



Τ.Ε.Ι. Κρήτης
Τμήμα Μηχανικών Φυσικών Πόρων & Περιβάλλοντος Τ.Ε.



ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΩΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥ ΑΞΟΝΑ

ΑΛΕΞΑΝΔΡΟΣ ΚΟΠΕΛΙΑΣ

Επιβλέπων Καθηγητής: Ιωάννης Κατσίγιαννης

Χανιά
Ιούνιος 2014

Όνοματεπώνυμο: Κοπελιάς Αλέξανδρος

Τίτλος: Αεροδυναμική ανεμογεννητριών οριζοντίου άξονα

Title: Aerodynamics of horizontal axis wind turbines

Εξεταστική επιτροπή: Κατσίγιαννης Ιωάννης (επιβλέπων)
Καραπιδάκης Εμμανουήλ
Μαραβελάκης Εμμανουήλ

Περιεχόμενα

Περίληψη	1
Abstract	2
Κεφάλαιο 1: Σύγχρονες Ανεμογεννήτριες.....	3
1.1 Χαρακτηριστικά Ανεμογεννήτριας	3
1.2 Σκοπός της Εργασίας	4
Κεφάλαιο 2: Ο Άνεμος ως Πηγή Ενέργειας.....	6
2.1 Η Φύση του Ανέμου	6
2.2 Γεωγραφική διακύμανση ανέμου.....	8
2.3 Μακροπρόθεσμες διακυμάνσεις ταχύτητας ανέμων.....	9
Κεφάλαιο 3: Αεροδυναμική Ανεμογεννητριών Οριζοντίου Άξονα.....	11
3.1 Εισαγωγή.....	11
3.2 Θεωρία δίσκου ενέργειας (actuator disc).....	12
3.2.1 Θεωρία Ορμής.....	13
3.2.2 Συντελεστής Ισχύος	15
3.2.3 Το όριο Betz	16
3.2.4 Ο συντελεστής ώθησης.....	17
3.3 Θεωρία Ρότορα	18
3.3.1 Περιστροφή ζώνης όμορου.....	18
3.3.2 Θεωρία γωνιακής ορμής	19
3.3.3 Μέγιστη ισχύς	23
3.3.4 Δομή ζώνης όμορου	24
3.4 Μοντέλο κυλινδρικής δίνης του δίσκου ενεργοποίησης.....	26
3.4.1 Εισαγωγή.....	26
3.4.2 Θεωρία κυλινδρικής δίνης	27
3.4.3 Σχέση μεταξύ οριακής κυκλοφορίας και οριακής ταχύτητας.....	29
3.4.4 Δίνη βάσης (ή πηγαία δίνη).....	30
3.4.5 Ροπή και ισχύς.....	32
3.4.6 Πεδίο αξονικής ροής	33
3.4.7 Εφαπτομενικό πεδίο ροής	34
3.4.8 Πεδίο ακτινικής ροής	36
3.4.9 Συμπεράσματα	38
3.5 Θεωρία περωτής ρότορα	38
3.5.1 Εισαγωγή.....	38
3.5.2 Θεωρία στοιχείων περωτής	38
3.5.3 Θεωρία ορμής πτερυγίων.....	41
3.5.4 Καθορισμός ροπής και ισχύς ρότορα.....	44
3.6 Θεωρητικός υπολογισμός αποτελεσμάτων πραγματικής ανεμογεννήτριας	47
Βιβλιογραφία.....	51

Περίληψη

Η χρήση της αιολικής ενέργειας για παραγωγή ηλεκτρισμού, είναι πλέον ευρέως αποδεκτή, με μία μεγάλη βιομηχανία αφιερωμένη στην κατασκευή και εγκατάσταση χιλιάδων MW νέων ανεμογεννητριών ετησίως. Παρόλο που υπάρχουν σημαντικές εξελίξεις, ειδικά στις μεγαλύτερες ανεμογεννήτριες, και αρκετές προκλήσεις παραμένουν, υπάρχει ένας ευυπόληπτος όγκος εμπειριστατωμένης γνώσης σχετικά με την επιστήμη και τεχνολογία των ανεμογεννητριών.

Η διατριβή αυτή σκοπεύει στην καταγραφή μέρους αυτής της γνώσης και στην παρουσίασή του σε μορφή κατάλληλη για τους εμπλεκόμενους με τον σχεδιασμό, την κατασκευή και λειτουργία των εμπορικά ώριμων τύπων ανεμογεννητριών. Συγκεκριμένα, παρουσιάζει τις βασικές έννοιες και γνώσεις που σχετίζονται με την αεροδυναμική των ανεμογεννητριών οριζόντιου άξονα. Ως αποτέλεσμα, δεν αναφέρεται σε έναν μεγάλο αριθμό από ενδιαφέροντα πεδία στα οποία η τεχνολογία των ανεμογεννητριών εξελίσσεται ακόμη με σημαντικά βήματα.

Abstract

The use of wind energy to generate electricity is now well accepted with a large industry manufacturing and installing thousands of MWs of new capacity each year. Although there are exciting new developments, particularly in very large wind turbines, and many challenges remain, there is a considerable body of established knowledge concerning the science and technology of wind turbines.

This thesis attempts to record well-established knowledge that is relevant to wind turbines, which are currently commercially significant. More specifically, it sets out the basis of the aerodynamics of horizontal-axis wind turbines. Thus, it does not discuss a number of interesting research topics or where wind-turbine technology is still evolving rapidly.

Κεφάλαιο 1: Σύγχρονες Ανεμογεννήτριες

1.1 Χαρακτηριστικά Ανεμογεννήτριας

Η απόδοση ισχύος, P , ανεμογεννήτριας δίδεται από τη γνωστή σχέση: $P=(1/2)*C_p*\rho*A*(U^3)$, όπου ρ είναι η πυκνότητα του αέρα (1.225 kg/m^3), C_p ο συντελεστής ισχύος, A η σαρωμένη από τον ρότορα επιφάνεια και U η ταχύτητα ανέμου.

