Amirkabir Journal of Mechanical Engineering

Amirkabir J. Mech. Eng., 53(3) (2021) 343-346
DOI: 10.22060/mej.2020.16877.6458

Development of Blade Element Momentum Theory for Unsteady Flow with Regard to the Dynamic Stall Phenomenon

H. Ettehadi, H. Alisadeghi*

Department of Aerospace Engineering, K.N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran.

ABSTRACT: The first step in turbine blade design is to select tip speed ratio. In this research, the optimum speed ratio is calculated with regard to the dynamic stall phenomenon. The dynamic stall imposes large amplitude loading on airfoil sections and since it occurs in turbine operating envelope in unsteady flow. The purpose of this study was to investigate the effect of unsteady flow with periodic oscillation on the performance of horizontal axis wind turbines. A dynamic stall model is implanted to analyze the static data obtained. Then, using this model and blade element momentum theory, the optimal tip speed ratio is calculated. Also, thrust and power coefficients are plotted in several different tip speed ratios. In addition to dynamic results, static results are plotted in power and thrust graphs. Comparison of these results shows how the dynamic stall causes the deviations of responses to static state. This phenomenon affects the efficiency by -3% as compared to the static stall. Also the optimum tip speed ratio increases in dynamic mode. In addition, time average diagrams of the drag coefficient show that the delay in separation starts approximately from the midpoints of the blade and reaches the maximum value at the root.

Review History:

Received: Aug. 04, 2019
Revised: Dec. 19, 2019
Accepted:Dec. 29, 2019
Available Online: Jan. 23, 2020

Keywords:

Dynamic stall
Blade element momentum
Tip speed ratio
Horizontal axis turbines
Unsteady flow

1. Introduction

The use of Blade Element Momentum (BEM) theory for the design and analysis of Horizontal Axis Wind Turbines (HAWT) is of particular importance in academic research and industry. Blade element momentum theory was first introduced by Glauert [1]. The reason for this widespread acceptance is the simplicity of the code and the good accuracy of the results. In BEM theory, the blades are divided into small elements. To obtain the aerodynamic forces of each element, the experimental data and look-up tables for drag and lift coefficients are used. Using experimental data increases the accuracy of the predicted results [2]. For each segment eight unknown parameters namely, axial induction factor, rotational induction factor, tip loss correction factor, inflow angle and lift, drag and thrust coefficients must be calculated. These parameters can be found using a system of six algebraic equations and two lookup tables for lift and drag coefficients [3].

The most important problem that reduces the accuracy of the results in using BEM theory is the oscillatory behavior of the induction factor in each iteration loop [4]. In such cases, BEMs usually use code written on the basis of the AeroDyn module [5]. This reduces the accuracy of the results. This problem is compounded in cases where the problem is unstable. In these cases, the effects of dynamic coefficients are ignored. For example, the phenomenon of Dynamic Stall (DS) which has a significant effect on the amount of aerodynamic coefficients is ignored [5].

Considering the dynamic stall phenomenon can greatly improve the accuracy of the results. This phenomenon has been modeled by several researchers. One of the successful models is the Beddoes-Leishman (B-L) method. This method performs dynamic stall modeling by dividing the model into three related parts.

The B-L model is the most widely used and extensively tested dynamic stall model in the literature. B-L model primarily tries to simulate the physical mechanisms governing the phenomenon of dynamic stall. These flow mechanisms are simulated by mathematically delaying the lift coefficient of attached

flow, delaying the development of flow separation, and augmenting the lift coefficient through a convecting

leading edge vortex [6].

2. Methodology

The purpose of this paper is to develop the BEM theory with regard to the phenomenon of dynamic stall. In the present study, at first the BEM method and its governing equations will be described, then this method

is verified. The blade-element momentum implementation has been validated using AeroDyn an open-source software from the National Renewable Energy Laboratory. Then, the phenomenon of dynamic stall and its governing equations is explained and the code for predicting the aerodynamic coefficients of dynamic stall is verified. The dynamic stall

*Corresponding author's email: alisadeghi@kntu.ac.ir

Copyrights for this article are retained by the author(s) with publishing rights granted to Amirkabir University Press. The content of this article is subject to the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY-NC 4.0) License. For more information, please visit https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode.

module has been validated against experimental data. Once the dynamic results are obtained, they can be used in BEM theory.

In fact, by modeling the dynamic stall, the look-up table used in BEM theory will be updated and the obtained results will have good accuracy in studying the unstable states. The aim of this work is to answer the following research question: How significant are the unsteady effects on the flow around and the loads on a HAWT blade? This topic investigated by developing a model which couples blade element momentum and DS model.

The numerical model is split into two components:

blade element momentum theory and dynamic stall model, which are coupled as detailed in this section. The flowchart shown in Fig. 1 describes how the DS and BEM combined.

In this study The turbine has uniform thickness NREL S814 profiles at each section, the flow is steady with a current velocity of 2.77 m.s-1, the rotor is normal to the flow and . The oscillation of the flow is a pitching motion of , the reduced frequency, defined , is 0.091.

3. Results and Discussion

In this simulation, the values of power and thrust coefficient of turbine are calculated at over the time (in unsteady state). These values are plotted in Figs. 2 and 3 in term of dimensionless time. Also, the average values of these parameters is plotted on the same graph and compared with the static results. Although in some time steps, the thrust and power coefficients locally exceed the steady coefficient, but

Fig. 1. Flow chart of phases of the study

Fig. 2. Comparison of power coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response

Fig. 3. Comparison of thrust coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response

the overall and average results indicate that the turbine power and thrust are approximately reduced by about three percent compared to static mode.

In Fig. 4, the graph of the power coefficient of turbine is given in terms of tip speed ratio. In this figure, the mean power coefficient in the unsteady state and the static mode (steady state) are compared. As in the previous figure, it can be seen from the comparison of the steady and unsteady flow results that the reduction of the power coefficient and the thrust coefficient in all tip velocity ratios is noticeable. The reason for this is the dynamic stall phenomenon described in detail. Another important point is to increase the value of λopt. λopt is the tip speed ratio of the optimum speed of the turbine. The turbines in this λ produce the highest amount of power possible and have the highest efficiency. As can be seen in the Fig. 4, in unstable mode, the peak point of the graph is moved to the right.

In Fig. 5, the average time value of the drag force coefficient at each blade cross section is shown. As can be

Fig. 4. Comparison of power coefficient over different tip speed ratios, showing the corresponding mean value alongside steady-state response.

Fig. 5. Comparison of mean drag coefficient along the blade span for steady and unsteady conditions

seen, the unstable values of the drag coefficient increase sharply near the root of the blade. This phenomenon occurs because the intensity of flow separation on the surface of the blade increases due to dynamic stall. The two static and dynamic curves of the drag coefficient overlap from about 0.9R to the end of the tip. The reason for their overlap is that, at the end of the blade, the angle of attack is small, so dynamic stall phenomenon does not occur, and the static and dynamic results are similar.

4. Conclusions

In this study, the theory of blade element momentum was developed for unsteady problems (flow with periodic oscillating). Also the performance of a horizontal axis wind turbine for finding the optimum tip speed was investigated. The main difference between such flows, with the uniform flow, is the phenomenon called dynamic stall. This phenomenon occurs when the blade or flow oscillate. This phenomenon delays the point of stall and causes drastic changes in the lift and drag coefficients. Unsteady-state power and thrust coefficient diagrams were obtained using the modified Beddoes-Leishman dynamic model. Also the power coefficient diagram was also calculated against tip speed ratio. The results of the present study show that in unsteady turbines, the power and thrust coefficients decrease about 3% and the λopt ratio of the optimum speed of the turbine design increases. Therefore, using dynamic models and aerodynamic data based on these models can have a significant effect on the change in λopt.

References

[1] H. Glauert, Airplane propellers, in: Aerodynamic theory, Springer, 1935, pp. 169-360.

[2]] X. Liu, C. Lu, S. Liang, A. Godbole, Y. Chen, Influence of the vibration of large-scale wind turbine blade on the aerodynamic load, Energy Procedia, 75 (2015) 873-879.

