

ION POPA

MIRCEA DEGERATU

**SIMULAREA STRATULUI LIMITĂ
ATMOSFERIC ÎN TUNEL AERODINAMIC**

**Editura Academiei Oamenilor de Știință din România
București, 2019**

Referent științific: **Prof. univ. dr. ing. Anton ANTON**

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României
POPA, ION

Simularea stratului limită atmosferic în tunel aerodinamic / Ion Popa, Mircea Degeratu. - București : Editura Academiei Oamenilor de Știință din România, 2019

Conține bibliografie

ISBN 978-606-8636-65-8

I. Degeratu, Mircea

551.55

62

© **Editura Academiei Oamenilor de Știință din România, 2019**

PREFAȚĂ

Prezenta lucrare se referă la stratul limită atmosferic fiind tratate atât probleme teoretice privind caracteristicile acestuia cât și probleme legate de simularea lui în tunel aerodinamic cu strat limită atmosferic simulat.

Stratul limită atmosferic reprezintă acea zonă din atmosfera terestră în care se resimte influența suprafeței Pământului atât din punct de vedere dinamic cât și din punct de vedere termic. În zona stratului limită atmosferic se produc fenomene complexe, specifice ingineriei vântului, dintre care pot fi enumerate acțiunea vântului pe structuri cu și fără răspuns dinamic, acțiunea combinată a vântului și zăpezii cu urmărirea aglomerărilor de zăpadă, dispersia poluanților gazoși în atmosferă, aerodinamica zonelor construite cu urmărirea confortului pietonal, captarea energiei eoliene etc.

Ingineria vântului cuprinde, în obiectul ei de studiu, întreaga fenomenologie a stratului limită atmosferic, de la fizica acestuia până la problemele de difuzie și dispersie în atmosferă precum și interacțiunea dintre curentul de aer din zona stratului limită atmosferic și corpurile solide cu care vine în contact, pentru studiul acesteia utilizându-se atât metode aferente aerodinamicii cât și metode proprii ingineriei vântului.

Lucrarea își propune, în prima parte, să prezinte o descriere matematică a stratului limită atmosferic, din punct de vedere atât al câmpului de viteze cât și al structurii turbulente aferente acestuia, iar în a doua parte să prezinte un studiu experimental privind stratul limită dezvoltat, în condiții de laborator, în tunelul aerodinamic cu rugozitate variabilă TASL1-M, în vederea calibrării acestuia cu scopul extrapolării rezultatelor cercetării experimentale pentru situația reală a stratului limită ce se dezvoltă în atmosferă.

Această lucrare este destinată, în primul rând, studenților de la Facultatea de Hidrotehnică, specializarea Ingineria Mediului, care au ca disciplină de studiu, la licență, *Ingineria vântului* precum și studenților de la Facultatea de Ingineria Instalațiilor, care au ca discipline de studiu, la master, *Captarea și conversia energiei vântului și valurilor* și *Confort urban*. De asemenea, lucrarea se adresează și doctoranzilor din Universitatea Tehnică de Construcții București (UTCb) care elaborează teze de doctorat în domeniul ingineriei vântului.

Totodată, lucrarea se dorește a fi utilă unei largi categorii de specialiști în fizica atmosferei, meteorologie, oceanografie, ingineria vântului, aerodinamică industrială și urbană etc., cadre didactice sau cercetători, care au preocupări științifice fundamentale sau ingineresti legate de mișcarea aerului din zona stratului limită atmosferic sau de aerodinamica experimentală.

Autorii doresc să aducă mulțumiri colectivului de specialiști din cadrul Laboratorului de Aerodinamică și Ingineria Vântului de pe lângă Catedra de Hidraulică și Protecția Mediului din UTCB, pentru rezultatele diferitelor cercetări în domeniul stratului limită atmosferic incluse în această carte.

Autorii

CUPRINS

A. STRATUL LIMITĂ ATMOSFERIC	
– CARACTERISTICI ȘI POSIBILITĂȚI DE SIMULARE EXPERIMENTALĂ	9
1. DESCRIEREA MATEMATICĂ A STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC	10
1.1. Ecuațiile stratului limită atmosferic	10
1.2. Închiderea sistemului de ecuații a SLA	13
2. STRUCTURA STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC	15
3. DISTRIBUȚII DE VITEZĂ LOCALĂ MEDIE TEMPORALĂ	
ÎN STRATUL LIMITĂ ATMOSFERIC	18
3.1. Modelul <i>spirală EKMAN</i>	20
3.2. Legea lui Prandtl (legea logaritmică generală)	21
3.3. Legea lui Davenport (legea puterii)	24
4. LEGI SPECIALIZATE ÎN DESCRIEREA PROFILULUI DE VITEZĂ MEDIE	
ÎN ZONA STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC DE DEASUPRA MĂRII	27
4.1. Legea logaritmică a lui Schlichting	27
4.1.1. Relații pentru calculul vitezei de frecare U_*	28
4.1.2. Calculul rugozității echivalente a suprafeței mării K_S	29
4.1.3. Reprezentarea grafică a legii logaritmice a lui Schlichting	30
4.2. Legea logaritmică a lui Suzanne	30
4.2.1. Relații pentru calculul vitezei de frecare U_*	31
4.2.2. Calculul rugozității echivalente a suprafeței mării K'_S	32
4.2.3. Reprezentarea grafică a legii logaritmice a lui Suzanne	32
5. ELEMENTE DE TURBULENȚA CURGERII ÎN STRATUL LIMITĂ ATMOSFERIC	33
5.1. Proprietățile generale ale turbulenței atmosferice	35
5.2. Caracterul fluctuant al vitezei vântului	36
5.3. Alegerea intervalului de mediere temporală. Spectrul de putere	
al lui Van der Hoven	37
5.4. Distribuția de viteză medie temporală și mărimi caracteristice turbulenței	
din stratul limită atmosferic	38
5.4.1. Variația componentei de rafală	38
5.4.2. Ecartul tip al componentei de rafală	39
5.4.3. Intensitatea adimensională a turbulenței	42
5.4.4. Momentul de corelație al pulsațiilor de viteză	43
5.4.5. Coeficientul de corelație al pulsațiilor de viteză	43
5.4.6. Lungimea de corelație	43

