

SIMULAREA COMPUTAȚIONALĂ A CURGERILOR TURBULENTE ÎN ROTOARELE EOLIENE

Doctor habilitat în științe fizico-matematice, prof. univ. **Viorel BOSTAN**
Universitatea Tehnică a Moldovei

Summary. In this paper there are reviewed the mathematical models, numerical methods and algorithms from the framework of computational fluid dynamics with applications in the analysis and simulation of turbulent flows in wind turbines. Based on CFD simulations there is proposed an innovative concept of tilting wind rotor with a wind orientation through usage of windrose wheels with aerodynamic blade profiles.

Keywords: computational fluid dynamics, conversion systems, wind turbines.

Rezumat. În articol sunt trecute în revistă modelele matematice, metodele numerice și algoritmi din cadrul dinamicii computaționale ale fluidelor, aplicabile descrierii și simulării computaționale ale curgerilor turbulente în vecinătatea rotoarelor eoliene. În baza simulărilor CFD este propus conceptul inovativ al rotorului basculant cu orientare la direcția vântului prin intermediul roților-windrose cu profil aerodinamic al paletelor.

Cuvinte-cheie: dinamica computațională a fluidelor, sisteme de conversie, turbine eoliene.

INTRODUCERE

Tradițional, cercetările în domeniul științelor aplicative și fundamentale s-au bazat pe două abordări: teoretică și experimentală. Recent, a devenit la fel de importantă o a treia abordare – computațională.

Raportul Comitetului de consultanță în domeniul tehnologiilor informaționale al Președintelui SUA [25] stipulează că știința computațională constituie în prezent ceea ce mulți numesc cel de-al treilea pilon al cercetării științifice, alături de teorie și experimentele fizice. Astfel, știința computațională oferă o posibilitate unică de a investiga probleme a căror abordare practică era prea costisitoare sau chiar imposibilă: de la cercetări științifice ale proceselor biochimice în creierul uman și forțele fizice fundamentale ale universului, până la analiza răspândirii bolilor infecțioase și agenților toxici din aer sau la fundamentarea și realizarea metodelor industriale avansate cu beneficii economice semnificative, precum elaborarea și proiectarea în timp scurt a aripilor de avion mai eficiente prin metode de simulare numerică și nu prin metode experimentale costisitoare și de lungă durată în tunelul aerodinamic.

Progresul considerabil, înregistrat azi în modelarea și studiul fenomenelor fizice desfășurate în sisteme complexe, se datorează în mare parte apariției și dezvoltării vertiginose a calculatorului electronic și sistemelor de calcul aferente. Capacitatea sistemelor de calcul moderne de a opera rapid cu un volum mare de date a permis simularea comportării sistemelor complexe la diferite scări de lungimi și de timp, precum și repetarea simulărilor pentru mai multe valori ale unor parametri, permițând cercetătorului să obțină în timp rezonabil soluții ce se apropie de realitatea experimen-

tală, care la rândul său permite identificarea soluțiilor tehnice optime și eficiente.

Un exemplu de impact al tehnologiilor moderne de calcul asupra practicii ingineresti este studiul turbulenței. Acum treizeci de ani se credea imposibil de a efectua simularea numerică a turbulenței cu reprezentarea explicită a mișcării haotice la toate scările de lungime și de timp. În prezent, aceste simulări au fost realizate parțial și revoluționează în continuare dezvoltarea conceptuală, proiectarea și construcția motoarelor cu reacție, avioanelor, navelor și automobilelor, sistemelor de conversie a SRE, precum și studiul atmosferei terestre, schimbărilor climatice și răspândirea poluării. Analiza computațională a dinamicii fluidelor (CFD), care a apărut din necesitatea stringență a studiului fenomenelor de turbulență din mecanica fluidului, a devenit astăzi un domeniu important al științei computaționale și oferă avantaje puternice comparativ cu alte metode de cercetare, permițând calcule rapide cu volume de date enorme inabordabile pentru o persoană fizică și repetarea acestora de mai multe ori variind diferiți parametri. Diferența practică între obținerea rezultatelor și soluțiilor în decursul a câtorva ore, spre deosebire de săptămâni sau chiar ani, precum și costul de obținere a acestora este substanțială și schimbă calitativ gama de studii ce pot fi efectuate.

Un exemplu edificator constituie cel al companiei aeronautice Boeing din SUA. Ciclul de dezvoltare a noilor produse Boeing era de lungă durată și costisitor, conținând la mai multe etape de elaborare și proiectare testări extensive în tunelul aerodinamic. Integrarea modelării, proiectării și a metodelor de simulare numerică i-a permis companiei Boeing să reducă considerabil testările costisitoare în tunelul aerodinamic

ca o parte a procesului de proiectare a aripii, ceea ce a condus la economii în cost și timp. Conform figurii 1, preluate din [25], compania Boeing a redus esențial numărul testărilor experimentale în tunelul aerodinamic (costul unui test în tunel ajungând până la 500 000 \$), care au fost înlocuite cu simulări CFD, numărul simulărilor numerice efectuate în 2005 fiind de 60 de ori mai mare comparativ cu anul 1995. Această trecere de la experimente reale la cele virtuale a permis reducerea semnificativă a duratei de timp și a costurilor asociate elaborării, proiectării și lansării pe piață a noilor tipuri de avioane, cum ar fi *Boeing 787 Dreamliner*.