[3] T. Macquart, A. Maheri, K. Busawon, Improvement of the accuracy of the blade element momentum theory method in wind turbine aerodynamics analysis, in: 2012 2nd International Symposium On Environment Friendly Energies And Applications, IEEE, 2012, pp. 402-405.

[4] A. Maheri, S. Noroozi, C. Toomer, J. Vinney, Damping the fluctuating behaviour and improving the convergence rate of the axial induction factor in the BEMT-based rotor aerodynamic codes, in: European Wind Energy Conference & Exhibition, Athens, Greece, 2006, pp. 1e4.

[5] P.J. Moriarty, A.C. Hansen, AeroDyn theory manual, National Renewable Energy Lab., Golden, CO (US), 2005.

[6] G.T. Scarlett, B. Sellar, T. van den Bremer, I.M. Viola, Unsteady hydrodynamics of a full-scale tidal turbine operating in large wave conditions, Renewable Energy, 143 (2019) 199-213.

HOW TO CITE THIS ARTICLE

H. Ettehadi, H. Alisadeghi, Development of Blade Element Momentum Theory for Unsteady Flow with Regard to the Dynamic Stall Phenomenon, Amirkabir J. Mech Eng., 53(3) (2021) 343-346.

DOI: 10.22060/mej.2020.16877.6458

This page intentionally left blank

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر، دوره ۵۳، شماره ۳، سال ۱۴۰۰، صفحات ۱۴۳۹ تا ۱۴۵۶
DOI: 10.22060/mej.2020.16877.6458

توسعه تئوری مومنتوم المان پره در جریان‌های ناپایا با در نظر گرفتن پدیده واماندگی دینامیکی

حسین اتحادی، حامد علیصادقی*

دانشکده مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی خواجه‌نصیرالدین طوسی، تهران، ایران

خلاصه: اولین گام در طراحی توربین‌های بادی، انتخاب نسبت سرعت نوک می‌باشد. در این پژوهش، محاسبه‌ی سرعت نوک بهینه با در نظر گرفتن واماندگی دینامیکی صورت گرفته است. واماندگی دینامیکی نیروی زیادی روی مقاطع هوابر ایجاد می‌کند و در توربین با جریان ناپایا رخ می‌دهد. هدف این پژوهش بررسی تاثیر جریان ناپایا با نوسان دوره‌ای بر عملکرد توربین‌های بادی محور افقی می‌باشد. ابتدا از یک مدل واماندگی دینامیکی برای تحلیل داده‌های استاتیک موجود استفاده می‌شود، سپس به کمک این مدل نسبت سرعت نوک بهینه با استفاده از تئوری مومنتوم المان پره محاسبه می‌گردد. همچنین ضریب توان و نیروی پیشران توربین در چند نسبت سرعت نوک متفاوت بررسی گردیده است. در نمودارهای ضریب توان و نیروی پیشران، علاوه بر نتایج دینامیک، نتایج استاتیک ترسیم شده است. مقایسه‌ی این نتایج نشان می‌دهد که چگونه واماندگی دینامیکی، باعث انحراف جواب‌ها نسبت به حالت استاتیک می‌شود. نتایج حاکی از آن است که پدیده واماندگی دینامیکی، باعث کاهش ۳% ضریب توان توربین نسبت به جریان پایا می‌گردد. همچنین نسبت سرعت نوک بهینه طراحی توربین، در حالت دینامیک افزایش می‌یابد. در ادامه بررسی نمودارهای متوسط زمانی ضریب پسا نشان می‌دهد که تأخیر در جدایش تقریباً از مقاطع میانی بال شروع می‌شود و در ریشه به مقدار بیشینه می‌رسد.

تاریخچه داوری:
دریافت: ۱۳۹۸/۰۵/۱۳
بازنگری: ۱۳۹۸/۰۹/۲۸
پذیرش: ۱۳۹۸/۱۰/۰۸
ارائه آنلاین: ۱۳۹۸/۱۱/۰۳

کلمات کلیدی:
واماندگی دینامیکی
مومنتوم المان پره
نسبت سرعت نوک
توربین‌های محور افقی
جریان ناپایا

۱-مقدمه

استفاده از نظریه مومنتوم المان پره (بی‌ای‌ام‌تی)[1]، برای طراحی و آنالیز توربین‌های محور افقی، دارای اعتبار ویژه‌ای در تحقیقات دانشگاهی و همچنین در صنعت می‌باشد. تئوری مومنتوم المان پره برای اولین بار توسط گلارت [۱] ارائه شد. علت استقبال گسترده از این نظریه، سادگی کد و دقت خوب نتایج می‌باشد. در نظریه‌ی مومنتوم المان پره، پره‌ها به المان‌های کوچکی تقسیم می‌شوند و برای به دست آوردن نیروهای آیرودینامیکی مربوط به هر المان، از داده‌های تجربی و جداول آماده ضرایب برآ و پسا، استفاده می‌گردد. استفاده از داده‌های تجربی، دقت نتایج پیش‌بینی‌شده را افزایش می‌دهد [۲]. در این نظریه، برای هر المان هشت پارامتر مجهول وجود دارد که عبارت‌اند از : فاکتور القایی محوری[2]، فاکتور القایی چرخشی[3]، فاکتور تصحیح اتلاف نوک[4]، زاویه‌ی جریان[5]، ضرایب برآ[6]، پسا[7] و نیروی پیشران[8]، که هر یک از این پارامترها باید جداگانه محاسبه شوند. این پارامترها توسط شش معادله و دو جدول آماده‌ی داده‌های تجربی محاسبه می‌شوند [۳].

مهم‌ترین مشکل در استفاده از نظریه‌ی مومنتوم المان پره که باعث کاهش دقت نتایج می‌شود، رفتار نوسانی ضریب محور القایی در هر حلقه‌ی تکرار می‌باشد [۴]. در چنین مواردی، در نظریه‌ی مومنتوم المان پره، معمولاً از کدهایی که بر مبنای ماژول ایرودین[9] نوشته شده‌اند استفاده می‌گردد [۵]. که اکثراً افت دقت نتایج را به همراه دارد. این مشکل در مواردی که مسئله ناپایدار است، دوچندان می‌گردد. چراکه در چنین مواردی از اثرات ضرایب دینامیکی، صرف‌نظر

1 Blade Element Momentum Theory (BEMT)
2 Axial induction factor
3 Rotational induction factor
4 Tip Loss Factor Correction
5 Inflow angle
6 Lift coefficient
7 Drag coefficient
8 Thrust coefficient
9 Aerodyn

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: Alisadeghi@kntu.ac.ir

حقوق مؤلفین به نویسندگان و حقوق ناشر به انتشارات دانشگاه امیرکبیر داده شده است. این مقاله تحت لیسانس آفرینندگی مردمی (Creative Commons License) در دسترس شما قرار گرفته است. برای جزئیات این لیسانس، از آدرس https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode دیدن فرمائید.