5.4.7. Spectrul de putere al turbulenței	44
5.4.8. Distribuția de probabilitate	46
5.4.9. Spectrul de corelație transversală	46
5.4.10. Coerența	46
6. POSIBILITĂȚI DE SIMULARE A STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC ÎN TUNEL AERODINAMIC	48
6.1. Simularea stratului limită atmosferic dinamic în tunel aerodinamic cu strat limită	49
6.2. Simularea stratului limită atmosferic în tunele aerodinamice cu venă scurtă (tunele aerodinamice cu strat limită dinamic artificial)	50
6.3. Simularea stratului limită atmosferic în tunele aerodinamice cu venă lungă (tunele aerodinamice cu strat limită dinamic natural)	56
6.4. Similitudinea caracteristicilor de turbulență pentru mișcările din stratul limită atmosferic	65
6.4.1. Turbulența la scară mică pentru un strat limită cu structură termică neutră	66
6.4.2. Turbulența la scară mare pentru un strat limită cu structură termică neutră	66
 B. CERCETĂRI EXPERIMENTALE ÎN VENA TUNELULUI AERODINAMIC CU STRAT LIMITĂ ATMOSFERIC SIMULAT TASL1-M	67
7. STADIUL ACTUAL AL CERCETĂRILOR DE INGINERIA VÂNTULUI ÎN STRAT LIMITĂ ATMOSFERIC SIMULAT. DOMENII DE CERCETĂRI ÎN TUNEL AERODINAMIC	68
8. TUNELUL AERODINAMIC CU RUGOZITATE VARIABILĂ TASL1-M	70
8.1. Ventilatorul cu sistem de protecție și acționare cu turație variabilă	72
8.2. Sistemul de rugozitate variabilă	73
9. SISTEMUL DE MĂSURĂ LDA 3D (LASER DOPPLER ANEMOMETRY)	75
9.1. Principiul de măsură “Laser Doppler Anemometry “	76
9.1.1. Sursa de lumină coerentă LASER	76
9.1.2. Efectul Doppler	78
9.1.3. Modelul franjelor luminoase	81
9.1.4. Volumul de măsură	81
9.2. Back-scatter versus forward-scatter în tehnica de măsură LDA	82
9.2.1. Forward-scatter LDA	83
9.2.2. Back-scatter LDA	83
9.3. Schimbarea frecvenței pentru un fascicul LASER. Celula Bragg	84
9.4. Recepția semnalului.	86
9.5. Însămânțarea particulelor trasoare	86
9.6. Însămânțarea particulelor trasoare ce urmăresc curgerea	87
9.7. Teoria Lorenz-Mie a împrăștierei luminii	87

9.8. Tipo-dimensiunile particulelor trasoare	88
9.9. Procesarea semnalului	89
9.10. Procesarea datelor	92
10. TESTE EXPERIMENTALE UNIDIMENSIONALE	
EFECTUATE ÎN VENA EXPERIMENTALĂ A TASL1-M	95
10.1. Metodologia de realizare a testelor experimentale din vena experimentală a TASL1-M	95
10.1.1. Axele tunelului aerodinamic cu rugozitate variabila TASL1-M	97
10.1.2. Secțiunea de măsură	97
10.2. Viteze măsurate la intrarea în tunelul aerodinamic cu rugozitate variabilă TASL1-M	99
10.3. Prezentarea generală a măsurătorilor de viteză obținute cu metoda non-intrusivă Laser Doppler Anemometry	101
10.4. Prelucrarea rezultatelor. Adimensionalizarea distribuțiilor de viteză axială măsurate.	104
10.5. Curbe teoretice în stratul limită explorat.	107
10.6. Caracteristici turbulente ale vitezelor măsurate	113
10.6.1. Densitatea de probabilitate	115
10.6.2. Reșantionarea semnalelor luminoase (viteza instantanee) obținute	116
10.6.3. Scara lungimii turbulente	116
10.6.4. Spectrul de putere	117
10.7. Considerații privind testele unidimensionale	119
11. TESTE EXPERIMENTALE TRIDIMENSIONALE UTILIZÂND TEHNICA DE MĂSURĂ LASER DOPPLER ANEMOMETRY, ÎN STRATUL LIMITĂ DEZVOLTAT ÎN TASL1-M .	121
11.1. Metodologia de realizare a testelor experimentale tridimensionale	122
11.1.1. Axele tunelului aerodinamic cu rugozitate variabilă TASL1-M	122
11.1.2. Secțiunea de măsură	122
11.2. Viteze axiale „u” adimensionalizate înregistrate în tunelul aerodinamic cu rugozitate variabilă TASL1-M	124
11.3. Componenta orizontală „v” adimensionalizată înregistrată în tunelul aerodinamic cu rugozitate variabilă TASL1-M	127
11.4. Componenta verticală „w” adimensionalizată înregistrată în tunelul aerodinamic cu rugozitate variabilă TASL1-M	129
11.5. Curbe teoretice în stratul limită explorat.	132
12. CONCLUZII PRIVIND TESTELE EXPERIMENTALE ÎN TUNELUL AERODINAMIC TASL1-M	138
BIBLIOGRAFIE	142

A. STRATUL LIMITĂ ATMOSFERIC - CARACTERISTICI ȘI POSIBILITĂȚI DE SIMULARE EXPERIMENTALĂ

- 1. DESCRIEREA MATEMATICĂ A STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC**
- 2. STRUCTURA STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC**
- 3. DISTRIBUȚII DE VITEZĂ LOCALĂ MEDIE TEMPORALĂ ÎN STRATUL LIMITĂ ATMOSFERIC**
- 4. LEGI SPECIALIZATE ÎN DESCRIEREA PROFILULUI DE VITEZĂ MEDIE ÎN ZONA STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC DE DEASUPRA MĂRII**
- 5. ELEMENTE DE TURBULENȚA CURGERII ÎN STRATUL LIMITĂ ATMOSFERIC**
- 6. POSIBILITĂȚI DE SIMULARE A STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC ÎN TUNEL AERODINAMIC**

1. DESCRIEREA MATEMATICĂ A STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC

Stratul limită atmosferic (SLA) este definit ca fiind o parte din stratul atmosferic, aflată în vecinătatea uscatului sau apei, în care se simte puternic influența dinamică și termică a acestora asupra mișcării aerului. Deasupra stratului limită atmosferic se află zona exterioară stratului limită atmosferic, numită și atmosfera liberă, în care câmpurile mărimilor meteorologice sunt determinate de mișcarea aerului la scară mare. Stratul limită atmosferic este o formațiune micrometeorologică în care curgerea aerului este aproape totdeauna turbulentă. Deasupra stratului limită atmosferic, turbulența la scară redusă nu se manifestă decât intermitent.