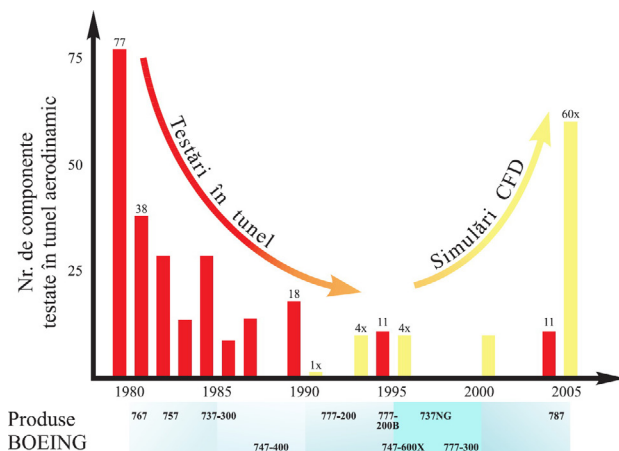


Figura 1. Evoluția simulărilor numerice CFD și a testărilor în tunelul aerodinamic, efectuate de compania BOEING în perioada 1980 – 2005 [25].

Cercetarea și elaborarea sistemelor de conversie a SRE, în special ale celor eoliene și hidraulice, sunt indispensabile studiului turbulenței din cadrul dinamicii fluidelor. Analiza comportamentului turbulent al curgerii fluidelor este una dintre cele mai interesante, complexe și importante probleme ale fizicii clasice. Ecuțiile cu derivate parțiale Navier-Stokes, care descriu fizica curgerii fluidelor, inclusiv curgerea turbulentă, au fost introduse la mijlocul secolului al XIX-lea. Primul progres substanțial în studiul turbulenței a fost efectuat de Boussinesq în 1887, el formulând ipoteza că tensiunile turbulente sunt proporționale cu media vitezelor de deformare. Această ipoteză și astăzi stă la baza mai multor modele matematice ale turbulenței.

Cercetările experimentale și concluziile lui O. Reynolds din 1894 [26] au stabilit că raportul dintre forțele inerțiale și cele viscoase (numărul adimensional Reynolds) este unicul parametru fizic implicat în tranziția unei curgeri incompresibile de-a lungul unei suprafețe netede spre turbulență. Ideile invocate de Reynolds au stabilit pentru mulți ani înainte metodologia de bază a studiului turbulenței. În special, el a afirmat că

turbulența este mult prea complicată pentru a permite o descriere foarte detaliată și, prin urmare, a introdus descompunerea variabilelor aferente curgerii în partea medie și în fluctuații. Începând cu lucrările lui Reynolds, curgerea turbulentă era asociată unui proces aleatoriu și, prin urmare, abordarea statistică ar fi aplicabilă în studiul ei. Primul rezultat notabil în aplicarea metodelor statistice l-a obținut L. Prandtl în 1925 [24], urmat de G. I. Taylor [34] și von Karman [9,10].

În 1922 L. F. Richardson [27] analizează curgerea turbulentă din punctul de vedere al transferului energetic. Potrivit observațiilor sale, ruperea vârtejurilor mari inițiază o secvență de transferuri de energie la vârtejuri din ce în ce mai mici. Acest transfer continuă până când numărul Reynolds este suficient de mic pentru ca mișcarea să fie stabilă, energia cinetică fiind disipată de viscozitate.

În 1941 A. N. Kolmogorov a publicat trei articole [11-13], teoria sa (reformulată în 1962 [14]) fiind una dintre cele mai citate și invocate teorii de turbulență la ora actuală. Ținând cont de realizările teoretice și experimentale din ultimii ani, o serie de autori, cum ar fi U. Frisch [8] și B. Pope [23], interpretează și completează ipotezele de izotropie Kolmogorov.

Pe parcursul anilor '60-'70 ai secolului trecut au fost întreprinse numeroase încercări de a studia existența, unicitatea și regularitatea soluțiilor ecuațiilor Navier-Stokes, rezultate reprezentative fiind obținute de O. Ladyzhenskaya [15]). Stadiul actual al acestui domeniu este descris, de exemplu, în [8]. De asemenea, ecuațiile Navier-Stokes fuseseră studiate din punctul de vedere al sistemelor dinamice (S. Smale [31], V. I. Arnold [1]). A fost acceptată asocierea turbulenței cu noțiunea de haos determinist, iar numărul Reynolds critic era privit ca unul dintre punctele de bifurcație.