می‌شود. برای مثال از پدیده‌ی واماندگی دینامیکی[1] که اثر چشمگیری در مقدار ضرایب آیرودینامیکی دارد، صرف‌نظر می‌شود [۵]. با در نظر گرفتن پدیده واماندگی دینامیکی می‌توان تا حد زیادی دقت نتایج را بهبود بخشید. این پدیده توسط چند محقق مدل شده است. یکی از مدل‌های موفق، مدل لیشمن بدوس است. این روش مدل‌سازی واماندگی دینامیکی را بر اساس تقسیم مدل به سه قسمت مرتبط به هم انجام می‌دهد .در ابتدا جریان به‌صورت چسبیده فرض شده و سپس با استفاده از داده‌های قسمت قبل نیروهای آیرودینامیکی با اضافه شدن اثرات ناپایای جدایش جریان به دست می‌آیند و بعدازآن اثرگردابه به وجود آمده و اثرات تأخیری آن بررسی می‌شود. مدل لیشمن-بدوس توسط مراجع مختلفی مورداستفاده قرار گرفته است، به یکی از آن‌ها می‌توان به تحقیق گوپتا و لیشمن [۶] اشاره نمود که با استفاده از این روش، ضرایب آیرودینامیکی را برای هوابر S ۸۰۹ که در توربین‌های بادی مورداستفاده قرار می‌گیرد، در حالت واماندگی دینامیکی موردبررسی قرار داده‌اند. نتایج حاکی از دقت مناسب این روش می‌باشد. پریرا و همکارانش [۷] نیز با استفاده از روش لیشمن-بدووس تحلیل آیرودینامیکی را برای توربین مکزیکو انجام داده‌اند که از مقایسه نتایج شبیه‌سازی و نتایج آزمایشگاهی می‌توان به این نتیجه رسید که این روش از دقت خوبی برخوردار می‌باشد. میلن و همکاران [۸ و ۹]، در بررسی یک توربین با بال‌های نوسان کننده نشان دادند که در نسبت‌های سرعت نوک پایین، جریان به علت پدیده‌ی واماندگی دینامیکی با شدت بیشتری از سطح پره جدا می‌شود، و نیروهای آیرودینامیکی وارد بر مقاطع پره، علی‌الخصوص در ریشه پره، باعث افزایش ۲۵ درصدی خمش می‌گردند. اسکارلت و همکاران [۱۰] اثرات پدیده‌ی واماندگی دینامیکی را در توربین‌های جذر و مدی بررسی نمود. در این توربین‌ها، جریان وارد بر پره، در اثر امواج دریا، دچار نوسان و تلاطم می‌گردد و این خود دلیل محکمی برای حضور پدیده‌ی واماندگی دینامیکی می‌باشد. وی نشان داد چنان چه واماندگی دینامیکی نادیده گرفته نشود، نتایج تئوری تطابق بیشتری با نتایج تجربی خواهند داشت.

در این مقاله، هدف تصحیح نظریه‌ی مومنتوم المان پره با در نظر گرفتن پدیده‌ی واماندگی دینامیکی می‌باشد. در مطالعه حال حاضر، ابتدا روش مومنتوم المان پره و معادلات حاکم بر آن تشریح خواهند شد، سپس این روش صحه‌گذاری می‌شود، در ادامه پدیده‌ی واماندگی دینامیک و معادلات حاکم بر آن بیان می‌گردد و کد مربوط به پیش‌بینی ضرایب آیرودینامیکی واماندگی دینامیک، صحه‌گذاری می‌گردد. پس از به دست آمدن نتایج دینامیک، می‌توان آن‌ها را در نظریه مومنتوم المان پره استفاده نمود. درواقع با این کار، جدول داده‌های تجربی مورداستفاده در تئوری مومنتوم المان پره به‌روز شده و جواب‌های به‌دست‌آمده، دقت خوبی در بررسی حالت‌های ناپایا خواهند داشت.

۲-۱: تئوری مومنتوم المان پره

۲-۱-نیروی محوری

جریان مجرا اطراف یک توربین باد در شکل ۱ نشان داده شده است. این جریان از ۴ ناحیه تشکیل شده است. ناحیه ۱، جریان بالادست توربین باد، ناحیه ۲، جریان قبل از پره‌ها، ناحیه ۳، جریان بعد از پره‌ها و ناحیه ۴، جریان پایین‌دست تیغه‌ها را نشان می‌دهد. بین ناحیه ۲ و ۳ انرژی از باد استخراج می‌گردد و موجب تغییرات فشار می‌گردد. فرض می‌شود که $P_1=P_4$ و $V_2=V_3$ باهم برابر هستند. همچنین می‌توان فرض کرد که جریان بدون اصطکاک است.

بنابراین می‌توان معادله برنولی را اعمال نمود که برابر است با:

$$P_2 - P_3 = \frac{1}{2}\rho\left(V_1^2 - V_4^2\right) \quad (۱)$$

Fig. 1. Axial Stream tube around a wind turbine [11]

شکل ۱. لوله‌ی جریان حول توربین باد [۱۱]

1 Dynamic Stall

از طرفی با توجه به معادله مومنتوم رابطه (۲) برقرار است:

$$dF_x = (P_2 - P_3)\,dA \tag{۲}$$

$$\rightarrow dF_X = \frac{1}{2}\rho(V_1^2 - V_4^2)dA \tag{۳}$$

a به‌عنوان فاکتور القا محوری چنین تعریف می‌گردد:

$$a = \frac{V_1 - V_2}{V_1} \tag{۴}$$

همچنین می‌توان نشان داد که:

$$V_2 = V_1(1-a) \tag{۵}$$

$$V_4 = V_1(1-2a) \tag{۶}$$

با جایگذاری رابطه‌های (۵) و (۶) در رابطه (۳)، رابطه (۷) حاصل می‌گردد:

$$dF_X = \frac{1}{2}\rho V_1^2\left[4a(1-a)\right]2\pi r dr \tag{۷}$$

۲-۲-چرخش جریان

در شکل ۲ چرخش حلقوی جریان مجرا نشان داده شده است که در آن نواحی یک تا چهار مشابه شکل قبلی تعریف شده‌اند.

همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، برای ارضا شدن معادله‌ی بقای مومنتوم زاویه‌ای، جریان مجرا را حلقوی در نظر

Fig. 2. Rotating annular stream tube [11]

شکل ۲: لوله‌ی حلقوی جریان چرخشی [۱۱]

می‌گیرند. دنباله جریان پره با سرعت زاویه‌ای ω و پره‌ها با سرعت زاویه‌ای Ω دوران می‌کنند. مومنتوم لحظه‌ای اینرسی یک حلقه برابر است با:

$$I = mr^2 \tag{۸}$$

مومنتوم لحظه‌ای زاویه‌ای:

$$L = I\omega \tag{۹}$$

گشتاور:

$$T = \frac{dL}{dt} \tag{۱۰}$$

$$\rightarrow T = d\frac{I\omega}{dt} = d\frac{mr^2\omega}{dt} = \frac{dm}{dt}r^2\omega \tag{۱۱}$$

بنابراین برای یک المان کوچک گشتاور متناظر برابر خواهد بود با:

$$dT = \omega r^2(d\dot{m}) \tag{۱۲}$$

برای المان حلقوی دوار نرخ دبی جریان عبارت است از:

$$d\dot{m} = \rho dAV_2 \tag{۱۳}$$

$$d\dot{m} = \rho 2\pi r dr V_2 \tag{۱۴}$$

درنتیجه در رابطه (۱۵) دیفرانسیل گشتاور برابر است با:

$$dT = \rho 2\pi r dr V_2 \omega r^2 = \rho V_2 \omega r^2 2\pi r dr \tag{۱۵}$$

فاکتور القایی زاویه‌ای á را به‌صورت ذیل معرفی می‌شود:

$$\acute{a} = \frac{\omega}{2\Omega} \tag{۱۶}$$

از طرفی $V_2 = V(1-a)$ بنابراین:

$$dT = 4\acute{a}(1-a)\rho V\Omega r^3\pi dr \tag{۱۷}$$

بدین ترتیب تئوری مومنتوم، معادلات را برای نیروی محوری (رابطه (۷)) و نیروی مماسی (رابطه (۱۷)) مشخص می‌کند.

Fig. 3. The blade element model [11]

شکل ۳: مدل المان پره [۱۱]

۳- تئوری المان پره

تئوری المان پره، متکی بر دو فرض است. فرض اول: هیچ تداخل آیرودینامیکی بین المان‌های پره وجود ندارد. فرض دوم: نیروهای وارد بر المان‌های پره فقط توسط ضرایب آیرودینامیکی برآ و پسا تعیین می‌شوند.

در این مدل پره به N المان تقسیم می‌گردد که در شکل ۳ نشان داده شده است. هرکدام از المان‌های پره سرعت‌های چرخشی (Ωr)، طول وتر (c) و زوایای پیچش متفاوت (γ) را تحمل می‌کنند. در هرکدام از المان‌ها، جریان به‌صورت جداگانه محاسبه می‌گردد.