Grosimea δ a stratului limită atmosferic depinde de valoarea vitezei medii a vântului din atmosfera liberă, de stratificarea verticală a temperaturii, de dimensiunile, forma și repartiția rugozității terenului. După unii cercetători, grosimea stratului limită atmosferic poate fi considerată ca egală cu altitudinea la care fluxurile turbulente verticale medii devin neglijabile. Aceste fluxuri descresc, mai mult sau mai puțin monoton, începând de la suprafața solului.

Stratul limită atmosferic se caracterizează, în principal, printr-o creștere a vitezei medii a vântului de la valoarea zero la suprafața terenului sau apei, la valoarea vitezei aerului existentă în atmosfera liberă și printr-o schimbare a direcției vântului odată cu creșterea altitudinii, determinată de forța deviatoare Coriolis datorată rotației Pământului.

1.1 Ecuațiile stratului limită atmosferic

Ecuațiile stratului limită atmosferic ce vor fi scrise în continuare, se vor referi la un model pentru care s-au făcut următoarele ipoteze:

- curentul din zona stratului limită atmosferic este considerat ca având o stratificare neutră, ipoteză valabilă în cazul vântului suficient de puternic. Valabilitatea ipotezei se explică prin faptul că, în cazul vântului puternic, turbulența mecanică este mult mai puternică în raport cu convecția termică, astfel încât amestecul turbulent tinde să producă stratificarea neutră;

- aerul este considerat ca fluid incompresibil, datorită faptului că viteza vântului este mult mai mică decât viteza sunetului și chiar decât viteza limită de la care trebuie ținut cont de compresibilitate, de circa 100 m/s.

Mișcarea aerului atmosferic este descrisă de ecuațiile fundamentale ale mecanicii mediilor continue și anume de ecuațiile de mișcare ce derivă din legea a doua a lui Newton și ecuația de continuitate care este o consecință a principiului conservării masei. Aceste ecuații trebuie completate cu relații fenomenologice în scopul închiderii sistemului de ecuații.

Pornind de la ecuațiile mișcării medii turbulente (ecuațiile Reynolds) și de la ecuația de continuitate mediată în raport cu timpul și eliminând termenii care pot fi neglijați în urma unei analize a ordinului de mărime al termenilor care intervin în ecuații, pe baza unor considerente de ordin fizic, se pot scrie următoarele ecuații care descriu mișcarea medie în stratul limită atmosferic:

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = fV - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z};$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -fU - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z};$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0; \quad (1-1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0, \quad (1-2)$$

unde U , V , W sunt componentele vitezei locale medii temporale (vitezei medii) după axele x , y și respectiv z , f parametrul Coriolis, ρ densitatea aerului, p presiunea locală medie (obținută prin mediere în raport cu timpul), iar τ_x și τ_y eforturile tangențiale după axa x și respectiv y care acționează în plan orizontal.

Sistemul cartezian de axe de coordonare a fost astfel ales încât axa x să coincidă cu direcția efortului tangențial la suprafața solului, notat cu τ_0 (fig. 1.1).

Prin urmare, axa x face cu izobara un unghi α_0 . Axa y este perpendiculară pe axa x și amândouă sunt conținute într-un plan orizontal paralel cu suprafața Pământului. Axa z este verticală și deci normală la planul determinat de axele x și y .

Eforturile tangențiale τ_x și τ_y pot fi scrise ca o sumă dintre efortul tangențial de vâscozitate și efortul turbulent astfel:

$$\tau_x = \tau_{zx} + \tau_{wu} \quad \tau_y = \tau_{zy} + \tau_{wv}, \quad (1-3)$$

în care τ_{zx} și τ_{zy} sunt eforturile tangențiale datorate vâscozității, iar τ_{wu} și τ_{wv} eforturile tangențiale datorate turbulenței (eforturile Reynolds).

În cazul mișcărilor atmosferice se pot neglija eforturile tangențiale de vâscozitate în raport cu eforturile Reynolds, relațiile căpătând forma:

$$\tau_x \approx \tau_{wu} = -\rho \overline{wu} \quad \text{și} \quad \tau_y \approx \tau_{wv} = -\rho \overline{wv}, \quad (1-4)$$

unde u , v și w sunt componentele vitezei de pulsație după x , y și respectiv z .

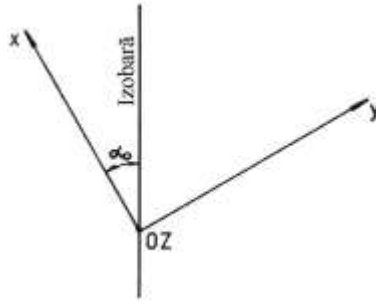


Fig. 1.1. Sistemul de axe de coordonate ales pentru modelarea matematică a mișcării aerului în stratul limită atmosferic.

Dacă se diferențiază cea de-a treia ecuație de mișcare din sistemul de ecuații (1-1) după x sau după y , rezultă relațiile:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) + g \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \text{și} \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right) + g \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (1-5)$$

care conduc la concluzia că variația pe verticală (după z) a gradientului orizontal de presiune depinde de gradientul orizontal de densitate. Făcând ipoteza acceptabilă că gradientul orizontal de densitate este neglijabil:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \text{și} \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0,$$

lucru valabil pentru curenții barotropi la care $\rho = \rho(p)$, se obțin expresiile:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0 \quad \text{și} \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0, \quad (1-6)$$

de unde rezultă că $\partial p / \partial x$ și $\partial p / \partial y$ nu variază cu înălțimea z . Din cele arătate mai sus, se trage concluzia că gradientul orizontal de presiune $\partial p / \partial n$ (unde n este normala în plan orizontal la izobare) nu variază cu înălțimea z și deci are aceeași mărime pe întreaga grosime a stratului limită atmosferic, mărime egală cu cea ce gradientul orizontal de presiune de la limita superioară a stratului limită atmosferic:

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \rho \left(f V_{gr} \pm \frac{V_{gr}^2}{r} \right), \quad (1-7)$$

unde V_{gr} este viteza vântului geociclostrofic, iar r este raza de curbură a izobarelor. Dacă se consideră cazul simplificat al izobarelor rectilinii și paralele, vântul din exteriorul stratului limită atmosferic este vântul geostrofic, iar mărimea vitezei este $G = (\partial p / \partial n) / \rho f$. Notând cu U_g și V_g componentele vitezei vântului geostrofic \bar{G} după axele x și respectiv y rezultă:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = f V_g \quad \text{și} \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -f U_g, \quad (1-8)$$

unde $\partial p / \partial x$ și $\partial p / \partial y$ sunt componentele după z și respectiv y , ale gradientului orizontal de presiune $\partial p / \partial n$.