Lucrarea lui D. Ruelle și F. Tokens [28] din 1971 marchează începutul erei moderne în studiul turbulenței. În acest articol a fost stabilit că ecuațiile Navier-Stokes, privite ca un sistem dinamic, sunt capabile să producă soluții haotice cu sensibilitate față de condițiile inițiale și pot fi asociate cu o construcție abstractă matematică numită atractor straniu (*strange attractor*). Mai mult, tranziția la turbulență a unei curgeri trece prin sub-etapele: curgere permanentă, curgere periodică, curgere quasi-periodică și, în final, curgere turbulentă. Experimentele din anii '80 ai secolului trecut au confirmat aceste constatări.

În aceeași perioadă au apărut și primele tehnici computaționale din cadrul CFD. Astfel, J. Deardorff, bazându-se pe modelul lui J. Smagorinsky [30], a propus în 1970 metoda simulării vârtejurilor mari (*Large Eddy Simulation*, LES), urmată de prima metodă a

simulării directe (*Direct Numerical Simulation*, DNS) propusă de S. Orszag și G. Patterson [22] în 1972. De asemenea, începând cu 1972, au fost introduse și primele abordări din familia metodei ecuațiilor Navier Stokes mediate în maniera Reynolds (*Reynolds Averaged Navier Stokes*, RANS). Lucrările lui B. Launder, D. Spalding [16] și B. Launder [17] au dat start metodelor RANS aflate în dezvoltare până în prezent.

Problema de bază în simularea numerică a turbulenței rezidă în faptul că sunt atestate scări de lungimi și timp de diferite ordine de mărime. Prin urmare, era evident din start că rețeaua de discretizare trebuie să aibă o rezoluție spațială și temporală mai fină decât scările fizice, ceea ce implică imposibilitatea implementării practice a metodei DNS pentru simularea curgerilor turbulente la numere Reynolds mari. Același lucru era valabil în anii 1980 – 1990 și pentru metoda LES. Astfel, o mai mare atenție a fost acordată familiei de metode RANS. Odată cu creșterea puterii de calcul, metodele LES au revenit pe agenda practicienilor, lucrările [18, 19] prezentând o trecere în revistă a realizărilor recente.

În ultimii zece ani au fost întreprinse eforturi consistente de a acoperi decalajul dintre metodele RANS și LES, care sunt fundamental diferite în abordarea lor. O descriere exhaustivă a metodelor hibride este prezentată în [6, 7].

Una dintre primele metode hibrid din clasa metodelor *Very Large Scale Simulation* (VLES) a fost cea propusă de Speziale [33], care în funcție de dimensiunea caracteristică a rețelei de calcul devine fie metoda LES, fie metoda RANS. Metoda simulării vârtejurilor detașate (*Detached Eddy Simulation*, DES) a fost introdusă de Spalart în 2000 [32] și este similară metodei VLES. În această metodă, zonele stratului limită la pereți sunt rezolvate cu metoda RANS, restul domeniului cu structuri turbulente mari fiind modelat cu metoda LES, iar criteriul de comutare dintre metodele RANS și LES se bazează pe finețea rețelei de discretizare. O modificare îmbunătățită a metodei DES este metoda DDES (*Delayed Detached Eddy Simulation*), în care criteriul DES este restricționat în stratul limită, metodă propusă de F. Menter și M. Kuntz [21] și dezvoltată ulterior de S. Shur et al. [29]. În 2009, F. Menter și Y. Egorov au propus o metodă alternativă metodei DES, în care metoda RANS nu este influențată de dimensiunea rețelei de calcul, și anume metoda simulării adaptive la scară (*Scale Adaptive Simulation*, SAS) [20].

Simularea computațională a curgerilor turbulente

Curgerile turbulente ale fluidelor reale sunt descrise de sistemul de ecuații cu derivate parțiale Navier-Stokes. Pentru aplicațiile în domeniul conversiei ener-

giilor regenerabile, ecuațiile Navier-Stokes sunt simplificate prin adoptarea ipotezelor: curgere incompresibilă, curgere izotermă, viscozitate dinamică a fluidului constantă și fluid newtonian.

Fie $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = (u_1(\mathbf{x}, t), u_2(\mathbf{x}, t), u_3(\mathbf{x}, t))$ este viteza fluidului, \mathbf{x} este poziția și denotă timpul. În notații tensoriale, ecuațiile Navier-Stokes devin:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \Delta u_i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2)$$

unde ν este viscozitatea cinematică, p – presiunea și f_i – componentele forței masice unitare.