Καθώς η πυκνότητα του αέρα είναι εξαιρετικά χαμηλή, περίπου 800 φορές μικρότερη από αυτή του νερού που κινεί υδροηλεκτρικές μονάδες, οδηγούμαστε άμεσα στο αυξημένο μέγεθος των ανεμογεννητριών. Ανάλογα με το σχεδιασμό, μία ανεμογεννήτρια 1.5 MW, μπορεί να έχει ρότορα διαμέτρου 60m. Ο συντελεστής ισχύος περιγράφει το κλάσμα της ισχύος που μπορεί να μετατραπεί σε μηχανικό έργο. Το θεωρητικό του μέγιστο είναι 0.593 (όριο Benz) και σχετικά μικρές τιμές αιχμής μπορούν να πραγματοποιηθούν. Ο συντελεστής ισχύος μίας ανεμογεννήτριας ποικίλει με τη σχέση ταχύτητας άκρης (τη σχέση ταχύτητας άκρης πτερωτής με την ταχύτητα του ανέμου) και είναι μέγιστη μόνο για μία σχέση ταχύτητας άκρης. Σημαντικές βελτιώσεις του συντελεστού ισχύος αναζητούνται μέσω αλλαγών σχεδιαστικών λεπτομερειών του ρότορα και, μέσω της λειτουργίας σε μεταβλητή ταχύτητα, είναι δυνατή η διατήρηση του μέγιστου συντελεστή ισχύος για μεγαλύτερο εύρος ταχυτήτων. Παρόλλαυτά, αυτά τα μέτρα μπορούν να αποφέρουν μία μέτρια αύξηση της ενεργειακής απόδοσης. Μεγαλύτερης τάξεως αυξήσεις, μπορούν να επιτευχθούν μόνο μέσω αύξησης της σαρωμένης επιφάνειας, ή μέσω της τοποθέτησής τους σε σημεία με υψηλότερες ταχύτητες ανέμου.

Κατά συνέπεια τα τελευταία 10 χρόνια αυξάνεται σημαντικά η διάμετρος του ρότορα, των διαθέσιμων στην αγορά ανεμογεννητριών, από 30 σε πάνω από 60 μέτρα. Διπλασιασμός της διαμέτρου συνεπάγεται τετραπλασιασμό της παραγόμενης ισχύος. Η ταχύτητα του ανέμου έχει, προφανώς, μεγαλύτερη επιρροή καθώς διπλασιασμός της οδηγεί σε τετραπλασιασμό της παραγόμενης ισχύος. Κατά συνέπεια, έχουν υπάρξει σημαντικές προσπάθειες διασφάλισης της ανάπτυξης των αιολικών πάρκων σε περιοχές με αυξημένο αιολικό δυναμικό καθώς και της τοποθέτησης ανεμογεννητριών μέσα σε αιολικά πάρκα. Σε κάποιες χώρες χρησιμοποιούνται πολύ υψηλοί πύργοι για την εκμετάλλευση των αυξανόμενων καθ' ύψος ταχυτήτων ανέμου.

Στο παρελθόν αρκετές έρευνες στόχευσαν στον καθορισμό της βέλτιστης διάστασης, λαμβάνοντας υπόψιν το συνολικό κόστος κατασκευής, εγκατάστασης και λειτουργίας διαφόρων μεγεθών ανεμογεννητριών σε σχέση με την απόδοση κέρδους. Τα αποτελέσματα υποδείκνυαν πως ένα ελάχιστο ενεργειακό κόστος θα απέρρεε από ανεμογεννήτριες διαμέτρου 35-60 m, σε σχέση πάντα με τις υποθέσεις που έγιναν. Πάραυτα, οι εκτιμήσεις αυτές τώρα θα φάνταζαν αρκετά χαμηλές και χωρίς να υπάρχει ξεκάθαρο όριο πέρα από το οποίο οι διάμετροι περωτής, και άρα η παραγωγή ισχύος, να περιορίζεται, ειδικά για υπεράκτιες ανεμογεννήτριες.

Όλες οι σύγχρονες ανεμογεννήτριες εκμεταλλεύονται την παραγόμενη άνωση των περωτών για την περιστροφή του ρότορα. Μία υψηλή γωνιακή ταχύτητα είναι επιθυμητή ούτως ώστε να είναι δυνατή η ελάττωση της απαιτούμενης σχέσης κιβωτίου και αυτό μας οδηγεί σε ρότορες χαμηλής στερεότητας (αναλογία εμβαδού περωτών / σαρωμένο εμβαδό ρότορα). Ο ρότορας χαμηλής στερεότητας λειτουργεί ουσιαστικά σαν ενεργειακός συμπυκνωτής με αποτέλεσμα η περίοδος ενεργειακής ανάκτησης μίας ανεμογεννήτριας, σε ευνοϊκό τοπίο, να είναι μικρότερη του έτους, δηλαδή, η απαιτούμενη ενέργεια για την παραγωγή και εγκατάστασή της, ανακτάται στον πρώτο χρόνο λειτουργίας της.

1.2 Σκοπός της Εργασίας

Η χρήση της αιολικής ενέργειας για παραγωγή ηλεκτρισμού, είναι πλέον ευρέως αποδεκτή, με μία μεγάλη βιομηχανία αφιερωμένη στην κατασκευή και εγκατάσταση χιλιάδων MW νέων ανεμογεννητριών ετησίως. Παρόλο που υπάρχουν συναρπαστικές εξελίξεις, ειδικά στις μεγαλύτερες ανεμογεννήτριες, και αρκετές προκλήσεις παραμένουν, υπάρχει ένας ευυπόληπτος όγκος εμπειριστατωμένης γνώσης σχετικά με την επιστήμη και τεχνολογία των ανεμογεννητριών. Η διατριβή αυτή σκοπεύει στην καταγραφή μέρους αυτής της γνώσης και στην παρουσίασή του σε μορφή κατάλληλη για τους εμπλεκόμενους με τον σχεδιασμό, την κατασκευή και λειτουργία των ανεμογεννητριών. Η συντριπτική πλειοψηφία των εν χρήση σήμερα ανεμογεννητριών είναι επίγειες, οριζοντίου άξονα διασυνδεδεμένες στο δίκτυο.

Στην εποχή μας, υπάρχουν περίπου δύο δισ άνθρωποι χωρίς πρόσβαση στο διασυνδεδεμένο ηλεκτρικό δίκτυο και οι ανεμογεννήτριες, σε σύμπραξη με άλλες γεννήτριες πχ Ντιζελοκινητήρες, ενδέχεται να αποτελέσουν στο μέλλον μέσο ενεργειοδότησης για μέρος αυτού του πληθυσμού. Εντούτοις, τα αυτόνομα ηλεκτρικά

δίκτυα είναι εξαιρετικά δύσκολα στο σχεδιασμό και στην αξιόπιστη λειτουργία, ειδικά σε απομονωμένες περιοχές του κόσμου με περιορισμένο προϋπολογισμό. Ένα αυτόνομο ηλεκτρικό δίκτυο παρουσιάζει όλες τις προκλήσεις ενός μεγάλου εθνικού δικτύου αλλά, λόγω χαμηλής αδράνειας της εγκατάστασης, χρειάζεται ένα τάχιστο εξελιγμένο σύστημα ελέγχου για την διατήρηση της ομαλής λειτουργίας. Κατά τα τελευταία 20 χρόνια έχουν υπάρξει αρκετές απόπειρες χρήσης αυτόνομων αιολικών-ντίζελ συστημάτων σε νησιά ανά τον κόσμο, με περιορισμένη όμως επιτυχία. Αυτή η τάξη εγκαταστάσεων παρουσιάζει τις δικές της ιδιαιτερότητες και, δεδομένης της πολύ περιορισμένης αγοράς επί του παρόντος, ως ειδική περίπτωση, δεν θα εξεταστεί.