Substituind expresiile anterioare în primele două ecuații din sistemul de ecuații (1-1), rezultă *ecuațiile stratului limită atmosferic* pentru vânt geostrofic și în ipoteza curenților barotropi:

$$\begin{aligned} U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} &= -f(V_g - V) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}; \\ U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} &= f(U_g - U) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}. \end{aligned} \quad (1-9)$$

Condițiile la limită utilizate la integrarea sistemului de ecuații sunt:

- la nivelul solului ($z=0$) viteza vântului este egală cu zero;
- la nivelul limitei superioare a stratului limită ($z=\delta$), viteza vântului este egală cu G , iar efortul tangențial este egal cu zero.

1.2. Închiderea sistemului de ecuații a SLA

Problema închiderii apare datorită faptului că ecuațiile prezentate în paragraful anterior nu sunt suficiente pentru determinarea caracteristicilor mișcării medii în stratul limită atmosferic.

Căile de abordare a problemei închiderii sunt următoarele:

- *metoda matematică* ce constă în simplificări ale ecuațiilor prin neglijarea unor termeni sau prin exprimarea lor în forme convenabile sugerate adesea de mișcarea laminară;

- *metoda fizică* ce utilizează modele ale mișcării turbulente care să permită obținerea de noi relații:

- *metoda fizico-matematică* care constă în considerații de natură fizică folosite în manipulări matematice adecvate.

Aceste metode sunt adesea numite și teorii fenomenologice sau semiempirice.

În cele ce urmează se prezintă un model de curgere turbulentă care pune în evidență problema închiderii. Acest model este *Închiderea câmpului de viteză medie* și constă în introducerea unor entități formale (vâscozitate turbulentă, lungime de amestec etc.) mult mai ușor de imaginat decât câmpul aleator al fluctuațiilor din curgerea reală.

În ecuațiile mișcării medii apar o serie de termeni suplimentari (τ_x , τ_y) care constituie necunoscute suplimentare în ecuații. Determinarea lor directă este practic imposibilă și de aceea pentru rezolvarea ecuațiilor se introduc expresii de calcul al acestor termeni în funcție de caracteristicile mișcării medii.

Modelul cel mai cunoscut are la bază *ipoteza coeficientului de vâscozitate turbulentă* a lui Boussinesq, prin analogie cu coeficientul de vâscozitate moleculară. Astfel, expresiile eforturilor tangențiale turbulente vor fi:

$$\tau_x \approx \tau_{wu} = -\rho \overline{wu} = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z}; \quad (1-10)$$

$$\tau_y \approx \tau_{wy} = -\overline{\rho wv} = \rho \nu_t \frac{\partial V}{\partial z}, \quad (1-11)$$

unde ν_t este coeficientul de vâscozitate turbulentă și ρ densitatea aerului atmosferic.

Deci, produsul $\rho \nu_t$ reprezintă coeficientul dinamic de vâscozitate turbulentă μ_t .

Vâscozitatea turbulentă ν_t este o proprietate a stării locale a turbulenței și nu o proprietate fizică a fluidului cum este vâscozitatea moleculară ν . Deci $\nu_t = \nu_t(x, y, z)$.

Un alt model are la bază *teoria lungimii de amestec* a lui Prandtl care, prin asociație cu conceptul liberului parcurs mijlociu din teoria cinetică a gazelor, introduce noțiunea de lungime de amestec și care consideră ipoteza conservării cantității de mișcare în lungul mișcării. Relațiile de calcul ale eforturilor tangențiale turbulente în baza acestei teorii sunt:

$$\tau_x = \rho l_m^2 \frac{\partial U}{\partial z} \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2}; \quad (1-12)$$

$$\tau_y = \rho l_m^2 \frac{\partial V}{\partial z} \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2}, \quad (1-13)$$

unde l_m este lungimea de amestec a lui Prandtl.

Legătura dintre cele două metode se realizează prin intermediul expresiei:

$$\nu_t = l_m^2 \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2}. \quad (1-14)$$

Utilizând expresiile eforturilor turbulente rezultate din teoriile semiempirice ale lui Boussinesq sau Prandtl, împreună cu ecuațiile Reynolds și ecuația de continuitate, se realizează închiderea dacă se specifică fie coeficientul de vâscozitate turbulentă, fie lungimea de amestec.

2. STRUCTURA STRATULUI LIMITĂ ATMOSFERIC

La începutul capitolului 1 a fost definit stratul limită atmosferic (SLA) ca fiind acea zonă din atmosferă, situată deasupra solului, în care se simte în mod practic influența dinamică și termică a acestuia asupra vântului din această zonă. În zona de deasupra stratului limită atmosferic se află atmosfera liberă în care mărimile caracteristice vântului sunt determinate de mișcarea aerului la scară mare. Stratul limită atmosferic este o formațiune de scară micrometeorologică în care mișcarea aerului este preponderent turbulentă. În zona exterioară stratului limită atmosferic turbulența la scară redusă nu se manifestă decât cu intermitență. Înălțimea δ a stratului limită atmosferic se consideră a fi egală cu altitudinea la care fluxurile turbulente verticale medii devin neglijabile (aceste fluxuri descresc, mai mult sau mai puțin monoton, începând de la suprafața solului). Adesea, în regimurile instabile, stratul limită atmosferic are la partea superioară o inversiune puternică de temperatură, iar grosimea sa nu coincide cu înălțimea δ . Grosimea tipică δ este de ordinul a unui kilometru, în stratul limită atmosferic aflându-se circa 10% din masa totală a atmosferei.

