, 160.
- Phillips, O. M. 1962, *Recent developments in the theory of wave generation by wind*. Jour. Geophys. Res. 67, 3135-3141
- Pop, Gh., 1988, *Introducere in meteorologie și climatologie* Ed. șt. București, 340.
- Priestley C., H. B., 1959, *Turbulent transfer in the lower atmosphere*, Univ. of Chicago Press, 130
- Quinn, J. A., Otto, N. C., 1971, *Carbon dioxide exchange at the air -sea interface*. J. Geophys. Res. 76, 6, 1539-1549
- Ratcliffe, R. A. S. 1971, *North Atlantic sea temperature classification*. Met. Mag. 100, 225-232
- Roll, H. U., 1965, *Physics of the Marine Atmosphere*, Academic Press, 425 pg

- Rosenthal, S. C. , 1960 , *The interdiurnal variability of surface air temperature over the North Atlantic Ocean* , Jour. Met. 17 , 1-7 , 78-83
- Ross , A. D. , 1970 , *Introduction to Oceanography* (traducere in l. română ) Ed. Șt. și Encicl. 420 pg.
- Saltzman, B. , 1983, *Climate systems analysis*, Adv. Geophys. 25 173-223
- Schell, I.I., Corkum, D. A. , 1976, *On a thermal lag in the North Atlantic Ocean during a climatic change* J. Phys. Oceanography G., 125-129
- Sellers, W., D., 1965 *Physical Climatology*, Univ. of Chicago, Chicago 270 pg
- Sverdrup, H. U, 1960, *Oceanography for Meteorologist*, Prentice Hall , New Jersey , 246
- Schmitz , H. P., 1962 *A relation between the vectors of stress wind and current surface and between the shearing stress and velocities at solid boundaries* Dent. Hydr.15 ,23-46
- Stewart, R. W., 1974 , *The air-sea momentum exchange* ,Boundary Layer Met. 6, 151-167
- Ștefan, S., 1992, *Contribuții la studiul proceselor de condensare -evaporare din atmosferă*, Teza de doctorat
- Thekaekara , M. P., 1976 ,*Solar irradiance : total and spectral and its possible variations* , Appl. Opt. 15 , 915-920
- Vacnadze , D. I. și alții , 1970 ,*Interaction between water temperature and air temperature fields in the North Atlantic* , Leningrad Gidromet. Vpusk 63 , 43-76
- Vladimirov, O. A., Nikolaev J.V. 1970, *Some physico-statistical parameter of the water and air temperature fields in North Atlantic*, Bull No. 10 Univ. of Washington Seattle 165-176
- Webb, E.K, 1970 *Profile relationship the log linear range and extension to strong stability*, Quartly Jour. Roy.. Met. Soc. 96, 67-90
- White, W. B., Barnett, T.P. 1972, *A servomechanism in the ocean- atmosphere system of the mid - latitude North Pacific*, J. Physical Oceanography 2, 312-81
- Williams J, și alții, 1973, *Sea and Air . The Marine Environment* Naval Institute Press , 338 pg
- Woodcock, A. H., Wyman, J. 1947, *Covective motion in air over the sea*. Annals, New York Acad. Sci. 48, 749-776 Wu, J. 1969, *Wind stress and surface roughness at air-sea interface*, Jour. Geophys. Res., 74, 2, 444-455
- Global Climate and Ecosystem Change* ,1990 , Editat de MacDonald J.G., și Sertorio L., Plenum Press, New York, London 400 pg.
- Ocean Circulation* ,1990 , Editat de Open University , England ,in asociatie cu Pergamon Press





---

---

Tiparul s-a efectuat sub c-da nr. 208/1995  
la Tipografia Editurii Universității București

---

---



ISBN 975-575-059-7

Lei 3120

<https://biblioteca-digitala.ro> / <https://unibuc.ro>