Η εγκατάσταση υπεράκτιων ανεμογεννητριών τώρα άρχεται. Τα ελάχιστα αιολικά πάρκα αυτού του τύπου ήδη εγκατεστημένα είναι σε σχετικά ρηχά νερά και προσομοιάζουν επίγεια αιολικά πάρκα, από πολλές απόψεις, βασισμένα στις μεσαίου διαμετρήματος ανεμογεννήτριες. Εκτεταμένου μεγέθους αιολικά πάρκα με ανεμογεννήτριες αρκετών MW αρκετά χιλιόμετρα εκτός ακτής, σχεδιάζονται και θα κατασκευαστούν στα επόμενα χρόνια. Εντούτοις, η τεχνολογία των υπεράκτιων ανεμογεννητριών ακόμα εξελίσσεται σε υπερβολικά ταχύς ρυθμούς για την κάλυψη του αντικειμένου εδώ, όπου επιχειρούμε την παρουσίαση εμπειριστατωμένης μηχανικής πρακτικής.

Στην παρούσα εργασία θα παρουσιάσουμε την θεωρητική υποδομή σχεδιασμού μίας ανεμογεννήτριας, και στο τέλος θα εξάγουμε αποτελέσματα μέσω των παρουσιασμένων εξισώσεων, μίας πραγματικής υπαρκτής ανεμογεννήτριας.

Κεφάλαιο 2: Ο Άνεμος ως Πηγή Ενέργειας

2.1 Η Φύση του Ανέμου

Η περιεχόμενη ενέργεια στον άνεμο μεταβάλλεται ανάλογα με τον κύβο της ταχύτητάς του, κατά συνέπεια η κατανόηση των χαρακτηριστικών του αιολικού δυναμικού είναι κρίσιμη για όλες τις πτυχές της ενεργειακής εκμετάλλευσης του ανέμου, από την αναγνώριση των κατάλληλων πεδίων και τις προβλέψεις οικονομικής βιωσιμότητας έως τον σχεδιασμό των ίδιων των ανεμογεννητριών και την επιρροή τους στα δίκτυα παροχής ηλεκτρισμού και στους καταναλωτές τους ίδιους.

Από τη σκοπιά της αιολικής ενέργειας, το πιο έντονο χαρακτηριστικό του αιολικού δυναμικού είναι η διακύμανσή του. Ο άνεμος είναι εξαιρετικά μεταβαλλόμενος, τόσο τοπικά όσο και εποχιακά. Επιπλέον αυτή η διακύμανσή του σε αρκετά μεγάλη κλίμακα και χωρικά και εποχιακά. Η σημαντικότητα δε αυτής ενισχύεται από την κυβική της σχέση με την περιεχόμενη ενέργεια.

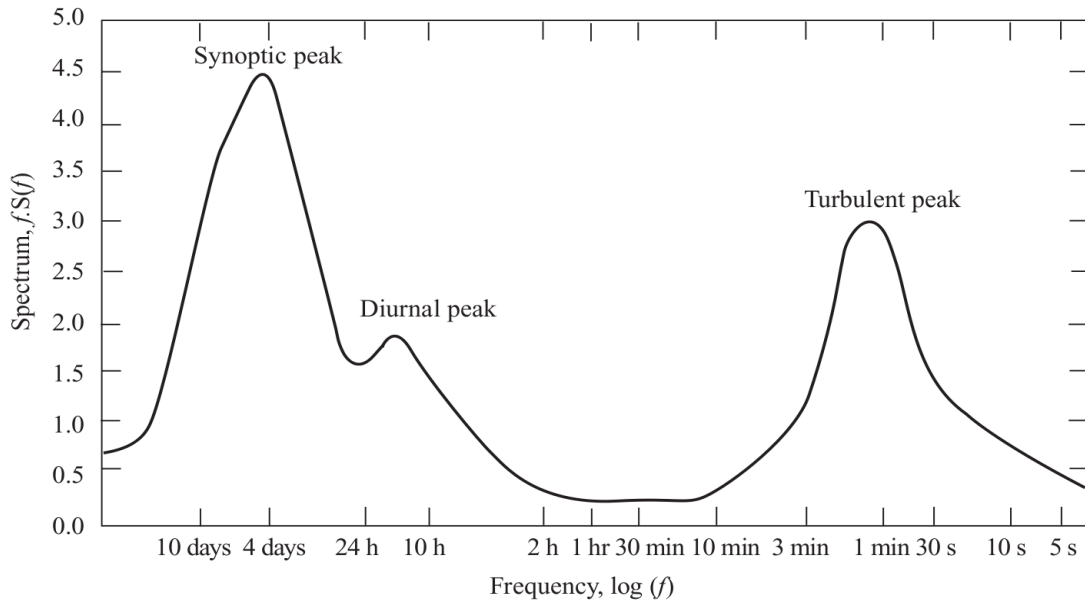
Σε μεγάλη κλίμακα, η χωρική διακύμανση περιγράφει το γεγονός ότι υπάρχουν αρκετές κλιματικές περιοχές ανά τον κόσμο, κάποιες με αρκετά μεγαλύτερο αιολικό δυναμικό από άλλες. Οι περιοχές αυτές καθορίζονται σε μεγάλο βαθμό από το γεωγραφικό πλάτος, το οποίο καθορίζει τον βαθμό ηλιακής έκθεσης. Μέσα σε οποιαδήποτε κλιματική ζώνη παρατηρείται μεγάλη διακύμανση μικρότερης κλίμακας, υψηλά καθορισμένη από την φυσική μορφολογία – την αναλογία ξηράς θάλασσας, το μέγεθος των επίγειων αντικειμένων, η την παρουσία ορεινών όγκων ή κοιλάδων. Το είδος της βλάστησης μπορεί να διαδραματίσει σημαντικό ρόλο στην απορρόφηση ή ανάκλαση της ηλιακής ακτινοβολίας, επιδρώντας στην επιφανειακή θερμοκρασία και στην παρουσία υγρασίας.