۳-۱- جریان نسبی

جریان اطراف تیغه‌ها در ناحیه ۲ مطابق شکل‌های ۱ و ۲ شروع‌شده و در ناحیه ۳ به پایان می‌رسد. در ورودی پره، جریان چرخشی نمی‌باشد. در خروجی پره، جریان با سرعت دورانی ω چرخش کرده که درواقع چرخش دنباله جریان روی سطح پره معرفی می‌شود. دوران میانگین جریان بر روی تیغه موجب ایجاد چرخش دنباله جریان شده که درواقع همان $\frac{\omega}{2}$ می‌باشد. پره‌ها با سرعت Ω می‌چرخد. سرعت مماسی میانگین هم که بر پره اعمال می‌شود، برابر است با $\Omega r + \frac{\omega r}{2}$ که در شکل ۴ نشان داده شده است. با بررسی شکل ۴ می‌توان رابطه (۱۸) را استنباط نمود:

$$\Omega r + \frac{\omega r}{2} = \Omega r \left(1+\acute{a}\right) \qquad (۱۸)$$

همچنین با توجه به رابطه (۵)، رابطه (۱۹) را می‌توان استخراج نمود:

$$\tan\beta = \frac{\Omega r\left(1+\acute{a}\right)}{V\left(1-a\right)} \qquad (۱۹)$$

از V برای نشان دادن سرعت جریان ورودی V_1 استفاده می‌شود. مقدار β هم در هر المان پره متغیر است. λ_r هم به‌عنوان نسبت سرعت بخش نوک پره به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\lambda_r = \frac{\Omega r}{V} \qquad (۲۰)$$

طبق تعریف نیروهای برآ و پسا عمودی و موازی با جریان ورودی هستند. برای هر المان پره می‌توان رابطه زیر را مشاهده نمود:

$$dF_\theta = dL\cos\beta - dD\sin\beta \qquad (۲۱)$$

$$dF_X = dL\sin\beta + dD\cos\beta \qquad (۲۲)$$

از طرفی dL و dD به ترتیب نیروهای برآ و پسا بر روی المان پره هستند. این دو پارامتر را می‌توان از تعاریف ضرایب آیرودینامیکی برآ و پسا طبق رابطه‌های (۲۳) و (۲۴) محاسبه نمود:

$$dL = C_L \frac{1}{2}\rho W^2 C dr \qquad (۲۳)$$

$$dD = C_D \frac{1}{2}\rho W^2 C dr \qquad (۲۴)$$

اگر B تعداد پره‌ها باشد، با ترکیب رابطه‌های (۲۱) و (۲۳) می‌توان نشان داد که:

Fig. 4. Flow onto the turbine blade [12]

شکل ۴: جریان روی پره‌ی توربین [۱۲]

$$dF_X = B\frac{1}{2}\rho W^2(C_L\sin\beta + C_D\cos\beta)cdr \quad (۲۵)$$

$$dF_\theta = B\frac{1}{2}\rho W^2(C_L\cos\beta - C_D\sin\beta)cdr \quad (۲۶)$$

گشتاور بر روی المان برابر خواهد بود با:

$$dT = B\frac{1}{2}\rho W^2(C_L\cos\beta - C_D\sin\beta)cdr \quad (۲۷)$$

این معادلات می‌توانند با توجه به β و W ازلحاظ عوامل القایی و غیره بیان شوند (رابطه‌های (۲۱) و (۲۲)). با جایگزینی و انجام برخی از عملیات جبری خواهیم داشت:

$$dF_X = \sigma'\pi\rho\frac{V^2(1-a)^2}{\cos^2\beta}(\mathrm{C}_L\sin\beta + \mathrm{C}_D\cos\beta)rdr \quad (۲۸)$$

$$dT = \sigma'\pi\rho\frac{V^2(1-a)^2}{\cos^2\beta}(\mathrm{C}_L\cos\beta - \mathrm{C}_D\sin\beta)r^2dr \quad (۲۹)$$

σ' استحکام یا سختی موضعی نامیده می‌شود و به‌صورت زیر تعریف می‌گردد:

$$\sigma' = \frac{BC}{2\pi r} \quad (۳۰)$$

وجود گردابه‌ها در نوک پره باعث اتلاف انرژی می‌شود. این پدیده را با فاکتور تصحیح اتلاف نوک در معادله به مومنتوم با ضریب Q تعدیل می‌کنند.

$$Q = \frac{2}{\pi}\cos^{-1}\left[\exp\left\{-\left(\frac{\frac{B}{2}\left[1-\frac{r}{R}\right]}{\left(\frac{r}{R}\right)\cos\beta}\right)\right\}\right] \quad (۳۱)$$

$$dF_X = Q\rho V_1^2(4a)(1-a)\pi rdr \quad (۳۲)$$

$$dT = Q4\acute{a}(1-a)\rho V\Omega r^3\pi dr \quad (۳۳)$$

۴- معادلات مومنتوم المان پره

در حال حاضر چهار معادله وجود دارد که دو مورد آن تئوری مومنتوم بوده و نیروی پیشران محوری و گشتاور را با توجه به پارامترهای جریان توضیح می‌دهد (رابطه‌های (۳۲) و (۳۳)). همچنین دو مورد دیگر آن نیروهای پره بوده که درواقع نیروی محوری و گشتاور را با توجه به پارامترهای ضرایب آیرودینامیکی برآ و پسا هوابر توضیح می‌دهد (رابطه‌های (۲۸) و (۲۹)). با برابر قرار دادن معادلات مذکور با یکدیگر معادلات نهایی به‌دست‌آمده بدین‌صورت خواهند بود:

$$\frac{a}{1-a} = \frac{\sigma'[C_L\sin\beta + C_D\cos\beta]}{4Q\cos^2\beta} \quad (۳۴)$$

$$\frac{a'}{1-a} = \frac{\sigma'[C_L\cos\beta - C_D\sin\beta]}{4Q\lambda_r\cos^2\beta} \quad (۳۵)$$

از رابطه‌های (۳۴) و (۳۵) برای طراحی توربین‌های بادی استفاده می‌شود.

$$dp = \Omega dT \quad (۳۶)$$

سهم کل توان در هر حلقه عبارت است از:

$$p = \int_{r_h}^{R} dpdr = \int_{r_h}^{R}\Omega dTdr \quad (۳۷)$$

توان کل روتور عبارت است از:

که در آن r_h شعاع هاب روتور می‌باشد. ضریب توان c_p عبارت

$$c_p = \frac{p}{p_{wind}} = \frac{\int_{r_h}^{R}\Omega dT}{\frac{\rho\pi R^2V^3}{2}} \quad (۳۸)$$

است از :

۵- واماندگی دینامیکی

برای یک مقطع بال نوسان کننده در مقادیر نزدیک به زاویه‌ی حمله‌ی بحرانی استاتیکی، اگر نوسانات باعث ایجاد تغییر سریع در زاویه‌ی حمله شود، واماندگی دینامیکی روی می‌دهد. در جریان‌های یکنواخت، زاویه‌ی حمله‌ی بحرانی با توجه به هندسه برای هر مقطع بال خاص، تعیین می‌شود. به‌بیان‌دیگر، تغییرات عدد رینولدز، اثر چندانی در وقوع واماندگی استاتیکی ندارد. هرچند، هنگامی‌که یک مقطع بال دچار نوسان شدید در گستره‌ی زاویه‌های حمله‌ی دربرگیرنده‌ی زاویه حمله بحرانی می‌شود، زاویه حمله متناسب با حداکثر برآ افزایش می‌یابد و قویاً تابعی از نرخ و دامنه‌ی نوسانات و همچنین رینولدز جریان خواهد بود. این افزایش زاویه حمله، اثر چندانی درروند تغییرات نیروهای آیرودینامیکی تا هنگامی‌که یک گردابه قوی در نزدیکی لبه حمله به وجود نیامده، نخواهد داشت؛ اما به‌محض پدیداری این گردابه، ممان پیچشی دچار تغییرات شدید خواهد شد که در ابتدا به علت حرکت گردابه بر روی سطح بال که آن

Fig. 5. the stages of a dynamic stall hysteresis loop for a sinusoidally changing angle of attack [15]

شکل ۵: حلقه‌ی هیسترزیس واماندگی دینامیکی برای تغییر زاویه‌ی حمله‌ی سینوسی [۱۵]

را ترک می‌کند و به دنباله می‌پیوندد، نیروی برآ ناگاه کاهش می‌یابد. در ادامه برای قسمتی از سیکل حرکت و پس از ورود گردابه به درون دنباله، جریان جداشده در دنباله به فرم کاملاً توسعه‌یافته درمی‌آید. واماندگی ممان در نقطه‌ای روی می‌دهد که تغییرات قابل‌توجه توزیع فشار روی سطح بال، باعث ایجاد یک انحراف منفی در مقدار ممان پیچشی شود. این پدیده به علت حرکت رو به عقب (به سمت لبه‌ی فرار) گردابه‌ی ناشی از جدایش پدیدار می‌شود و عموماً با افزایش پیوسته نیروی برآ همراه است؛ و این همان تفاوت با واماندگی استاتیکی است که در آن کاهش ناگهانی نیروی برآ و ممان دقیقاً در یک‌زمان اتفاق می‌افتد [۱۳]. به جهت درک بهتر آنچه تاکنون بیان شد، با استفاده از تحقیقات موجود در مرجع [۱۴]، در ادامه، رفتار جریان حین طی کردن سیکل حرکت بررسی می‌شود.