Cea mai mică scară relevantă unei curgeri turbulente este scara Kolmogorov η , dat fiind faptul că scările mai mici decât η sunt dominate de forțele vâscoase. Totodată, cea mai mare scară este scara integrală \hat{l}_0 , care măsoară dimensiunea scărilor energetice. D. Wilcox a arătat o interdependența între scara cea mai mică, scara cea mai mare și numărul Reynolds pentru o curgere turbulentă omogenă și izotropă

$$\frac{\hat{l}_0}{\eta} = O\left(Re^{3/4}\right), \quad (3)$$

ceea ce implică faptul că pentru a descrie toate scările de mișcare într-un volum de control sunt necesare cel puțin $\left(Re^{9/4}\right)$ grade de libertate. Adicional, cele mai mici scări de timp prezente în curgere satisfac relația $t = O\left(Re^3\right)$. Majoritatea curgerilor atestate în sistemele de conversie au numere Reynolds $Re > 10^5$ și, ținând cont de puterea de calcul existentă, este imposibilă rezolvarea directă a întregului spectru al scărilor turbulente prezente în curgere. Prin urmare, metoda simulării numerice directe (DNS), care constă în soluționarea ecuațiilor Navier-Stokes discretizate pe o rețea de calcul cu o rezoluție spațială și temporală foarte fină, astfel încât să includă toate scările de mișcare dintre η și \hat{l}_0 , nu este fezabilă.

Pentru a reduce numărul gradelor de libertate în spațiu și timp la un nivel fezabil pentru probleme ingineresti, există două opțiuni: rezolvarea ecuațiilor mediate temporal în maniera Reynolds (metoda RANS) sau filtrarea ecuațiilor spațial (metoda LES).

Se consideră descompunerea Reynolds a câmpului de viteze

$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$, unde $\langle \mathbf{u} \rangle$ este media temporală definită prin relația:

$$\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dt, \quad (4)$$

iar $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)'$ reprezintă fluctuațiile. Ținând cont de proprietățile medierii temporale, în absența forțelor masice, ecuațiile Navier-Stokes (1-2) sunt rescrise sub forma:

$$\frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} - \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_j}, \quad (6)$$

unde $i = 1, 2, 3$, iar τ_{ij}^R este partea deviatoare a tensorului tensiunilor turbulente Reynolds, definit prin relația:

$$\tau_{ij}^R = -\langle u_i' u_j' \rangle + \frac{1}{3} \langle u_i' u_i' \rangle \delta_{ij}, \quad (7)$$

iar $\bar{p} = p + 2/3 \delta_{ij} k$ este presiunea modificată și $k = 1/2 \langle u_i' u_i' \rangle$ este energia cinetică turbulentă.

O alternativă a descompunerii Reynolds constă în separarea frecvențelor joase (ori echivalent scărilor mari) de frecvențele înalte (scările mici), prin utilizarea unui operator de filtrare aplicat câmpului de viteze:

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega} G(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \bar{\Delta}) \mathbf{u}(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}', \quad (8)$$

unde funcția strict pozitivă G este nucleul filtrului și $\bar{\Delta}$ este lățimea filtrului.

În descompunerea filtrată $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t)$, vitezele mediate spațial $\bar{\mathbf{u}}$ conțin toate frecvențele spectrului \mathbf{u} până la o frecvență de tăiere κ_c sau, echivalent, până la o scară de lungimi $\bar{\Delta}$ și astfel sunt anulate toate scările mișcării mai mici decât lățimea filtrului $\bar{\Delta}$.

Aplicând descompunerea filtrată, se obțin ecuațiile Navier-Stokes filtrate:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_j} = 0, \quad (10)$$

unde τ_{ij}^R este partea deviatoare a tensorului SGS, similar tensorului tensiunilor Reynolds.

Pentru a închide sistemul de ecuații Navier-Stokes mediate în maniera Reynolds (5-6) sau filtrate spațial (9-10), este necesar de definit modele suplimentare pentru tensorul de tensiune Reynolds sau tensorul de tensiune SGS. Se poate utiliza ipoteza Boussinesq, conform căreia partea deviatoare a tensorului Reynolds sau a tensorului SGS, τ_{ij}^R depinde liniar de tensorul vitezelor de deformație \bar{S}_{ij} , asociat câmpului de viteze mediate sau filtrate $\bar{\mathbf{u}}$

$$\tau_{ij}^R = \nu_T \bar{S}_{ij}, \quad (11)$$

unde ν_T reprezintă viscozitatea turbulentă, care este furnizată de diferite modele de turbulență.

Din punctul de vedere al aplicațiilor ingineresti, ținând cont de numărul enorm de grade de libertate necesar curgerilor la numere Reynolds mari, metoda DNS nu este fezabilă. Comparativ cu metoda RANS, ordinul de amplificare a puterii de calcul necesare metodei DNS este de 10^{10} . Totodată, și efortul computațional asociat metodei LES este deocamdată foarte ridicat, reieșind din dimensiunea caracteristică a celulelor din rețeaua de calcul necesară rezolvării structurilor turbulente din domeniul inerțial. Astfel, simularea LES a curgerii în vecinătatea palei aerodinamice necesită resurse de calcul de 10^6 mai mari decât simularea RANS.