Τοπικότερα, η τοπογραφία είναι σημαντικός παράγοντας επιρροής του κλίματος ανεμολογικά. Περισσότερος άνεμος αναμένεται στις κορυφές των βουνών και των λόφων από ότι στα υπήνεμα ορεινών όγκων ή σε κλειστές κοιλάδες. Ακόμα τοπικότερα, οι ταχύτητες ανέμων μειώνονται σημαντικά από εμπόδια όπως κτίρια ή δέντρα.

Σε έναν δεδομένο τόπο, με κλιματική διακύμανση μεγάλης κλίμακας, έχουμε

σημαντικές μεταβολές ανά έτος, και ακόμα μεγαλύτερες ανά δεκαετία. Αυτές οι μεγάλης κλίμακας μεταβολές δεν είναι πλήρως κατανοητές και καθιστούν δύσκολη την ακριβή πρόβλεψη της οικονομικής διακύμανσης δεδομένων σχεδιασμών αιολικών πάρκων.

Σε χρονικές κλίμακες μικρότερες του έτους, οι εποχικές διακυμάνσεις είναι αρκετά πιο προβλέψιμες, παρόλο που υπάρχουν μεγάλες διακυμάνσεις σε αυτές τις κλίμακες που ενώ είναι αρκετά κατανοητές για πάνω από μερικές ημέρες. Αυτές οι “συνοπτικές” διακυμάνσεις σχετίζονται με την μετάβαση βαρομετρικών συστημάτων. Ανάλογα με την τοποθεσία, υπάρχουν αρκετές υπολογίσιμες διακυμάνσεις σχετικές με την ώρα της ημέρας, αρκετά υπολογίσιμες και αυτές. Στις εν λόγω χρονικές κλίμακες, η προβλεψιμότητα του ανέμου είναι σημαντική για την ενσωμάτωση μεγάλων ποσών ενέργειας στο δίκτυο, ώστε να είναι δυνατή η προσαρμογή του υπολοίπου των παραγωγικών εγκαταστάσεων του δικτύου ανάλογα.



Εικόνα (2.1): Φάσμα ανέμων

Σε ακόμη μικρότερη κλίμακα, λεπτών και δευτερολέπτων, η διακύμανση της ταχύτητας του ανέμου γνωστή και ως ανατάραξη μπορεί να επηρεάσει σημαντικά το σχεδιασμό και την απόδοση της εκάστοτε ανεμογεννήτριας, καθώς και την ποιότητα της προσφερόμενης στο δίκτυο ενέργειας και την επίδρασή της στον τελικό καταναλωτή.

Ο Van der Hoven ανέπτυξε το ανεμολογικό φάσμα μακράς και μικρής διάρκειας του Brookhaven, New York, αναδεικνύοντας ξεκάθαρα τις κορυφές που αντιστοιχούν

στην συνοπτική, ημερήσια και τυρβώδη συμπεριφορά του ανέμου (Εικόνα 2.1). Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει το λεγόμενο “φασματικό κενό” που εμφανίζεται ανάμεσα στο ημερήσιο και το τυρβώδες μέγιστο, αναδεικνύοντας ότι οι συνοπτικές και ημερήσιες διακυμάνσεις μπορούν να χειριστούν ως αρκετά διαφορετικές από τις υψηλότερης συχνότητας τυρβώδεις αναταράξεις. Υπάρχει ελάχιστη ενέργεια διαθέσιμη στο φάσμα μεταξύ 2h και 10min.

2.2 Γεωγραφική διακύμανση ανέμου

Σε τελική ανάλυση η κυρίαρχη αιτία δημιουργίας ανέμων είναι η ηλιακή ενέργεια, που προκαλεί την άνιση επιφανειακή θέρμανση της επιφάνειας. Η θέρμανση αυτή είναι εντονότερη σε γήινες μάζες πλησίον του ισημερινού, και προφανώς το μεγαλύτερο μέρος της λαμβάνει χώρα κατά την ημέρα, κατά συνέπεια, η περιοχή της μέγιστης θέρμανσης κινείται στην γήινη επιφάνεια καθώς η Γη περιστρέφεται γύρω από τον άξονά της. Ο θερμαινόμενος αέρας ανέρχεται και κυκλοφορεί στην ατμόσφαιρα για να ξαναβραστείτε στις επιφάνειες των ψυχρότερων περιοχών. Η συνεπαγόμενη μεγάλης κλίμακας κίνηση του αέρα επηρεάζεται σημαντικά από τις δυνάμεις Coriolis λόγω της περιστροφής της Γης. Το αποτέλεσμα είναι μία δομή κυκλοφορίας παγκόσμιας κλίμακας. Κάποια αναγνωρίσιμα χαρακτηριστικά της όπως οι εποχικοί άνεμοι είναι αρκετά γνωστά.

Η μη ομοιογένεια της γήινης επιφάνειας, με τις ιδιαίτερες κατανομές εδαφικών μαζών και ωκεανών, εξασφαλίζει την διατάραξη σε διηπειρωτική κλίμακα της παγκόσμιας αυτής κυκλοφορικής δομής. Οι διακυμάνσεις αυτές αλληλεπιδρούν εξαιρετικά περίπλοκα και μη γραμμικά μεταξύ τους παράγοντας ένα σχετικά χαοτικό αποτέλεσμα, που είναι η πηγή της ημερήσιας κλιματικής δυσπροβλεψιμότητας σε συγκεκριμένες περιοχές. Παρόλα αυτά, οι υποβόσκουσες τάσεις παραμένουν και οδηγούν σε σαφείς κλιματικές διαφορές μεταξύ περιοχών. Οι διαφορές αυτές μετριάζονται από τοπικά τοπογραφικά και θερμικά φαινόμενα.

Η παρουσία λόφων και βουνών οδηγεί στην δημιουργία περιοχών αυξημένων ταχυτήτων ανέμου. Αυτό είναι μερικώς αποτέλεσμα του υψομέτρου – το οριακό στρώμα της Γης συνεπάγεται γενικά την αύξηση της ταχύτητας του ανέμου καθ' ύψους, κατά συνέπεια οι κορυφές μπορούν να 'προβάλλονται' σε στρώματα υψηλότερης ταχύτητας. Επίσης είναι μερικώς αποτέλεσμα της επιτάχυνσης της ροής πάνω και γύρω από λόφους και βουνά, καθώς και λόγω του παροχέτευσης μέσω περασμάτων η πλάι σε κοιλάδες

συγγραμμισμένες με τη ροή. Όμοια, η τοπογραφία μπορεί να δημιουργήσει περιοχές ελαττωμένης ταχύτητας, όπως κλειστές κοιλάδες, περιοχές στα υπήνεμα των κορυφογραμμών ή μέρη όπου η ροϊκή δομή δημιουργεί τελματικά σημεία.