Cercetările teoretice și experimentale actuale privind stratul limită atmosferic sunt limitate la cazul omogen orizontal numit *strat limită planetar* (SLP). Prin urmare, stratul limită planetar este echivalent cu *stratul limită atmosferic orizontal omogen*. În principiu, această restricție este justificată numai în cazul în care caracteristicile statistice variază cu mai puțin de 10% pe distanțe orizontale de ordinul a 10δ .

În vecinătatea imediată a solului, regimul stratului limită planetar este cvasistaționar și efectul forței deviatoare Coriolis și al gradientului orizontal de presiune este neglijabil. La înălțimi z mari în raport cu înălțimea de rugozitate z_0 ($z > 50z_0$), regimul turbulent al stratului de suprafață cu grosimea $0,1\delta$, este determinat de viteza de frecare U_* , fluxul cinematic de căldură Q_0 , parametrul de flotabilitate β ($\beta = g/T$) și rugozitatea z_0 . Direcția vântului în stratul de suprafață cu fluxuri turbulente constante este constantă, iar scara de lungime este lungimea Monin-Obukhov dată de expresia:

$$L = -\frac{U_*^3}{k\beta Q_0}, \quad (2-1)$$

unde k este constanta lui Kármán ($k \cong 0,4$).

Pentru $z \leq 0,1|L|$, turbulența este guvernată doar de factori dinamici, iar profilele verticale de viteză medie și temperatură medie sunt exprimate prin următoarele legi logaritmice:

$$U(z) = \frac{U_*}{k} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (2-2)$$

pentru viteza medie și

$$T(z) - T(z_0) = -\frac{Q_0}{kU_*} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (2-3)$$

pentru temperatura medie.

Lungimea de amestec l_m și coeficientul de difuzie turbulentă K_U variază liniar cu înălțimea z , după cum urmează:

$$l_m \sim kz \quad \text{și} \quad K_U \sim kU_*z. \quad (2-4)$$

Pentru $z > 0,1|L|$, turbulența este guvernată atât de factori dinamici cât și de factori termici. Teoria de similitudine a lui Monin-Obukhov conduce la următoarele profile verticale de viteză medie și respectiv de temperatură medie:

$$U(z_2) - U(z_1) = \frac{U_*}{k} \left[f_U \left(\frac{z_2}{L} \right) - f_U \left(\frac{z_1}{L} \right) \right], \quad (2-5)$$

$$T(z_2) - T(z_1) = -\frac{Q_0}{kU_*} \left[f_T \left(\frac{z_2}{L} \right) - f_T \left(\frac{z_1}{L} \right) \right], \quad (2-6)$$

unde f_U și f_T sunt funcții universale.

Pentru cele două funcții universale se pot adopta, în primă aproximație, următoarele legi de variație verticală:

- în regim stabil ($L > 0$), lege logaritm-liniară:

$$f_U \cong f_T \cong \ln \frac{z}{L} + 10 \frac{z}{L}; \quad (2-7)$$

- în regim instabil ($L < 0$), lege tip convecție liberă:

$$f_U \cong f_T \cong 1,2 \left(\frac{z}{L} \right)^{-1/3} + 0,25. \quad (2-8)$$

În stratul de deasupra stratului de suprafață, numit strat de tranziție, ipoteza cvasistaționarității nu este, în general, valabilă, iar teoria similitudinii nu dă rezultate mulțumitoare. Trebuie menționat faptul că stratul limită de suprafață poate fi considerat cvasistaționar numai dacă structura sa la un moment dat este în fază cu variația fluxului de căldură Q_0 sau, altfel spus, dacă timpul său de răspuns la o variație a fluxului Q_0 este mai mic decât intervalul de timp în care se produce schimbarea lui Q_0 .

În afara legilor prezentate mai sus, există și alțe relații empirice cu ajutorul cărora se pot aproxima, mai mult sau mai puțin precis, profilul vitezei medii și a temperaturii medii.

Forțele datorate gradientului orizontal de presiune și forța deviatoare Coriolis datorată rotației Pământului influențează asupra vitezei vântului și asupra regimului de turbulență astfel că viteza medie a vântului suferă o rotație când altitudinea z crește, față de direcția efortului tangențial la sol τ_0 , spre dreapta în emisfera nordică și spre stânga în emisfera sudică. Hodograful vitezei are în zona stratului limită atmosferic forma unei spirale logaritmice. Observațiile au pus în evidență o rotație totală a vectorului viteză medie în stratul limită atmosferic de ordinul a $15^0 \dots 20^0$. Acest unghi α_0 este cu atât mai mare cu cât lungimea de rugozitate z_0 este mai mare, iar latitudinea geografică θ este mai mică.

Pentru stratul de tranziție, cu excepția unui regim neutru, lungimea de amestec este aproape constantă, în timp ce coeficientul de difuzie turbulentă se micșorează pe măsură ce înălțimea z crește, începând cu valoarea sa de la limita superioară a stratului de suprafață.

3. DISTRIBUȚII DE VITEZĂ LOCALĂ MEDIE TEMPORALĂ ÎN STRATUL LIMITĂ ATMOSFERIC

În ceea ce privește modul în care se dezvoltă stratul limită atmosferic precum și distribuția de viteze din această zonă a curentului atmosferic, există asemănări importante ale acestuia cu stratul limită la o placă plană, dar și deosebiri esențiale.

Astfel, în cazul stratului limită dezvoltat pe o placă plană, datorită eforturilor tangențiale ce se localizează în această zonă, apar forțele de frecare cu efect de frânare. Aceste forțe de frânare decelerează particulele din stratul limită și astfel grosimea stratului limită crește în lungul curgerii (fig. 3.1).

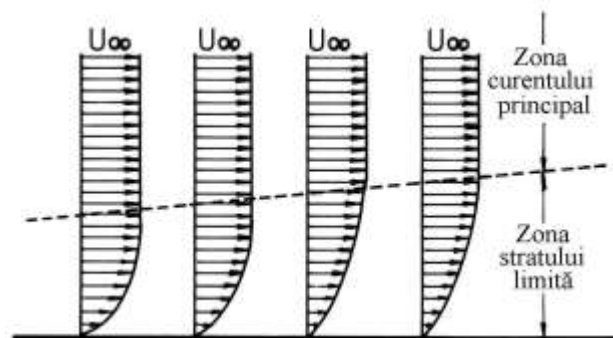


Fig. 3.1. Dezvoltarea stratului limită la placa plană.