Alternativele acestor trei abordări sunt metodele adaptive DNS/LES sau metodele-hibrid RANS/LES. Metodele adaptive DNS/LES se bazează pe tehnici de adaptivitate a rețelei de calcul și pe teoria dualității, similare celor din MEF, iar metodele-hibrid, care includ metodele VLES, DES, DDES și SAS au fie o aplicabilitate redusă, fie necesită resurse computaționale și de timp indisponibile la momentul actual.

Pentru a închide și a rezolva numeric sistemul de ecuații (5-6) furnizat de metoda RANS, urmează de modelat partea deviatoare a tensorului de tensiune Reynolds τ_{ij}^R . Din punctul de vedere al aplicabilității la simularea curgerii turbulente în sisteme de conversie a SRE în [2] au fost considerate următoarele modele:

- **Modelul cu zero ecuații**, în care viscozitatea turbulentă este determinată printr-o relație algebrică, fiind necesar de a cunoaște *a priori* lungimea de amestec;

- **Modelul Prandtl cu o ecuație**, ce se bazează pe ipoteza Boussinesq, iar viscozitatea turbulentă este în funcție de lungimea de amestec și de energia cinetică turbulentă k , care este soluția unei ecuații de transport. Rata de disipare a energiei cinetice ε în acest caz este determinată algebric;

- **Modelul Spalart-Allmaras cu o ecuație**, în care nu este necesar de a specifica lungimea de amestec, iar viscozitatea turbulentă este soluția unei ecuații de transport similare ecuației pentru energia cinetică turbulentă, utilizate în modelul Prandtl;

- **Modelul cu două ecuații k - ε standard**, ce implică rezolvarea ecuației de transport pentru k (identică cu ecuația din modelul Prandtl) și a ecuației pentru ε și nu necesită specificarea *a priori* a parametrilor dependenți de curgere;

- **Modelul cu două ecuații k - ε realizabile**, în care este modificată ecuația de transport pentru rata de disipare a energiei cinetice turbulente ε ;

▪ **Modelul cu două ecuații $k-\varepsilon$ RNG**, care normalizează ecuațiile Navier-Stokes prin metode *Re-Normalisation Group* (RNG) și astfel sunt luate în calcul efectele celor mai mici scări. În consecință, sunt schimbate constantele utilizate în metoda $k-\varepsilon$ standard, iar ecuația pentru ε conține un termen suplimentar;

▪ **Modelul cu două ecuații $k-\omega$ standard**, ce implică rezolvarea ecuațiilor de transport al energiei cinetice turbulente k și al ratei specifice de disipare ω ;

▪ **Modelul cu două ecuații $k-\omega$ SST**, fiind o combinație a modelului $k-\omega$ standard (în care se menține acuratețea modelului în zonele parietale) cu modelul $k-\varepsilon$ (care asigură independența curgerii în zonele îndepărtate);

▪ **Modelul RSM**, care rezolvă toate tensiunile Reynolds introducând șapte ecuații suplimentare. Modelul RSM este unul complex și, comparativ cu celelalte modele mai simple (cu una sau cu două ecuații), induce un efort computațional și un consum de timp mai mari;

▪ **Modelul ASM**, în care se cuantifică anizotropia tensiunilor Reynolds fără a rezolva ecuațiile de transport din modelul RSM, substituindu-le cu ecuații algebrice, reprezentând astfel o alternativă mai economică a modelului RSM.

Spre deosebire de curgerile turbulente libere, majoritatea curgerilor turbulente relevante studiului SRE se produc în prezența (cel puțin parțială) unor suprafețe solide (pale aero- sau hidrodinamice, nacele, difuzoare, turnuri sau structuri de suport). Datorită prezenței unui perete, comportamentul curgerii și structura turbulenței sunt diferite de ceea ce se atestă în curgerile turbulente de forfecare libere.

Tensiunea totală în fluid este suma tensiunilor vâscoase și a tensiunilor Reynolds

$$\tau = \rho \nu \frac{d\langle u \rangle}{dy} - \rho \langle u'v' \rangle, \quad (12)$$

iar condiția de aderență la perete a fluidului implică faptul că tensiunea turbulentă la perete este zero (întrucât fluctuațiile la perete sunt nule), și tensiunea totală la perete este datorată numai forțelor vâscoase. Totodată, în vecinătatea imediată a peretelui tensiunea turbulentă crește brusc, iar la o distanță nu prea mare de la acesta tensiunea turbulentă devine dominantă.