Θερμικά φαινόμενα μπορούν επίσης να οδηγήσουν σε ευυπόληπτες τοπικές διακυμάνσεις. Οι παράκτιες περιοχές είναι συχνά ανεμώδεις λόγω ανισόποσης θέρμανσης μεταξύ ξηράς και θάλασσας. Όσο η θάλασσα είναι θερμότερη της ξηράς, δημιουργείται μία επιφανειακή κυκλοφορία από την ξηρά προς την θάλασσα, καθώς ο θερμός αέρας ανέρχεται της θάλασσας και ο ψυχρός βυθίζεται προς την ξηρά. Με την αναστροφή της θερμοκρασιακής διαφοράς, αναστρέφεται και η ροή του αέρα. Καθώς η ξηρά θερμαίνεται και ψύχεται ταχύτερα της θάλασσας, οι θαλάσσιες και απόγειες αύρες έχουν γενικά 24h κύκλο. Αυτά τα φαινόμενα ήταν πολύ σημαντικά κατά την πρώιμη ανάπτυξη της αιολικής ενέργειας στην Καλιφόρνια όπου ένα ωκεάνιο ρεύμα παρέχει κρύο νερό στην ακτή, όχι μακριά από την έρημο όπου η θέρμανση του αέρα κατά την ημέρα είναι τάχιση. Ένα παρεμβαλλόμενο οροπέδιο παροχετεύει την παραγόμενη ροή μέσω των περασμάτων του, γεννώντας πολύ ισχυρά και σταθερά ρεύματα (τα οποία είναι αρκετά συντονισμένα με τις μέγιστες απαιτήσεις σε ενέργεια τοπικά λόγω της ανάγκης κλιματισμού).

Οι υψομετρικές διαφορές μπορεί να είναι η αιτία δημιουργίας θερμικών φαινομένων. Έτσι, ψυχρός αέρας από υψηλά βουνά μπορεί να βυθιστεί σε κοιλάδες, προκαλώντας αρκετά ισχυρούς και στοματικούς 'κατερχόμενους' ανέμους.

2.3 Μακροπρόθεσμες διακυμάνσεις ταχύτητας ανέμων

Υπάρχουν αποδείξεις ότι η ταχύτητα ανέμων σε όποια δεδομένη περιοχή μπορεί να υπόκειται σε πολύ αργές μακροπρόθεσμες διακυμάνσεις. Παρόλο που η διαθεσιμότητα ακριβούς ιστορικού αρχείου είναι περιοριστική, ενδελεχής ανάλυση από, επί παραδείγματι, τον Palutikoff, Guo και Halliday, έχει αναδείξει σαφείς τάσεις. Αυτές μπορούν ξεκάθαρα να συσχετιστούν με μακροπρόθεσμες θερμοκρασιακές διακυμάνσεις για τις οποίες διαθέτουμε πληθώρα ιστορικών αποδείξεων. Υπάρχει έντονη διένεξη στην παρούσα φάση περί την ανθρωπογενή θέρμανση του πλανήτη η οποία αναπόφευκτα θα επηρεάσει το ανεμολογικό κλίμα τις επόμενες δεκαετίες.

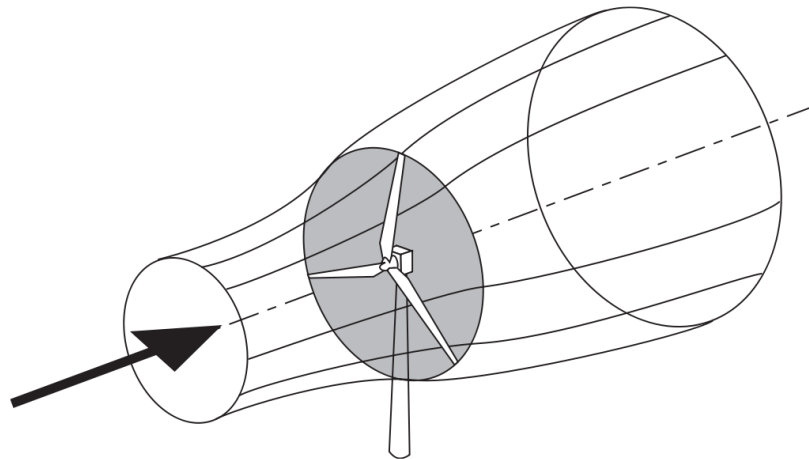
Πέρα από τις προαναφερθείσες μακροπρόθεσμες τάσεις, μπορεί να υπάρχουν αισθητές μεταβολές των ανέμων μίας περιοχής, από έτος σε έτος. Οι αιτίες αυτών των

μεταβολών είναι διάφορες. Ενδεικτικά, μπορούν να συνδεθούν με διάφορα παγκόσμια κλιματικά φαινόμενα όπως, το El niño, αλλαγές στην ατμοσφαιρική σωματιδιακή περιεκτικότητα λόγω ηφαιστειακών εκρήξεων ή οι ηλιακές κηλίδες. Αυτές οι μεταβολές αυξάνουν σημαντικά την αβεβαιότητα στην πρόβλεψη της παραγόμενης ενέργειας ενός αιολικού πάρκου σε δεδομένο τόπο κατά την προβλεπόμενη διάρκεια ζωής του.

Κεφάλαιο 3: Αεροδυναμική Ανεμογεννητριών Οριζοντίου Άξονα

3.1 Εισαγωγή

Μία ανεμογεννήτρια είναι ένας μηχανισμός εκμείευσης κινητικής ενέργειας από τον άνεμο. Με την αφαίρεση μέρους της κινητικής ενέργειάς του, ο άνεμος αναγκάζεται να επιβραδυνθεί, αλλά μόνο το μέρος του που διήλθε τον ρότορα επηρεάζεται. Υποθέτοντας ότι η επηρεαζόμενη ποσότητα του αέρα παραμένει διαχωρισμένη του αέρα που δεν διήλθε τον ρότορα και δεν επιβραδύνθηκε, μπορεί να σχεδιαστεί μία διαχωριστική επιφάνεια που θα περιέχει τον επηρεασμένο όγκο αέρα, η οποία μπορεί να προεκταθεί κατά και αντίθετα από την κατεύθυνση του ανέμου σχηματίζοντας ένα μακρύ κύλινδρο ροής κυκλικής διατομής. Καθώς δεν υπάρχει ροή τεμνόμενη με το οριακό στρώμα, η παροχή κατά μήκος του κυλίνδρου θα είναι σταθερή για όλες τις θέσεις κατά μήκος. Καθώς ο αέρας μέσα στον κύλινδρο επιβραδύνεται αλλά δεν συμπιέζεται, το εμβαδό της εγκάρσιας διατομής του πρέπει να αυξηθεί για να είναι σε θέση να περιέχει τον επιβραδυνόμενο αέρα.