În cazul stratului limită atmosferic, datorită faptului că forța datorată gradientului orizontal de presiune este doar parțial echilibrată de către forța Coriolis, se produce o reenergizare a fluidului având ca efect contracararea îngroșării stratului limită atmosferic. Prin urmare, stratul limită atmosferic deasupra unei regiuni orizontale cu rugozitate uniformă, odată dezvoltat, își menține grosimea constantă în lungul mișcării, lucru constatat prin determinările experimentale efectuate în straturile inferioare ale curentului atmosferic (fig. 3.2).

De asemenea, la stratul limită pentru placa plană, nemanifestându-se practic forțele deviatoare Coriolis, mișcarea poate fi considerată unidimensională, în timp ce la stratul limită atmosferic distribuția de viteză urmărește spirala lui Ekman. Cu toate acestea, în majoritatea problemelor concrete, se poate admite că mișcarea este unidimensională și uniformă pentru o anumită regiune cu rugozitate constantă.

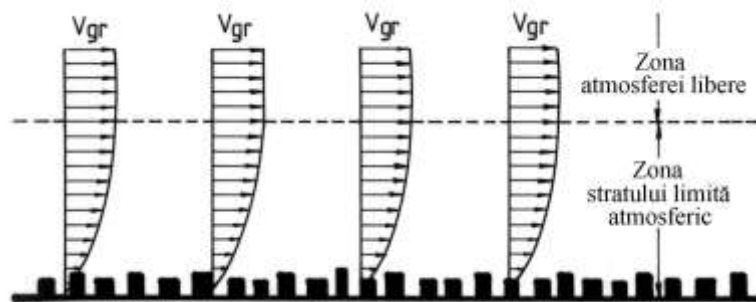


Fig. 3.2. Stratul limită atmosferic deasupra unei regiuni orizontale cu rugozitate uniformă.

Considerând mișcarea aerului în zona stratului limită atmosferic ca având următoarele caracteristici:

- mișcare orizontală, deci $U \neq 0, V \neq 0, W = 0$;
- mișcare uniformă în plane paralele cu suprafața Pământului, deci

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial U}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial V}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial U}{\partial z} \neq 0; \quad \frac{\partial V}{\partial z} \neq 0,$$

(prin urmare grosimea stratului limită atmosferic este constantă), rezultă că derivatele spațiale (convective) vor fi egale cu zero:

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \quad \text{și} \quad U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = 0,$$

iar ecuațiile stratului limită atmosferic pentru vânt geostrofic (izobare rectilinii) și curenți barotropi devin:

$$\begin{aligned} f(V_g - V) &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}, \\ -f(U_g - U) &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}, \end{aligned} \tag{3-1}$$

în care (fig. 3.3) U_g și V_g sunt componentele vitezei \vec{G} a vântului geostrofic, U și V sunt componentele vitezei medii la o anumită înălțime în interiorul stratului limită atmosferic, τ_x și τ_y sunt eforturile tangențiale după axele x și respectiv y , f este parametrul Coriolis, iar ρ este densitatea aerului atmosferic.

Împărțind ecuațiile (3-1) cu f , rezultă următoarele ecuații ale modelului de mișcare considerat, numite *ecuațiile stratului limită atmosferic pentru vânt geostrofic și curenți barotropi*:

$$\begin{aligned} V_g - V &= \frac{1}{\rho f} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}, \\ U_g - U &= -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}. \end{aligned} \tag{3-2}$$

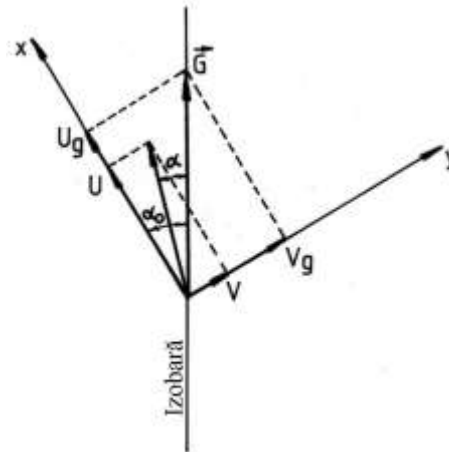


Fig. 3.3. Componentele vitezei vântului geostrofic și vitezei locale medii din zona stratului limită atmosferic.

3.1. Modelul *spirală Ekman*

Pornind de la modelul de mișcare a aerului în zona de strat limită atmosferic, descris de ecuațiile (3-2) și utilizând ipoteza coeficientului de vâscozitate turbulentă a lui Boussinesq pentru exprimarea eforturilor tangențiale turbulente ($\tau_x = \rho v_t \frac{\partial U}{\partial z}$ și

$\tau_y = \rho v_t \frac{\partial V}{\partial z}$, rezultă următoarele ecuații:

$$\begin{aligned} V_g - V &= \frac{1}{\rho f} \rho v_t \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \\ U_g - U &= -\frac{1}{\rho f} \rho v_t \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (3-3)$$

Considerând coeficientul de vâscozitate turbulentă, v_t constant, aproximație cu rezultate acceptabile pentru mișcarea straturilor atmosferice și făcând simplificările în ecuațiile (3-3), rezultă sistemul de ecuații ce descrie modelul denumit *spirală Ekman*:

$$V_g - V = \frac{1}{f} v_t \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}, \quad U_g - U = -\frac{1}{f} v_t \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}. \quad (3-4)$$

Ecuațiile de mai sus sunt ecuații cu coeficienți constanți, cu condiții la limită:

- la $z=0$ (la suprafața Pământului), viteza medie din stratul limită este egală cu zero, deci $U=V=0$;

- la $z=\infty$, viteza medie devine egală cu viteza vântului geostrofic din atmosfera liberă, deci $U=U_g$ și $V=V_g$. Trebuie arătat aici că, deși convențional se consideră că viteza medie din stratul limită atmosferic devine egală cu viteza din atmosfera liberă la $z=\delta$, totuși acest lucru se întâmplă în mod riguros la $z=\infty$.

Soluția sistemului reprezintă câmpul de viteze medii în zona de strat limită și reprezintă tocmai *spirală Ekman* (fig. 3.3):

$$U = \frac{G \left[1 - e^{-bz} (\cos bz - \sin bz) \right]}{\sqrt{2}}, \quad (3-5)$$

$$V = \frac{G \left[1 - e^{-bz} (\cos bz + \sin bz) \right]}{\sqrt{2}}, \quad (3-6)$$

unde $b = \sqrt{f/2\nu_t}$.