Se introduc distanța caracteristică y^+ și viteza caracteristică u^+ prin normalizare cu scara vâscoasă și viteza de frecare a distanței de la perete y și a vitezei mediate $\langle u \rangle$, respectiv. Valoarea parametrului y^+ determină ponderea relativă dintre procesele vâscoase și procesele turbulente la tensiunile totale. Regiunea de lângă perete este subdivizată în câteva zone, în funcție de legile la perete care descriu corelațiile dintre y^+ și u^+ (figura 2). După cum remarcă Pope [23], dat fiind faptul că scara de lungimi asociată turbulenței depinde liniar de y , este necesar de a avea o rezoluție extrem de fină a rețelei de calcul în zona parietală și, prin urmare, este imposibil din punct de vedere practic de a rezolva toate scările de lungimi în curgerea de lângă perete (figura 2). Această dificultate este amplificată pentru curgeri la numere Reynolds mari, fiindcă grosimea stratului limită este invers proporțională cu Re . Cu cât centroidul primei celule prismatice este mai aproape de perete, cu atât este descrisă mai precis dinamica curgerii de lângă perete. Atunci când centroidul primei celule prismatice se află la distanța $0,2y^+$ de la perete, majoritatea scărilor asociate substratului vâscos vor fi rezolvate. Totodată, atunci când centroidul primei celule prismatice se află în zona legii loga-

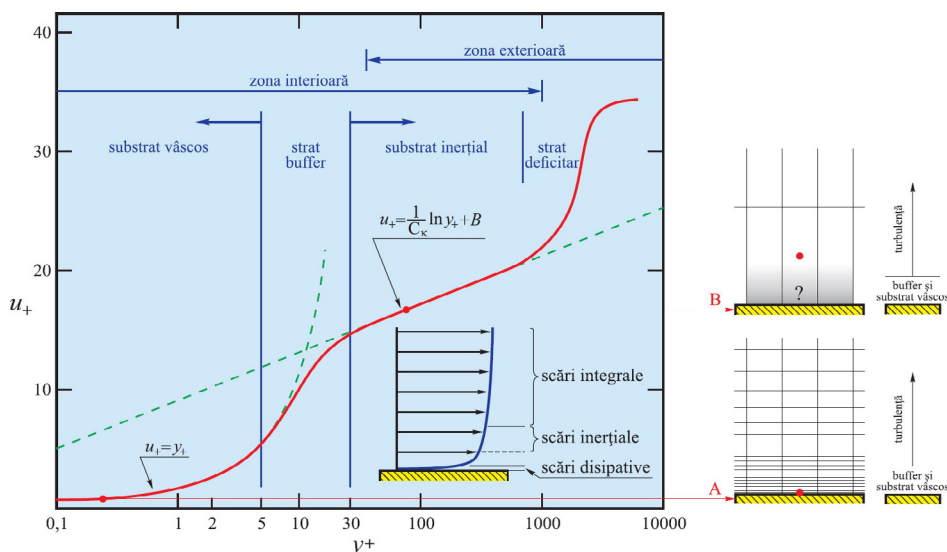


Figura 2. Legile la perete și zonarea stratului limită.

ritmice, fiind la o distanța mult prea mare de la perete, este imposibil de a descrie corect parametrii curgerii din substratul vâscos. Pentru cazul în care rezoluția foarte fină a rețelei de calcul este imposibilă sau prea costisitoare, se va utiliza funcția la perete, care specifică variația profilului vitezei mediate în conformitate cu distanța de la perete. O altă dificultate rezidă în faptul că tensiunea de frecare la perete nu este cunoscută *a priori* și, prin urmare, valoarea lui y^+ urmează a fi estimată sau determinată iterativ în timpul simulărilor.

Discretizarea în spațiu și timp a ecuațiilor RANS reprezintă următoarea etapă în simularea numerică a curgerilor turbulente. În acest context, devin importante aspecte ce țin de precizia, convergența și stabilitatea soluțiilor numerice ale ecuațiilor discretizate. Dintre toate metodele numerice de discretizare, se recomandă pentru rețele nestructurate metoda elementului finit, bazată pe volume de control, în care inițial se consideră o rețea de calcul de elemente finite, utilizate pentru descrierea variației variabilelor. Volumele de control sunt formate în jurul fiecărui nod, conectând centroidele elementelor adiacente și mijlocurile laturilor, iar ecuațiile algebrice sunt obținute prin constrângerea formei integrale a ecuațiilor de curgere la aceste volume de control. Integrând numeric ecuațiile de conservare pe fiecare volum de control, se obține o ecuație algebrică discretizată sub forma:

$$a_P \phi_P = \sum_{j=1}^{n_f} a_j \phi_j + b, \quad (13)$$

unde sumarea se face după toate suprafețele care mărginesc volumul de control. Considerând toate volumele de control, se obține un sistem de ecuații liniare:

$$a_P^i \phi_P^i = \sum_{j=1}^{n_f} a_j^i \phi_j^i + b^i, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (14)$$

unde N este numărul total al volumelor de control, iar necunoscutele sunt valorile ϕ_j^i .