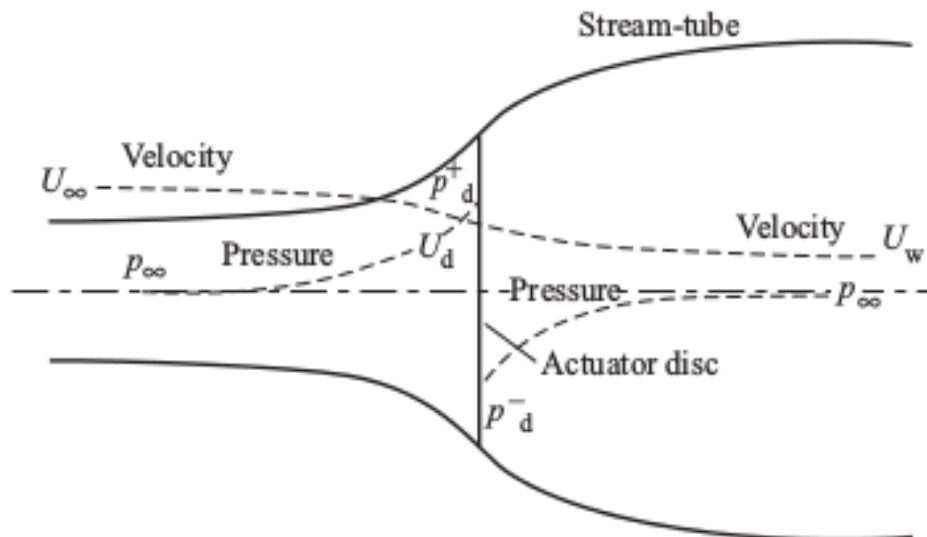
Εικόνα (3.1)

Παρόλο που κινητική ενέργεια αφαιρείται από την ροή του αέρα, ένα μεγάλο σκαλοπάτι στην ταχύτητα του ανέμου δεν είναι ούτε δυνατό ούτε επιθυμητό λόγω των εξωφρενικών επιταχύνσεων και δυνάμεων κάτι τέτοιο θα απαιτούσε. Η ενέργεια συμπίεσης μπορεί να εκμειευθεί με βαθμωτό τρόπο και όλες οι ανεμογεννήτριες,

ανεξάρτητα του σχεδιασμού τους, λειτουργούν με αυτόν τον τρόπο.

Η παρουσία της ανεμογεννήτριας προκαλεί στον αέρα που πλησιάζει ανάντι, μία βαθμιαία επιβράδυνση τέτοια ώστε όταν φτάσει στον δίσκο του ρότορα, η ταχύτητά του να είναι ήδη αρκετά χαμηλότερη αυτής της ελεύθερης ροής.

Καθώς ο αέρας περνά μέσα από το δίσκο του ρότορα, από το σχεδιασμό, υπάρχει μια πτώση στη στατική πίεση τέτοια ώστε, κατά την έξοδο, ο αέρας είναι κάτω από το επίπεδο της ατμοσφαιρικής πίεσης. Τότε ο αέρας προχωρά προς τα κάτω με μειωμένη ταχύτητα και στατική πίεση αυτή την περιοχή της ροής ονομάζεται περιοχή όμορου. Τελικά, σε αρκετά μεγάλη απόσταση, η στατική πίεση στην περιοχή πρέπει να επιστρέψει στο ατμοσφαιρικό επίπεδο για να επιτευχθεί ισορροπία. Η άνοδος σε στατική πίεση είναι σε βάρος της κινητικής ενέργειας και έτσι προκαλείται περαιτέρω επιβράδυνση του ανέμου. Έτσι, μεταξύ των πολύ ανάντι και πολύ κατόντι συνθηκών, καμία αλλαγή στην στατική πίεση δεν υφίσταται, αλλά υπάρχει μια μείωση στην κινητική ενέργεια.



Εικόνα (3.2)

3.2 Θεωρία δίσκου ενέργειας (actuator disc)

Ο μηχανισμός που περιγράφεται παραπάνω αντιπροσωπεύει την εξαγωγή της κινητικής ενέργειας, αλλά σε καμία περίπτωση δεν εξηγεί τι συμβαίνει σε αυτή την

ενέργεια, μπορεί κάλλιστα να τεθεί σε χρήσιμο έργο, αλλά κάποιο μέρος μπορεί να διαρρεύσει πάλι πως ανατάραξη και τελικά να διαχυθεί ως θερμότητα. Παρ'όλα αυτά, μπορούμε να ξεκινήσουμε μια ανάλυση της αεροδυναμικής συμπεριφοράς των ανεμογεννητριών χωρίς κανένα συγκεκριμένο σχεδιασμό τουρμπίνας εξετάζοντας μόνο την διαδικασία εξαγωγής ενέργειας. Η γενική συσκευή που εκτελεί το έργο αυτό ονομάζεται δίσκος ενέργειας.

Ανάντι του δίσκου ο σωλήνας ροής έχει εμβαδόν διατομής μικρότερο από εκείνο του δίσκου και εμβαδόν μεγαλύτερο από το δίσκο κατάντι. Η διαστολή του ρεύματος σωλήνα οφείλεται στο γεγονός ότι ο ρυθμός ροής μάζας πρέπει να είναι ίδιος παντού. Η μάζα του αέρα που περνά μέσα από μια δεδομένη διατομή του ρεύματος σωλήνα σε μια μονάδα μήκους του χρόνου είναι ρAU , όπου ρ είναι η πυκνότητα του αέρα, A είναι το εμβαδόν διατομής και U η ταχύτητα ροής. Ο ρυθμός ροής της μάζας πρέπει να είναι το ίδιο σε όλο το μήκος του σωλήνα ροής και έτσι προκύπτει

$$(3.1) \quad \rho A_{\infty} U_{\infty} = \rho A_d U_d = \rho A_w U_w$$

Το σύμβολο ∞ αναφέρεται σε συνθήκες πολύ ανάντι, το d αναφέρεται στα χαρακτηριστικά του δίσκου και το w αναφέρεται στις συνθήκες πολύ μετά της περιοχής όμορου.