شکل ۵ نمایشگر تغییرات ضریب نیروی عمود بر سطح و ضریب ممان پیچشی در برابر زاویه حمله برای نوسان روی یک بال فرضی می‌باشد. در این شکل و در نقطه‌ی (۱) واماندگی دینامیکی شروع شده است. در این نقطه همان‌گونه که دیده می‌شود، بال نوسان کننده از زاویه حمله بحرانی می‌گذرد بدون این‌که در وضعیت تعادل لزج-غیرلزج در اطراف مقطع بال تغییر ایجاد کند. اولین نشانه از آشفتگی در جریان لزج، در نقطه‌ی (۲) رخ می‌دهد؛ یعنی درست درجایی که مؤلفه‌ی افقی سرعت جریان، در نزدیکی سطح بالایی بال، تغییر جهت داده و جریان برمی‌گردد. زاویه‌ای که در آن جریان برگشتی شکل می‌پذیرد، بستگی زیادی به هندسه مقطع بال، نرخ و فرکانس نوسان، عدد رینولدز و عدد ماخ جریان خواهد داشت. در اینجا جریان لزج دیگر به سطح چسبیده نیست و ضخامت آن رشد کرده است که درنتیجه یک جریان چرخشی قوی روی بال شروع به شکل‌گیری کرده است. این گردابه بر اساس نوع رژیم واماندگی، در نقطه‌ای روی سطح بال در اینجا نقطه‌ای بین نقطه (۲) و نقطه (۳) تشکیل می‌شود و به سمت لبه فرار رشد می‌کند. این فرآیند باعث افزایش ممان پیچشی روی بال خواهد شد. در اینجاست که اصطلاحاً از واماندگی ممان، نام برده می‌شود. از این لحظه به بعد حرکت گردابه‌ها به سمت لبه‌ی فرار، افزایش برآ و کاهش ممان را شاهد هستیم. همان‌گونه که قبلاً عنوان شد، این روند تاجایی که گردابه‌ها سطح مقطع بال را ترک کنند ادامه خواهد یافت؛ اما به‌محض ورود آن‌ها به درون دنباله، یعنی نقطه (۳)، افت نیروی برآ یا به‌اصطلاح واماندگی برآ شروع می‌شود. ازاینجا تأثیرات واماندگی به‌صورت شدیدی ادامه می‌یابد تا نهایتاً به شرایط واماندگی نهایی، خواهیم رسید. در انتها به‌جایی می‌رسیم که جدایش لایه‌مرزی کاملاً از بین رفته و جریان دوباره به سطح می‌چسبد. برای بررسی واماندگی دینامیکی، سه روش پیشنهاد می‌شود. روش اول استفاده از تجهیزات آزمایشگاهی می‌باشد. روش دوم استفاده از مدل‌های نیمه‌تحلیلی و روش سوم استفاده از روش‌های عددی می‌باشد. از مدل‌های نیمه‌تحلیلی موجود می‌توان به مدل لیشمن-بدوس [۱۴]، مدل اونرا [۱۵] و مدل اسنل [۱۶] اشاره نمود. این مدل‌ها، از داده‌های حالت استاتیک و دائم برای به دست آوردن ضرایب آیرودینامیکی در حالت غیر دائم یا دینامیکی استفاده می‌کنند [۱۷]. مدل استفاده‌شده در مطالعه حال حاضر، مدل لیشمن بدوس اصلاح‌شده می‌باشد.

۵-۱- معادلات حاکم

در این پژوهش برای بررسی اثرات ناپایای جریان، از مدل واماندگی دینامیکی شنگ و همکاران [۱۶] استفاده شده است. مدل شنگ مدلی بر پایه‌ی مدل لیشمن بدوس [۱۷] درجه ۳ می‌باشد که برای جریان‌های با ماخ کوچک برای توربین‌های بادی، اصلاح شده است. در این مدل نیروهای ناپایای وارد بر پره، شامل سه مورد مهم می‌باشند: جریان چسبیده، جدایش لبه‌ی فرار و ریزش گردابه‌های لبه‌ی حمله.

۵-۲- اثرات ناشی از جریان چسبیده:

نیروی برآ، شامل مؤلفه‌های گردشی و غیر گردشی می‌باشد. مؤلفه‌ی غیر گردشی ناشی از اثرات شتاب جریان می‌باشد و مؤلفه‌ی گردشی ناشی از گردش جریان حول هوابر و پدیده‌ی ریزش گردابه‌ها می‌باشد. واگنر [۱۸] رابطه‌ی ضریب برآ گردشی را $c_L^c = 2\pi\alpha_E$ معرفی نمود. که در آن α_E زاویه‌ی حمله‌ی مؤثر است که توسط رابطه‌ی انتگرالی دوهامل محاسبه می‌گردد.

$$\alpha_E = a(0)\Phi(s) + \int_0^s \frac{da(\sigma)}{dt}\Phi(s-\sigma)\,d\sigma \qquad (۳۹)$$

در رابطه‌ی فوق Φ تابع واگنر ، $s = \frac{2u_0 t}{c}$ زمان بی‌بعد شده و $a(0)$ زاویه حمله واقعی است. جانز [۱۹] رابطه‌ی واگنر را برای همگرایی سریع‌تر و بهتر تصحیح کرد که در رابطه (۴۰) مشاهده می‌شود.

$$\Phi(s) \approx 1 - 0.1652e^{-0.0455s} - 0.335e^{-0.3s} \qquad (۴۰)$$

ضریب برآ غیر گردشی (ناشی از شتاب) توسط تقریب هنسن و همکاران [۲۰] به‌دست می‌آید.

$$C_L^{NC} = \frac{\pi c a}{2U_0} \qquad (۴۱)$$

بنابراین ضریب برآ نهایی مربوط به جریان چسبیده عبارت است

$$C_L^P = C_L^C + C_L^{NC} \tag{۴۲}$$

از:

۵-۳- اثرات ناشی از جریان جداشده:

برای به دست آوردن مقدار نیروی ناشی از جریان جداشده، از نظریه‌ی کیرشهف [۲۱] استفاده می‌شود؛ که در آن مکان نقطه‌ی جدایش f به ضریب نیروی قائم استاتیک C_N مرتبط می‌شود. f توسط طول وتر c بی‌بعد شده است. و x فاصله از لبه‌ی حمله می‌باشد. زمانی که لایه‌ی مرزی به‌طور کامل چسبیده به هوابر باشد، f = ۱ در نظر گرفته می‌شود. و زمانی که جدایش به‌طور کامل رخ‌داده باشد f = ۰ می‌باشد. رابطه‌ی بین f و á و C_N بدین‌صورت است:

$$C_N = C_{N_a(a-a_0)}\left(\frac{1+\sqrt{f}}{2}\right)^2 \tag{۴۳}$$

در رابطه (۴۳) $C_{N_\alpha} = \frac{dC_N}{d\alpha}\Big|_{\alpha 0}$، شیب C_N درزاویه‌ی حمله‌ی بدون برا[1] می‌باشد. با استفاده از داده‌های تجربی استاتیک برای C_N مقدار f از رابطه (۴۳) به دست می‌آید. بنابراین مقدار f به ازای هر α محاسبه می‌شود. در مسائل ناپایا، همان‌گونه که گفته شد، جدایش لایه‌ی مرزی به تأخیر می‌افتد. این زاویه‌ی حمله تأخیری که α نامیده می‌شود توسط رابطه (۴۴) محاسبه می‌شود.