Sistemul liniar (13) se rezolvă cu metoda Algebraic Multigrid. La fiecare iterație sunt calculate valorile variabilei ϕ în nodul de calcul P . Pentru a accelera convergența sau a crește stabilitatea, se utilizează scheme de subrelaxare:

$$\phi^{(n)} = \phi^{(n-1)} + \alpha_u (\tilde{\phi}^{(n)}) - \phi^{(n-1)}, \quad (15)$$

unde $\tilde{\phi}^{(n)}$ este soluția iterativă a ecuației (12), iar $\alpha_u > 0$ este factorul de relaxare. Pentru curgeri turbulente, subrelaxarea $0 < \alpha_u < 1$ este opțiunea recomandată, fiindcă în acest caz, deși descrește viteza de convergență, crește stabilitatea soluției prin diminuarea oscilațiilor în soluția discretizată cauzată de erorile numerice.

Procesul iterativ continuă până diferența dintre două soluții iterative consecutive este mai mică decât valoarea specificată, iar ecuațiile de conservare sunt satisfăcute pe fiecare volum de control cu un grad de precizie stabilit. Acest grad de precizie se cuantifică prin intermediul reziduurilor. Atestarea convergenței se face prin monitorizarea reziduurilor și monitorizarea variabilelor de interes: momentul calculat la axul rotorului, coeficientul de portanță și coeficientul de rezistență.

Deși gradientul de presiune este prezent în ecuațiile de mișcare într-o curgere turbulentă, valorile presiunii nu rezultă direct din ecuații. Algoritmii de cuplare presiune-viteză permit calculul presiunii din ecuațiile de mișcare și continuitate, cel mai des utilizat fiind algoritmul SIMPLE, propus de Patankar și Spalding în 1972.

În algoritmul SIMPLE se consideră un câmp de presiuni inițial p_0 , cu care se determină vitezele și se obține o ecuație de corecție pentru presiunea p' , similară cu ecuațiile de convecție-difuzie pentru volumele de control:

$$a_P p' = \sum_{j=1}^{n_f} a_j p'_j + b', \quad (16)$$

unde termenul b' cuantifică dezechilibrul din ecuația de continuitate. Ecuațiile de corecție sunt rezolvate pentru toate volumele de control și se corectează câmpul de presiuni

$$p = p_0 + \alpha_p p', \quad (17)$$

unde α_p este factorul de subrelaxare pentru presiune. Algoritmul SIMPLE a fost îmbunătățit prin modificările mai economice SIMPLER și SIMPLEC. Algoritmul PISO este o variantă a algoritmului SIMPLE, în care corecțiile de presiune sunt calculate iterativ de 3 ori. Pentru curgerile nepermanente este recomandabil algoritmul PISO.

Pornind de la analiza fenomenelor și efectelor desfășurate în rotoarele eoliene ale sistemelor de conversie a SRE și în special în vecinătatea palelor aerodinamice, au fost identificate, argumentate și aplicate modele matematice, metode numerice și algoritmii din cadrul CFD pentru simularea numerică a curgerii turbulente în zona rotorului eolian, în special în vecinătatea palelor aero-hidrocinamice, considerând resursele de calcul și timp disponibile [2].

În baza simulărilor CFD, autorul a elaborat concepte constructiv-funcționale ale rotoarelor aerodinamice, bazate pe soluții tehnice inovative, care asigură un randament sporit al conversiei energiei în turbinele eoliene (TE) de putere mică, inclusiv conceptul rotorului basculant cu orientarea lui la direcția vântului

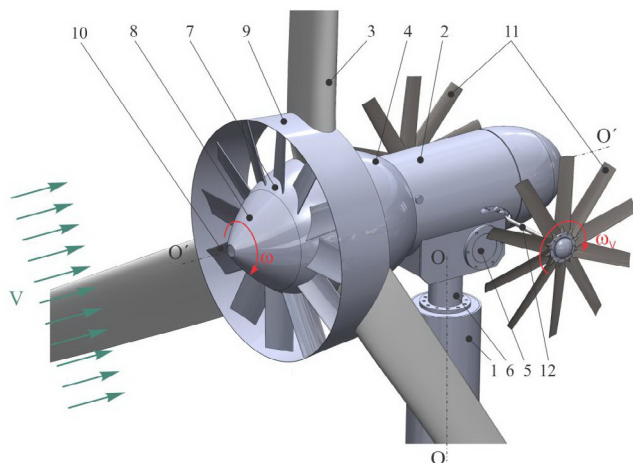


Figura 3. Turbină eoliană cu orientare aerodinamică la direcția vântului prin roți-windrose [3, 4].



Figura 4. Turbină eoliană cu rotor basculant și orientare la direcția vântului prin roți-windrose instalată în parcul UTM [5].

prin intermediul roților-windrose cu profil aerodinamic al paletelor (figura 3). Utilizarea roților-windrose este dictată de necesitatea sporirii fiabilității exploatareii TE și a reducerii componentelor electronice și costului acestora. Orientarea rotoarelor pe direcția curenților de aer cu roți-windrose poate fi eficientă în cazul TE dotate cu generatoare termice, care se caracterizează prin coeficient sporit de suprasarcină și nu necesită scoaterea rotorului de sub acțiunea vântului la viteze $V > 11-12$ m/s. În TE cu generatoare electrice

cu orientare prin roți-windrose, scoaterea rotorului aerodinamic de sub acțiunea vântului poate fi realizată prin bascularea acestuia, astfel încât suprafața baleiată de pale să se micșoreze.