Είναι συνηθισμένο να θεωρείται ότι ο δίσκος ενεργοποίησης προκαλεί μια μεταβολή ταχύτητας η οποία πρέπει να συγκριθεί με την ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος. Η συνιστώσα ρεύματος εις αυτής της επαγομένης ροής στο δίσκο δίνεται από αU_{∞} , όπου α ονομάζεται συντελεστής επαγωγής αξονικής ροής, ή παράγοντας εισροής. Στο δίσκο, ως εκ τούτου, η καθαρή ταχύτητα ρεύματος είναι:

$$(3.2) \quad U_d = U_{\infty}(1 - \alpha)$$

3.2.1 Θεωρία Ορμής

Ο αέρας που περνά διαμέσου του δίσκου υπόκειται μία συνολική αλλαγή στην ταχύτητα, $U_{\infty} - U_w$ και ένα ρυθμό μεταβολής της ορμής ίσο με την συνολική μεταβολή της ταχύτητας επί το ρυθμό ροής της μάζας:

$$(3.3) \quad (U_\infty - U_w)\rho A_d U_d$$

Η δύναμη που προκαλεί αυτή την αλλαγή της ορμής προέρχεται εξ ολοκλήρου από τη διαφορά πίεσης κατά μήκος του δίσκου ενεργοποίησης επειδή ο σωλήνας ροής κατά τα άλλα περιβάλλεται εξ ολοκλήρου από αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση, η οποία δίνει μηδενική καθαρή δύναμη. Ως εκ τούτου:

$$(3.4) \quad (p_d^+ - p_d^-)A_d = (U_\infty - U_w)\rho A_d U_\infty(1 - a)$$

Για τον προσδιορισμό της διαφοράς πίεσης:

$$(p_d^+ - p_d^-)$$

η εξίσωση του Bernoulli εφαρμόζεται χωριστά στα ανάντι και κατόντημα τμήματα του σωλήνα ροής, ξεχωριστές εξισώσεις είναι απαραίτητες επειδή η συνολική ενέργεια είναι διαφορετική ανάντι και κατόντημα. Η εξίσωση Bernoulli αναφέρει ότι, υπό σταθερές συνθήκες, η συνολική ενέργεια της ροής, η οποία περιλαμβάνει κινητική ενέργεια, στατική ενέργεια πίεσης και βαρυτική δυναμική ενέργεια, παραμένει σταθερή δεδομένου ότι δεν παράγεται έργο από η προς το ρευστό. Έτσι, για μια μονάδα όγκου του αέρα:

$$(3.5) \quad \frac{1}{2}\rho U^2 + p + \rho gh$$

συνεπώς ανάντι έχουμε:

$$(3.6) \quad \frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 + \rho_\infty gh_\infty = \frac{1}{2}\rho_d U_d^2 + p_d^+ + \rho_d gh_d$$

Υποθέτοντας ότι η ροή είναι ασυμπίεστη:

$$\rho_\infty = \rho_d$$

και οριζόντια:

$$h_\infty = h_d$$

τότε:

$$(3.6a) \quad \frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2 + p_{\infty} = \frac{1}{2}\rho U_d^2 + p_d^+$$

Ομοίως κατάντι ισχύει:

$$(3.6b) \quad \frac{1}{2}\rho U_w^2 + p_{\infty} = \frac{1}{2}\rho U_d^2 + p_d^-$$

Αφαιρώντας κατά μέλη:

$$(p_d^+ - p_d^-) = \frac{1}{2}\rho(U_{\infty}^2 - U_w^2)$$

και αντικαθιστώντας στην εξίσωση 3.4 προκύπτει:

$$(3.7) \quad \frac{1}{2}\rho(U_{\infty}^2 - U_w^2)A_d = (U_{\infty} - U_w)\rho A_d U_{\infty}(1 - a)$$

και άρα:

$$(3.8) \quad U_w = (1 - 2a)U_{\infty}$$

Δηλαδή, το ήμισυ της απώλειας της αξονικής ταχύτητας στο ρεύμα σωλήνα λαμβάνει χώρα ανάντι του δίσκου ενεργοποίησης και το άλλο ήμισυ κατάντι.

3.2.2 Συντελεστής Ισχύος

Η δύναμη στον αέρα γίνεται, από την εξίσωση (3.4):

$$(3.9) \quad F = (p_d^+ - p_d^-)A_d = 2\rho A_d U_{\infty}^2 a(1 - a)$$

Καθώς αυτή η δύναμη είναι συγκεντρωμένη στο δίσκο ενεργοποίησης ο ρυθμός του παραγόμενου πραγματοποιείται από τη δύναμη είναι:

$$FU_d$$

και ως εκ τούτου η εξαγωγή ηλεκτρικής ισχύος από τον αέρα δίνεται από την:

$$(3.10) \quad FU_d = 2\rho A_d U_{\infty}^3 a(1 - a)^2$$

Ο συντελεστής ισχύος ορίζεται τότε ως:

$$(3.11) \quad C_P = \frac{\text{Power}}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 A_d}$$

όπου ο παρονομαστής παριστάνει τη διαθέσιμη ισχύ στον αέρα, εν απουσία του δίσκου ενεργοποίησης. Ως εκ τούτου:

$$(3.12) \quad C_P = 4a(1 - a)^2$$

3.2.3 Το όριο Betz

Η μέγιστη τιμή του C_P λαμβάνει χώρα όταν

$$\frac{dC_P}{da} = 4(1 - a)(1 - 3a) = 0$$

που δίνει ως αποτέλεσμα $a=(1/3)$. Άρα:

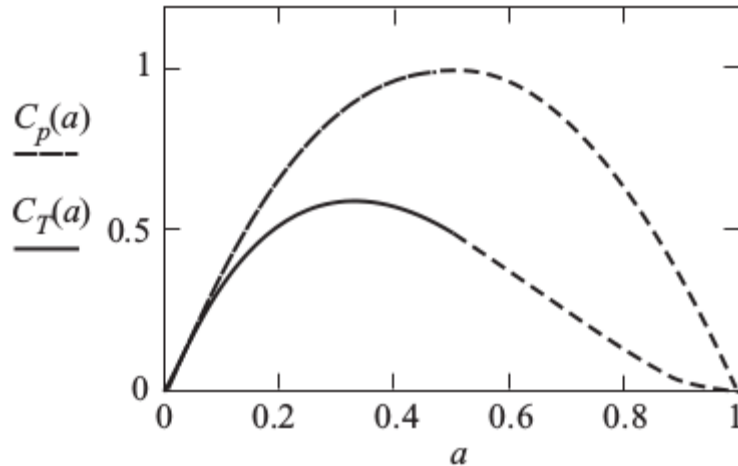
$$(3.13) \quad C_{P_{\max}} = \frac{16}{27} = 0.593$$

Η μέγιστη επιτεύξιμη τιμή του συντελεστή που είναι γνωστό ως το όριο Betz από τον Albert Betz, Γερμανό αεροδυναμιστή και, μέχρι σήμερα, καμία ανεμογεννήτρια δεν έχει σχεδιαστεί η οποία είναι ικανή να υπερβεί αυτό το όριο. Το όριο δεν προκαλείται από οποιαδήποτε ανεπάρκεια στο σχεδιασμό, αλλά επειδή το ρεύμα σωλήνα πρέπει να επεκτείνει ανάντι του δίσκου ενεργοποίησης και έτσι η διατομή του σωλήνα, όπου ο αέρας είναι στην πλήρη έκταση, η ταχύτητα του ελευθέρου ρεύματος είναι μικρότερη από αυτή στην περιοχή του δίσκου ενεργοποίησης.