$$\frac{d\alpha'}{ds} = -\frac{(\alpha'-\alpha)}{T_\alpha} \tag{۴۴}$$

در رابطه (۴۴)، T_a ثابت تجربی زمان است. پس از محاسبه‌ی α ، نقطه‌ی جدایش دینامیکی، توسط رابطه (۴۵) به دست می‌آید. در این رابطه $\Delta\alpha_1$ ، تفاضل بین زوایای حمله واماندگی دینامیک و استاتیک است.

$$f'(\alpha) = f(\alpha' - \Delta\alpha_1), \qquad \Delta\alpha_1 = \alpha_{cr} - \alpha_{ss} \tag{۴۵}$$

۵-۴-اثرات ناشی از واماندگی دینامیکی:

همان‌طور که گفته شد، پدیده‌ی واماندگی دینامیکی در $\alpha > \alpha_{cr}$ اتفاق می‌افتد. درواقع با اعمال یک تأخیر، در نقطه‌ی جدایش، واماندگی دینامیکی رخ می‌دهد. این تأخیر را می‌توان با رابطه (۴۶) مدل نمود.

$$\frac{df''}{ds} = -\frac{(f''-F')}{T_V} \tag{۴۶}$$

در رابطه‌ی فوق T_V ثابت زمانی گردابه‌ها است. این ثابت زمانی مجموع زمان شکل‌گیری و زمان جابجایی گردابه‌ها است. تابع گردابه توسط لیشمن بدوس به‌صورت رابطه‌ی زیر تعریف شده است:

$$V_Z = \begin{cases} sin^{\frac{3}{2}}\left(\frac{\pi T}{2T_V}\right), & 0 < \tau \le T_V \\ cos^2\left(\frac{\pi(\tau - T_V)}{T_{VL}}\right), & T_V < \tau \end{cases} \tag{۴۷}$$

در رابطه‌ی فوق τ ، ثابت زمانی بی‌بعد (از لحظه‌ی صفر تا لحظه‌ی واماندگی دینامیکی) است و T_{VL} سرعت جابجایی گردابه می‌باشد. رابطه‌ی نهایی مربوط به ضریب برآ، که ناشی از تفاضل بین جدایش استاتیک و دینامیک است، به‌صورت رابطه‌ی ذیل محاسبه می‌گردد.

1 zero lift angle of attack

$$C_N^V = B\left(f' - f\right)V_x \tag{۴۸}$$

در این رابطه B ضریب هندسه شکل هوابر است.

$$C_N^u = C_N^c\left(\frac{1+\sqrt{f''}}{2}\right)^2 + C_N^{nC} + C_N^v. \tag{۴۹}$$

رابطه‌ی نهایی ضریب نیروی قائم به‌صورت زیر به دست می‌آید.

$$C_C^n = \eta C_{Na}\left(a_E - a_0\right)^2\left(\sqrt{f'} - E_0\right), \tag{۵۰}$$

مقدار ضریب نیروی محوری (در راستای وتر) برابر است با:

رابطه‌ی فوق، هیچ ارتباطی به گردابه‌ها ندارد؛ و پارامترهای η و E_0 وابسته به هندسه هوابر هستند. ضریب برآ به‌صورت ذیل به

$$C_L^u = c_N^u\cos\left(a\right) + C_C^u\sin\left(a\right) \tag{۵۱}$$

دست می‌آید:

ضریب پسا ناپایا هم با توجه به مدل هنسن و همکاران [۲۰] به‌صورت ذیل محاسبه می‌گردد:

$$C_D^u = C_D^{st} + C_D^{ind} + C_D^{vis} \tag{۵۲}$$

که در آن

در روابط فوق C_D^{st} ضریب پسا استاتیک و C_0 ضریب پسا در α_0 می‌باشد.

$$C_D^{ind} = C_L^u\left(a - a_E\right), \tag{۵۳}$$

$$C_D^{vis} = \left(C_D^{st} - C_{D0}\right)\left(\frac{1+\sqrt{f''}}{2}\right)^2 - \left(\frac{1+\sqrt{f\left(aE\right)}}{2}\right)^2 \tag{۵۴}$$

۶- مشخصات شبیه‌سازی و اعتبار سنجی مدل:

در این شبیه‌سازی، توربین از پره‌هایی با هوابرهای یکسان NREL S۸۱۴ در کلیه مقاطع ساخته شده است. جریان آزاد به‌صورت ناپایا و دارای نوسان پریودیک می‌باشد. سرعت متوسط جریان ۲/۷۷ $m.s^{-1}$ در نظر گرفته شده و این جریان با شتاب $a_t = 13/8 + 10/75\sin\omega t$ نوسان می‌کند و فرکانس کاسته

جدول ۱. پارامترهای تجربی هوابر NREL S۸۱۴

Table 1. Table of empirical parameters for the NREL S814

پارامتر	مقدار
α_{cr}	۰/۲۴۲۶
α_{ss}	۰/۲۰۰۷
α_0	-۰/۰۵۷۳
C_{D0}	۰/۰۱
C_{Na}	۶/۲۶۷
E_0	۰/۱
η	۱
T_α	۶/۳۳
T_υ	۴
$T_{\upsilon L}$	۶
B	۰/۵

برابر با $K_t = \frac{2\pi\omega}{W} = 0/001$ در نظر گرفته شده است .همچنین روتور توربین عمود بر جریان می‌باشد. پارامترهای تجربی مربوط به هوابر NREL S۸۱۴ در جدول ۱ آورده شده است. این داده‌ها از مرجع [۲۲] گرفته شده‌اند.

در این مطالعه از ترکیب مدل‌های عددی مومنتوم المان پره و واماندگی دینامیکی استفاده شده است. در شکل ۹ الگوریتم و روش حل مسئله، به‌صورت شماتیک نشان داده شده است. با توجه به استفاده از دو مدل عددی واماندگی دینامیکی و مومنتوم المان پره، هریک به‌طور جداگانه صحه‌گذاری خواهند شد. در ابتدا مدل مومنتوم المان پره برای تقریب ضریب نیروی پیشران C_T و ضریب توان C_P توربین، به ازای نسبت سرعت انتهای $(\lambda)\in\{۰/۵,۸\}$ بررسی شده و نتایج آن، با نتایج پیش‌بینی‌شده توسط آیرودین مقایسه شده است. آیرودین یک نرم‌افزار متن‌باز است که توسط آزمایشگاه ملی انرژی تجدیدپذیر آمریکا[1] توسعه داده شده است. همان‌طور که در شکل‌های ۶ و ۷ مشاهده می‌شود نتایج با دقت خوبی با نتایج آیرودین تطابق دارند.

در ادامه درستی مدل واماندگی دینامیکی بررسی شده است. رابطه‌ی بین ضریب برآ و زاویه حمله برای هوابر S۸۱۴ در شکل ۸ نشان داده شده است. در این شکل داده‌های تجربی تونل باد

1 The National Renewable Energy Laboratory (NREL)

Fig. 6. Power coefficient performance curves for a turbine operating in steady conditions

شکل ۶: نمودار ضریب توان توربین در شرایط پایا

دانشگاه اهیو[1] [۲۳] در حالت استاتیک با نتایج دینامیک حاصل از مدل اصلاح‌شده‌ی لیشمن بدوس و نتایج دینامیک آیرودین مقایسه شده‌اند. در این مدل عددی، واماندگی دینامیکی در زاویه حدوداً ۲۳ درجه پیش‌بینی‌شده که با نتایج آیرودین مطابقت خوبی دارد.