În figura 4 este prezentată TE cu rotor basculant orientat la direcția vântului prin roți-windrose, dotată cu difuzor convergent amplasat coaxial și pale cu profiluri cu performanța aerodinamică $C_p(\lambda)$, majorată prin soluții tehnice inovative propuse în baza simulărilor CFD.

BIBLIOGRAFIE

1. Arnold V. I. Instability of dynamical systems with several degrees of freedom, *Sov. Math. Dokl.* 5, 581-585, 1964.
2. Bostan V. Modele matematice în inginerie. Probleme de contact. Modelări și simulări numerice în aero-hidrodynamică. Chișinău: Bons Offices, 2014.
3. Bostan V. Brevet de invenție MD 4212, BOPI nr. 3/2013, Turbină eoliană cu roți-windrose aerodinamice.
4. Bostan V. Brevet de invenție MD 4213, BOPI nr. 3/2013, Turbină eoliană.
5. Bostan V. Brevet de invenție MD 661, BOPI nr. 7/2013. Turbină eoliană cu pale aerodinamice sorbante.
6. Friess C., Manceau R. Investigation of the equivalence of two hybrid temporal-LES methods based on elliptic blending in separated flows. In: Hanjalic, K., Nagano, Y., Borello, D., Jakirlic, S. (Eds.), *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 7, 2012.
7. Frohlich J., von Terzi D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences* 44 (5), 2008.
8. Frisch U. *Turbulence, the Legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge Univ. Press, 1995.
9. Von Karman T. On the statistical theory of turbulence. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 23, 98, 1937.
10. Von Karman T., Howarth L. On the statistical theory of isotropic turbulence. *Proc. Roy. Soc. A*, 164, 192, 1938.
11. Kolmogorov A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number. *Dokl. Acad. Nauk. SSSR* 30, 9-13, 1941.
12. Kolmogorov A. N. On degeneration (decay) of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid. *Dokl. Acad. Nauk. SSSR* 31, 538-540, 1941.
13. Kolmogorov A.N. Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. *Dokl. Acad. Nauk. SSSR* 32, 16-18, 1941.
14. Kolmogorov A.N. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number, *J. Fluid Mech.* 13, 82-85, 1962.
15. Ladyzhenskaya O. *The Mathematical Theory of Viscous Incompressible Flow*, revised English edition, Gordon & Breach, New York, 1963.

16. Launder B.E., Spalding D.B. *Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, 1972.
17. Launder B.E., Reece G.J., Rodi W. Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.* 68, 537-566, 1975.
18. Lesieur M., Metais O. New trends in large-eddy simulations of turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 28, 45-82, 1996.
19. Meneveau C., Katz J. Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 32, 1-32, 2000.
20. Menter F.K., Egorov Y. Scale-adaptive simulation method for unsteady flow predictions, Part 1: Theory and model description, *Journal of Flow Turbulence and Combustion*, Vol. 85, 1, pp.113-138, 2010.
21. Menter F.K., Kuntz M. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles, *Proc. Aerodynamics of heavy vehicles*, Asilomar, Ca, 2002.
22. Orszag S.A., Patterson G.S. Numerical simulation of turbulence: statistical models and turbulence, *Lecture Notes in Physics* 12, 127-147, Springer-Verlag, Berlin, 1972.
23. Pope S.B. *Turbulent flows*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000.
24. Prandtl L. Bericht uber Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz, *Zs. angew. Math. Mech.* 5, 136-139, 1925.
25. President's Information Technology Advisory Committee, *Computational Science: Ensuring America's Competitiveness*, Report to President, June 2005.
26. Reynolds O. On the dynamical theory of turbulent incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Phil. Trans. R. Soc. London A* 186, 123-161, 1894.
27. Richardson L.F. *Weather Prediction by Numerical Process*, Cambridge Univ. Press, 1922.
28. Ruelle D., Takens F. On the nature of turbulence. *Comm. Math. Phys.* 20, 167-192, 1971.
29. Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M., Travin A. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, 6, pp.1638-1649, 2008.
30. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. In: *The basic experiment*, *Month. Weath. Rev.* 91, 99-165, 1963.
31. Smale S. Diffeomorphisms with many periodic points. In: *Differential and Combinatorial Topology*, Princeton University Press, Princeton, 63-80, 1965.
32. Spalart P. Detached eddy simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics* 41, 2009.
33. Speziale C. Lecture notes in physics: Computing non-equilibrium turbulent flows with time-dependent RANS and VLES. In: *Fifteenth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*. Vol. 490. Springer. 1997.
34. Taylor G.I. Statistical theory of turbulence, *Proc. Roy. Soc. London A* 151, 421-478, 1935.



Vasile Nașcu. *Tutunăresele*, 1988, u/p, 120 × 110 cm