Modelul *spirala Ekman* descrie în mod destul de aproximativ mișcarea din stratul limită atmosferic. Aceasta deoarece unghiul α_0 (dintre efortul tangențial la suprafață și direcția izobarelor) ce rezultă din ecuațiile de mai sus ca având valoarea $\alpha_0 = 45^\circ$, nu concordă cu unghiul α_0 determinat experimental pentru curenți barotropici și pentru diferite rugozități ale terenului, care are valori cuprinse între 7° și 30° . Diferențele ce există între modelul spirala Ekman și realitate, se datoresc ipotezei simplificatoare care consideră coeficientul de vâscozitate turbulentă ν_t constant, ipoteză convenabilă din punct de vedere al tratării matematice, dar mai puțin corectă din punct de vedere fizic.

3.2. Legea lui Prandtl (legea logaritmică generală)

Pentru stabilirea profilului de viteză în zona inferioară a stratului limită atmosferic, se pleacă de la legea peretelui, lege care este valabilă pentru zona stratului de suprafață, considerând că pentru z cuprins între suprafața terenului $z=0$ și înălțimea corespunzătoare limitei superioare a stratului de suprafață ($z=z_s$) componenta vitezei medii după y , $V \cong 0$, iar efortul tangențial $\tau_x = \tau_0$.

Pe baza acestor considerații, rezultă așa numita *lege logaritmică generală* (LLG) propusă de Prandtl:

$$U(z) = \frac{1}{k} U_* \ln \frac{z}{z_0}. \quad (3-7)$$

Înălțimea z_s corespunzătoare limitei superioare a stratului de suprafață, este înălțimea deasupra solului până la care legea logaritmică este valabilă. Studiile de micrometeorologie efectuate au ajuns la concluzia că înălțimea z_s poate fi exprimată cu relația

$$z_s = b \frac{U_*}{f}, \quad (3-8)$$

unde U_* este viteza de frecare, f este parametrul Coriolis, iar b este o constantă care, pe baza măsurătorilor efectuate, are valori $b = 0,015 \dots 0,03$. Deoarece coeficientul b reprezintă aproximativ 10% din coeficientul a ce apare în relația grosimii stratului limită atmosferic ($\delta = aU_*/f$), rezultă că grosimea stratului de suprafață z_s , pentru care legea logaritmică este valabilă, reprezintă aproximativ 10% din grosimea δ a stratului limită atmosferic.

Prin integrarea primei ecuații a stratului limită atmosferic, având ca limite de integrare suprafața solului ($z=0$) și limita superioară a stratului de suprafață ($z=z_s$), rezultă succesiv:

$$\int_0^{z_s} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} dz = \rho f \int_0^{z_s} (V_g - V) dz;$$

$$\tau_x|_0^{z_s} = \rho f \int_0^{z_s} (V_g - V) dz;$$

$$\tau_x = \tau_0 + \rho f \int_0^{z_s} (V_g - V) dz \cong \tau_0 + \rho f V_g z_s, \quad (3-9)$$

de unde se poate scrie relația:

$$|\rho f V_g z_s| = \varepsilon \tau_0, \quad (3-10)$$

unde ε este un număr cu valori foarte mici.

Dacă în relația de mai sus se înlocuiește viteza V_g cu expresia $V_g = -U_*(B/k)$ și ținând cont de expresia vitezei de frecare ($U_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$), rezultă următoarea expresie pentru înălțimea stratului de suprafață:

$$z_s = \frac{\varepsilon \tau_0}{\rho f V_g} = \frac{\varepsilon \tau_0 k}{\rho f U_* B} = \frac{\varepsilon U_*^2 \rho k}{\rho f U_* B} = \frac{\varepsilon k}{B} \frac{U_*}{f} = b \frac{U_*}{f}$$

care este tocmai relația (3-8), în care $b = \varepsilon k / B$.

Prin urmare, legea logaritmică generală poate fi aplicată numai pentru stratul atmosferic inferior, reprezentând circa 10% din grosimea stratului limită atmosferic. În mod excepțional, se poate considera că această lege poate descrie profilul vitezei medii în straturi de până la 30% din grosimea stratului limită atmosferic. Deci :

$$z_s = (0,1...0,3)\delta. \quad (3-11)$$

De o importanță foarte mare este modul în care se definesc mărimile z și z_0 ce apar în legea logaritmică generală. Astfel, înălțimea de calcul z poate fi definită cu relația:

$$z = z_g - z_d, \quad (3-12)$$

unde z_g este înălțimea deasupra solului, iar z_d este o distanță experimentală de translație pentru coordonata verticală.

Rugozitatea terenului z_0 reprezintă mărimea vârtejului la nivelul solului.

Atât înălțimea efectivă z cât și rugozitatea z_0 sunt niște mărimi care se determină empiric și sunt funcție de natura rugozității, înălțimea de rugozitate și distribuția în teren a rugozităților.

În privința diferenței față de planul zero, pentru orașe, se propune o relație de tipul:

$$z_d = h - \frac{z_0}{k}, \quad (3-13)$$

în care h este cota generală a vârfurilor acoperișurilor, iar k este constanta lui Kármán ($k \cong 0,4$). În tabelul 3.1 se prezintă valorile rugozității z_0 și ale coeficientului de rezistență la suprafață definit cu relația $K = [k / \ln(10/z_0)]^2$, (z_0 în metri, iar 10 m este înălțimea de referință, standard), pentru diferite tipuri de rugozități ale suprafețelor naturale și ale suprafețelor terenurilor construite.

Trebuie menționat faptul că stabilirea profilelor de viteză medie ale vântului în stratul limită atmosferic dezvoltat deasupra terenurilor construite este foarte dificilă și aproximativă din cauza efectelor locale create de neuniformitățile locale. Din acest motiv, plaja de valori ale rugozității z_0 în zonele construite este destul de mare, variind între 20 cm și 200 cm. Pentru suprafața mării plaja de valori a rugozității z_0 este mai mică și anume $z_0 = 0,0003 \dots 0,50$ cm. Pentru a exemplifica modul în care se stabilește profilul de viteze medii folosind legea logaritmică, precum și zona de valabilitate a acesteia, se prezintă în continuare două cazuri concrete.