۷-نتایج

همان‌طور که قبلاً گفته شد، واماندگی به‌عنوان کاهش ناگهانی در نیروی برآ و افزایش در نیروی پسا تعریف شد. این پدیده زمانی رخ می‌دهد که زاویه‌ی حمله از زاویه‌ی حمله بحرانی بیشتر باشد. این

Fig. 7. Thrust coefficient performance curves for a turbine operating in steady conditions

شکل ۷: نمودار ضریب نیروی پیشران توربین در شرایط پایا

1 o Ohio State University (OSU)

Fig. 8. Lift coefficient against of attack for steady and dynamic conditions

شکل ۸: نمودار ضریب برآ برحسب زاویه‌ی حمله در شرایط استاتیک و دینامیک

اتفاق در مسائلی که دارای لرزش و یا نوسان هستند به‌صورت دیگری خود را نشان می‌دهد. این نوسانات می‌توانند مستقیماً به خود جسم وارد شود و یا بر جریان ورودی اثر بگذارند. در این مسائل واماندگی دینامیکی رخ می‌دهد و ضمناً در حالتی که نوسان وجود نداشته باشد، واماندگی استاتیک رخ می‌دهد. هدف این مطالعه مقایسه عملکرد توربین بادی در شرایط استاتیک و دینامیک می‌باشد. در این شبیه‌سازی مقادیر ضریب توان و ضریب نیروی پیشران توربین درگذر زمان (در حالت ناپایا) محاسبه گردیده‌اند. این مقادیر در نمودار شکل‌های ۱۰ و ۱۱ برحسب زمان بی‌بعد شده (t/T_r) ترسیم شده‌اند. همچنین مقدار میانگین این مقادیر درگذر زمان، در همان نمودار ترسیم گردیده است و با نتایج استاتیک (حالت پایا و بدون نوسان جریان) مقایسه گردیده است. اگرچه در بعضی از گام‌های زمانی، ضریب نیروی پیشران و توان خروجی به‌صورت موضعی از ضریب نیروی پیشران و توان حالت پایا، بیشتر می‌شود ولی نتایج کلی و میانگین، بیان‌گر این است که در جریان ناپایا، توان و نیروی پیشران توربین حدوداً سه درصد نسبت به حالت استاتیک کاهش می‌یابد.

در شکل ۱۲، نمودار ضریب توان توربین برحسب سرعت نوک آورده شده است. در این شکل، ضریب توان میانگین در جریان ناپایا و ضریب توان استاتیک (جریان پایا) با یکدیگر مقایسه شده‌اند. همانند شکل قبلی، از مقایسه نتایج جریان پایا و ناپایا می‌توان پی برد که کاهش ضریب توان و ضریب نیروی پیشران در تمامی نسبت‌های سرعت نوک، محسوس است. علت این اتفاق، پدیده‌ی واماندگی دینامیکی است که به‌طور مفصل توضیح داده شد. نکته‌ی مهم دیگر،

Fig. 9. Flow chart of phases of the Study

شکل ۹: الگوریتم حل مسئله (ترکیب دو مدل واماندگی دینامیکی و مومنتوم المان پره)

Fig. 10(c). Comparison of power coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response at TSR=3.5

شکل ۱۰(ج): مقایسه ضریب توان لحظه‌ای توربین در بازه‌ی زمانی ۱۵ چرخش پره، با ضریب توان میانگین و ضریب توان استاتیک توربین در نسبت سرعت نوک ۳/۵

Fig. 10(a). Comparison of power coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response at Tip Speed Ratio (TSR)=4.5

شکل ۱۰(الف): مقایسه ضریب توان لحظه‌ای توربین در بازه‌ی زمانی ۱۵ چرخش پره، با ضریب توان میانگین و ضریب توان استاتیک توربین در نسب سرعت نوک ۴/۵

Fig. 11(a). Comparison of thrust coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response at TSR=4.5

شکل ۱۱(الف): مقایسه ضریب نیروی پیشران لحظه‌ای توربین در بازه‌ی زمانی ۱۵ چرخش پره، با ضریب توان میانگین و ضریب توان استاتیک توربین در نسبت سرعت نوک ۴/۵

Fig. 10(b). Comparison of power coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response at TSR=4

شکل ۱۰(ب): مقایسه ضریب توان لحظه‌ای توربین در بازه‌ی زمانی ۱۵ چرخش پره، با ضریب توان میانگین و ضریب توان استاتیک توربین در نسبت سرعت نوک ۴

Fig. 11(b). Comparison of thrust coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response at TSR=4

شکل ۱۱(ب): مقایسه ضریب نیروی پیشران لحظه‌ای توربین در بازه‌ی زمانی ۱۵ چرخش پره، با ضریب توان میانگین و ضریب توان استاتیک توربین در نسبت سرعت نوک ۴

Fig. 11(c). Comparison of thrust coefficient over 15 blade rotations, showing the predicted unsteady time history, and corresponding mean value alongside steady-state response at TSR=3.5

شکل ۱۱(ج): مقایسه ضریب نیروی پیشران لحظه‌ای توربین در بازه‌ی زمانی ۱۵ چرخش پره، با ضریب توان میانگین و ضریب توان استاتیک توربین در نسبت سرعت نوک ۳/۵

افزایش مقدار λ_{opt} (نسبت سرعت نوک بهینه) می‌باشد. λ_{opt} برای هر توربین، همان λ_r ای است که به ازای آن، ضریب توان توربین، بیشینه شود. همان‌طور که در شکل مشهود است، در حالت ناپایا، نقطه‌ی پیک نمودار به سمت راست جابجا شده است.

در شکل ۱۳، مقدار متوسط زمانی ضریب نیروی پسا، در هر مقطع پره نشان داده شده است. این نمودار نشان می‌دهد مقادیر پایای ضریب نیروی پسا، در مقایسه با مقادیر ناپایا چه رفتاری دارند. همان‌طور که مشخص است مقادیر ناپایای ضریب پسا، در نزدیکی ریشه پره، به‌شدت افزایش می‌یابند. علت این پدیده این است که در نزدیکی ریشه، به علت وقوع پدیده واماندگی دینامیکی جریان با شدت بیشتری از سطح پره جدا می‌شود و اثرات لزجت جریان، بر ضریب پسا، نمایان می‌گردد. دو نمودار استاتیک و دینامیک ضریب پسا، از حوالی $۰/۳R$ به بعد تا انتهای نوک پره تقریباً بر یکدیگر منطبق می‌شوند. علت انطباق این دو، این است که در زوایای حمله‌ی المان‌های انتهایی پره (زوایای حمله کوچک)، اساسا پدیده‌ی واماندگی دینامیکی رخ نداده، و نتایج استاتیک و دینامیک منطبق بر یکدیگر می‌گردند.

۸- جمع‌بندی

در این پژوهش، تئوری مومنتوم المان پره، برای مسائل ناپایا (جریان با نوسان پریودیک)، توسعه داده شد؛ و عملکرد یک توربین محور افقی جهت یافتن سرعت نوک بهینه بررسی گردید. تفاوت اصلی این‌گونه جریان‌ها، با جریان یکنواخت، وجود پدیده‌ای به نام واماندگی دینامیکی است. علت رخ دادن واماندگی دینامیکی، وجود نوسان در جریان یا پره می‌باشد. این پدیده باعث تأخیر در نقطه‌ی واماندگی و ایجاد تغییرات شدید در نمودارهای ضرایب برآ و پسا می‌شود. نمودارهای ضریب توان و نیروی پیشران توربین در حالت ناپایا، با استفاده از مدل دینامیک تصحیح شده لیشمن بدوس به دست آمد. همچنین نمودار ضریب توان برحسب نسبت سرعت نوک محاسبه شد. نتایج پژوهش حال حاضر، بیان‌گر این است که در توربین‌های ناپایا، ضریب توان و نیروی پیشران حدود ۳ درصد افت کرده و λ_{opt} نسبت سرعت نوک بهینه طراحی توربین، افزایش می‌یابد. لذا استفاده از مدل‌های دینامیکی و داده‌های آیرودینامیکی مبتنی بر این مدل‌ها می‌تواند تاثیر بسیاری در تغییر λ_{opt} داشته باشد. اما افزایش و کاهش آن نیاز به مطالعات بیشتری دارد. در ادامه تأثیر پدیده‌ی واماندگی

Fig. 12. Comparison of power coefficient over different tip speed ratios, showing the corresponding mean value alongside steady-state response

شکل ۱۲: مقایسه ضریب توان دینامیک میانگین توربین در نسبت‌های سرعت نوک متفاوت، با ضریب توان استاتیک توربین

Fig. 13. Comparison of mean drag coefficient alongside the blade span for steady and unsteady conditions

شکل ۱۳: مقایسه متوسط زمانی ضریب پسا برحسب طول پره بی‌بعد شده، در حالت استاتیک و دینامیک

دینامیکی بر ضریب پسا در راستای طول بال بررسی شد. برای نیل به این هدف ضریب پسا در راستای طول پره، در تمامی گام‌های زمانی محاسبه گردید و این ضریب میانگین برحسب راستای طول پره از ریشه تا نوک مورد بررسی قرار گرفت. نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که ضریب پسا در مقاطع نزدیک به ریشه، به علت جدایش شدیدتر جریان ناشی از واماندگی دینامیکی، افزایش شدیدتری دارند و در مقاطع نزدیک به نوک پره، مقادیر استاتیک و دینامیک تقریباً منطبق بر هم می‌باشند.

۹- فهرست علائم

a	عامل القا محوری
$\acute{a}$	عامل القا زاویه‌ای
B	تعداد پره‌ها
ω	سرعت چرخشی دنباله جریان
C	طول وتر هوابر
C_L	ضریب نیروی برآ
C_D	ضریب نیروی پسا
C_P	ضریب توان
D	نیروی پسا
F_x	نیروی محوری
F_θ	نیروی مماسی
L	نیروی برآ، مومنتوم زاویه‌ای
θ	مختصات مماسی
Ω	سرعت چرخش تیغه
σ'	موقعیت پیوستگی
γ	زاویه ورودی هوابر
ρ	چگالی
$\dot{m}$	جرم جریان
N	تعداد المان های پره
P	فشار
P	توان
Q	عامل اصلاح آسیب در نوک پره
r	شعاع و جهت شعاعی
R	شعاع در نوک پره
T	گشتاور
V	سرعت مطلق
W	سرعت نسبی
X	مختصات محوری
β	زاویه جریان نسبی به سوی تیغه‌ها
λ	نسبت سرعت در نوک پره
λ_r	نسبت سرعت محلی در نوک پره
η	تاثیر مکانیکی/ الکتریکی
B	ثابت هندسی
b_1	ثابت چرخشی
b_2	ثابت چرخشی
C_L^P	ضریب برا در جریان چسبیده
C_C^u	ضریب ناپایا نیرو در راستای وتر
C_D^u	ضریب ناپایا
C_N^u	ضریب ناپایا نیرو در راستای عمود بروتر
C_L^v	ضریب نیروی نرمال گردابه
C_D^{ind}	ضریب پسای القایی
C_D^{st}	ضریب پسا استاتیک
C_D^{vis}	ضریب پسا لزج
f	نقطه جدایش
f'	تاخیر نقطه جدایش
f''	تاخیر نقطه جدایش
T_r	پریود چرخش
T_a	ثاتب تاخیر زمانی زاویه
T_{vL}	ثابت انتقال گردابه
α'	نرخ پیچ
α^{rot}	زاویه حمله چرخشی
α_0	زاویه حمله برا صفر
α_E	زاویه حمله موثر

۱۰- مراجع

[1] H. Glauert, Airplane propellers, in: Aerodynamic theory, Springer, 1935, pp. 169-360.

[2] X. Liu, C. Lu, S. Liang, A. Godbole, Y. Chen, Influence of the vibration of large-scale wind turbine blade on the aerodynamic load, Energy Procedia, 75 (2015) 873-879.

[3] T. Macquart, A. Maheri, K. Busawon, Improvement of the accuracy of the blade element momentum theory method in wind turbine aerodynamics analysis, in: 2012 2nd International Symposium On Environment Friendly Energies And Applications, IEEE, 2012, pp. 402-405.

[4] A. Maheri, S. Noroozi, C. Toomer, J. Vinney, Damping the fluctuating behaviour and improving the convergence rate of the axial induction factor in the BEMT-based rotor aerodynamic codes, in: European Wind Energy Conference & Exhibition, Athens, Greece, 2006, pp. 1e4.

[5] P.J. Moriarty, A.C. Hansen, AeroDyn theory manual, National Renewable Energy Lab., Golden, CO (US), 2005.

[6] S. Gupta, J.G. Leishman, Dynamic stall modelling of the S809 aerofoil and comparison with experiments, Wind Energy: An International Journal for Progress and Applications in Wind Power Conversion Technology, 9(6) (2006) 521-547.

[7] R. Pereira, G. Schepers, M.D. Pavel, Validation of the Beddoes–Leishman dynamic stall model for horizontal axis wind turbines using MEXICO data, Wind Energy, 16(2) (2013) 207-219.

[8] I. Milne, A. Day, R. Sharma, R. Flay, The characterisation of the hydrodynamic loads on tidal turbines due to turbulence, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 56 (2016) 851-864.

[9] I. Milne, A. Day, R. Sharma, R. Flay, Blade loads on tidal turbines in planar oscillatory flow, Ocean Engineering, 60 (2013) 163-174.

[10] G.T. Scarlett, B. Sellar, T. van den Bremer, I.M. Viola, Unsteady hydrodynamics of a full-scale tidal turbine operating in large wave conditions, Renewable Energy, 143 (2019) 199-213.

[11] G. Ingram, Wind turbine blade analysis using the blade element momentum method. version 1.1, Durham University, Durham, (2011).

[12] M. Sriti, Improved blade element momentum theory (BEM) for predicting the aerodynamic performances of horizontal Axis wind turbine blade (HAWT), Tech. Mech., 38(12) (2018) 191-202.

[13] E. Gashtasbi, H. Emdad, E. Salimipur, Investigation of the effect of leading edge shape on the dynamic stall of oscillating wing in two dimensional compressible turbulent flow, 8th Iranian Aerospace Society Conference, Isfahan, Iranian Aerospace Society (in persian) (1388).

[14] L.W. Carr, Progress in analysis and prediction of dynamic stall, Journal of aircraft, 25(1) (1988) 6-17.

[15] M. Faber, A comparison of dynamic stall models and their effect on instabilities, (2018).

[16] W. Sheng, R. Galbraith, F. Coton, A modified dynamic stall model for low Mach numbers, Journal of Solar Energy Engineering, 130(3) (2008) 031013.

[17] T. Beddoes, A third generation model for unsteady aerodynamics and dynamic stall, Westland Helicopter Limited, RP-908, (1993).

[18] H. Wagner, Über die Entstehung des dynamischen Auftriebes von Tragflügeln, ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, 5(1) (1925) 17-35.

[19] R.T. Jones, The unsteady lift of a wing of finite aspect ratio, (1940).

[20] M.H. Hansen, M. Gaunaa, H.A. Madsen, A Beddoes-Leishman type dynamic stall model in state-space and indicial formulations, (2004).

[21] B. Thwaites, Incompressible aerodynamics:

an account of the theory and observation of the steady flow of incompressible fluid past aerofoils, wings, Clarendon Press, 1960.

[22] W. Sheng, R.A.M. Galbraith, F.N. Coton, Applications of low-speed dynamic-stall model to the NREL airfoils, Journal of Solar Energy Engineering, 132(1) (2010) 011006.

[23] J. Janiszewska, R.R. Ramsay, M. Hoffmann, G. Gregorek, Effects of grit roughness and pitch oscillations on the S814 airfoil, National Renewable Energy Lab., Golden, CO (United States), 1996.

برای ارجاع به این مقاله از عبارت زیر استفاده کنید:

H. Ettehadi, H. Alisadeghi, Development of Blade Element Momentum Theory for Unsteady Flow with Regard to the Dynamic Stall Phenomenon, Amirkabir J. Mech Eng., 53(3) (2021) 1439-1456.

DOI: 10.22060/mej.2020.16877.6458

این صفحه عمداً خالی است