Tabelul 3.1

Valorile rugozităților și ale coeficientului de rezistență pentru diferite tipuri de suprafețe

Tipul suprafeței	Rugozitatea z_0 [cm]	Coeficientul de rezistență $10^3 K$ [-]
Suprafața mării $U(10) = 1,5$ m/s	0,0003	0,7
Suprafața mării $U(10) > 15$ m/s	0,5	2,6
Nisip	0,01...0,1	1,2...1,9
Iarbă cosită (~0,01 m)	0,1...1	1,9...3,4
Iarbă mică, stepă	1...4	3,4...5,2
Câmp necultivat	2...3	4,1...4,7
Iarbă înaltă	4...10	5,2...7,6
Pădure de conifere (înălțime medie a copacilor 15 m; densitate: un copac la 10 m ² ; $z_d \cong 12$ m)	90...100	28...30
Periferii de orașe, suburbii	20...40	10,5...15,4
Centre de orașe	35...45	14,2...16,6
Centre de orașe mari	60...80	20,2...25,1

3.3. Legea lui Davenport (legea puterii)

Legea puterii este mai veche decât legea logaritmică, fiind propusă pentru prima oară în 1916. Această lege descrie profilul vitezei medii a vântului deasupra unor terenuri orizontale și cu rugozitate uniformă, având următoarea expresie matematică:

$$U(z_{g1}) = U(z_{g2}) \left(\frac{z_{g1}}{z_{g2}} \right)^\alpha, \quad (3-14)$$

unde z_{g1} și z_{g2} sunt înălțimile față de suprafața solului, iar α este un exponent ce depinde de natura rugozității terenului.

Se observă că în legea puterii se folosește înălțimea față de sol z_g , spre deosebire de legea logaritmică ce folosește înălțimea efectivă $z = z_g - z_d$.

În cazul legii puterii, se pot face următoarele considerații simplificatoare:

a) *Exponentul α este constant pentru întreaga grosime a stratului limită atmosferic*, deci până la înălțimea $z_g = \delta$, unde viteza este egală cu viteza vântului geostrof G . Rezultă, pe baza acestei considerații, o relație practică pentru legea puterii:

$$U(z_g) = G \left(\frac{z_g}{\delta} \right)^\alpha; \quad (3-15)$$

b) *Grosimea stratului limită atmosferic δ este funcție de exponentul α .*

Au fost propuse valori pentru exponentul α și pentru grosimea stratului limită atmosferic δ , de către Davenport. Aceste valori recomandate pentru diferite tipuri de rugozități ale terenului sunt prezentate în tabelul 3.2.

Tabelul 3.2

Valorile exponentului α și ale grosimii stratului limită atmosferic δ (după Davenport)

	DAVENPORT			
	Suprafața mării	Teren deschis, câmp	Teren suburban, pădure	Centre de orașe mari
α [-]	0,12	0,16	0,28	0,36
δ [m]	220	275	400	520

Trebuie arătat că legea puterii este o lege obținută pe considerente empirice, pe când legea logaritmică este o descriere superioară a profilului de viteză medie având o fundamentare teoretică foarte bună. Din această cauză, se preferă utilizarea legii logaritmice dar numai până la înălțimi ce reprezintă 10% (în mod exceptional până la 30%) din grosimea stratului limită atmosferic.

Pentru cazurile în care trebuie descris profilul de viteză pe înălțimi mai mari de 30% din grosimea stratului limită atmosferic sau pe întreaga grosime a acestuia, se poate utiliza cu rezultate satisfăcătoare legea puterii. Cu toate acestea, datorită simplității relației, legea puterii este foarte utilizată în descrierea profilului de viteză medie (modelul acesta fiind numit și *profil Davenport*).

În completarea tabelului 3.2, pentru alte suprafețe cu rugozitate naturală, se prezintă în tabelul 3.3 valori ale exponentului α caracteristice diferitelor tipuri de amplasament.

Tabelul 3.3

Valori ale exponentului α pentru diferite amplasamente cu rugozitate naturală

Natura rugozității pentru diversele amplasamente	Valori ale exponentului α [-]
Relief plat, luciuri de apă, ierburi scurte	0,08 ... 0,12
Relief puțin accidentat având neuniformități cu valoare mică, culturi agricole	0,13 ... 0,16
Relief accidentat: păduri, dealuri abrupte	0,20 ... 0,23
Relief foarte accidentat: păduri, dealuri cu denivelări mari, munți	0,25 ... 0,40

În figura 3.4 sunt prezentate profilele verticale de viteză medie a vântului pentru diferite rugozități ale terenului precum și la malul mării (în zonele de plajă) unde rugozitatea este foarte mică iar exponentul lui Davenport este de 0,16. De asemenea, pentru profilul de viteză medie din stratul limită atmosferic de la suprafața mării exponentul lui Davenport poate fi, pentru mare liniștită, 0,12. Totodată, în aceeași figură se prezintă variația intensității adimensionale a turbulenței I la înălțimea $z = 30$ m în funcție de rugozitatea z_0 .

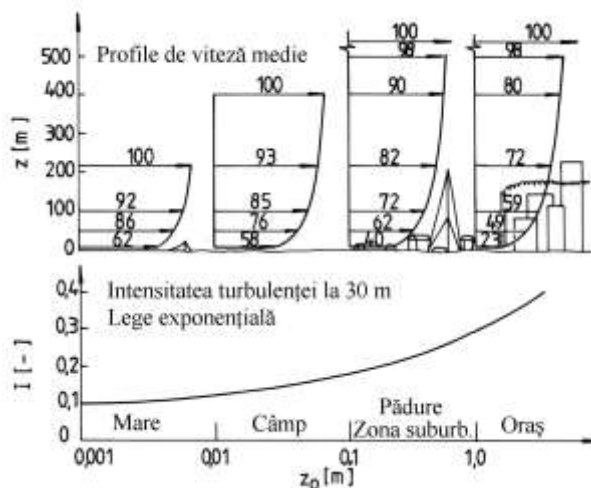


Fig. 3.4. Profilele vitezei medii după legea puterii și intensitatea turbulenței din stratul limită atmosferic pentru diferite rugozități ale terenului.

Pentru legea puterii utilizată în vederea descrierii profilului de viteză medie în stratul limită atmosferic de la suprafața mării, diferiți autori au propus o serie de valori ale exponentului α .