Το C_P θα μπορούσε, ίσως, πιο εύστοχα να οριστεί ως

$$(3.14) \quad C_P = \frac{\text{Power extracted}}{\text{Power available}} = \frac{\text{Power extracted}}{\frac{16}{27} \left(\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 A_d \right)}$$

αλλά αυτός δεν είναι ο αποδεκτός ορισμός του C_p .



Εικόνα (3.3)

3.2.4 Ο συντελεστής ώθησης

Η δύναμη στο δίσκο ενεργοποίησης προκαλείται από την πτώση της πίεσης, που δίδεται από την Εξίσωση (3.9), μπορεί επίσης να είναι μη διαστασιοποιημένη για να δώσει ένα συντελεστή ώθησης C_T :

$$(3.15) \quad C_T = \frac{\text{Power}}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 A_d}$$

$$(3.16) \quad C_T = 4a(1 - a)$$

Ένα πρόβλημα που προκύπτει για τις τιμές που ισχύει:

$$a \geq \frac{1}{2}$$

επειδή η ταχύτητα της περιοχής όμορου, που δίνεται από την:

$$(1 - 2a)U_{\infty}$$

γίνεται μηδέν, ή ακόμα και αρνητική, σε αυτές τις συνθήκες η θεωρία ορμής, όπως περιγράφεται, δεν ισχύει πλέον και μια εμπειρική τροποποίηση πρέπει να γίνει (Ενότητα 3.5).

Η διακύμανση του συντελεστή ισχύος και του συντελεστή ώθησης σε σχέση με το a παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.3.

3.3 Θεωρία Ρότορα

Ο τρόπος με τον οποίο η εξαχθείσα ενέργεια μετατρέπεται σε χρησιμοποιήσιμη ενέργεια εξαρτάται από το συγκεκριμένο σχεδιασμό του στροβίλου. Οι περισσότεροι μετατροπείς αιολικής ενέργειας χρησιμοποιούν ένα ρότορα με μια σειρά από πτέρυγες που περιστρέφονται με μία γωνιακή ταχύτητα Ω γύρω από έναν άξονα κάθετο προς το επίπεδο του δρομέα και παράλληλο προς την κατεύθυνση του ανέμου. Οι πτέρυγες σαρώνουν ένα δίσκο και δυνάμει της αεροδυναμικής σχεδίασής τους αναπτύσσουν μια διαφορά πίεσης κατά μήκος του δίσκου, η οποία, όπως συζητήθηκε στην προηγούμενη ενότητα, είναι υπεύθυνη για την απώλεια της αξονικής ορμής μετά την ζώνη όμορου. Συνδεδεμένη με την απώλεια της αξονικής ορμής είναι η απώλεια της ενέργειας που μπορεί να συλλεχθεί από, επί παραδείγματι, μια ηλεκτρική γεννήτρια προσαρτημένη στον άξονα του ρότορα, εάν, πέρα από μία ώθηση, ο ρότορας υπόκειται σε μια ροπή προς την κατεύθυνση της περιστροφής. Η γεννήτρια ασκεί μια ροπή ίση και αντίθετη προς εκείνη της ροής του αέρα η οποία διατηρεί την σταθερή ταχύτητα περιστροφής. Το έργο που παρήγαγε η αεροδυναμική ροπή της γεννήτριας μετατρέπεται σε ηλεκτρική ενέργεια. Η απαιτούμενη αεροδυναμική σχεδίαση των πτερυγίων στροφείου για να παρασχεθεί μία ροπή καθώς και μια ώθηση αναλύεται στην Ενότητα 3.5.

3.3.1 Περιστροφή ζώνης όμορου.

Η άσκηση μιας ροπής στο δίσκο ενεργοποίησης του ρότορα από τον αέρα που περνά μέσα από αυτό απαιτεί μια ίση και αντίθετη ροπή να επιβληθεί στον αέρα. Η συνέπεια της ροπής αντίδρασης είναι ο αέρας να περιστρέφεται σε κατεύθυνση αντίθετη προς εκείνη του ρότορα, ο αέρας αποκτά γωνιακή ορμή και έτσι μετά την ζώνη όμορου, του δίσκου του ρότορα τα σωματίδια του αέρα έχουν μια συνιστώσα ταχύτητας σε μία

κατεύθυνση η οποία είναι εφαπτομενική στην περιστροφή, καθώς και μία αξονική συνιστώσα (Σχήμα 3.4).

Η απόκτηση της εφαπτομενικής συνιστώσας της ανυσματικής ταχύτητας από τον αέρα συνεπάγεται μια αύξηση στην κινητική ενέργεια του που αντισταθμίζεται από τη μείωση της στατικής πίεσης του αέρα μετά την ζώνη όμορου. Αυτό, επιπροσθέτως προς εκείνη η οποία έχει περιγραφεί προηγουμένως.

Η ροή που εισέρχεται το δίσκο ενεργοποίησης δεν έχει καμία περιστροφική κίνηση απολύτως. Η ροή που εξέρχεται από το δίσκο έχει περιστροφή και η περιστροφή παραμένει σταθερή καθώς το ρευστό προχωρεί πέρα από την περιοχή όμορου. Η μεταφορά της περιστροφικής κίνησης στον αέρα λαμβάνει χώρα εξ ολοκλήρου στην περιοχή του πάχους του δίσκου ενεργοποίησης (βλ. σχήμα 3.5). Η μεταβολή στην εφαπτομενική ταχύτητα εκφράζεται ως εφαπτομενικός παράγοντας επαγωγικής ροής α' .

Ανάντι του δίσκου η εφαπτομενική ταχύτητα είναι μηδέν. Αμέσως κατάντι του δίσκου η εφαπτομενική ταχύτητα είναι:

$$2\Omega r\alpha'$$

Στη μέση του πάχους δίσκου, σε ακτινική απόσταση r από τον άξονα περιστροφής, η επαγόμενη εφαπτομενική ταχύτητα είναι:

$$\Omega r\alpha'$$

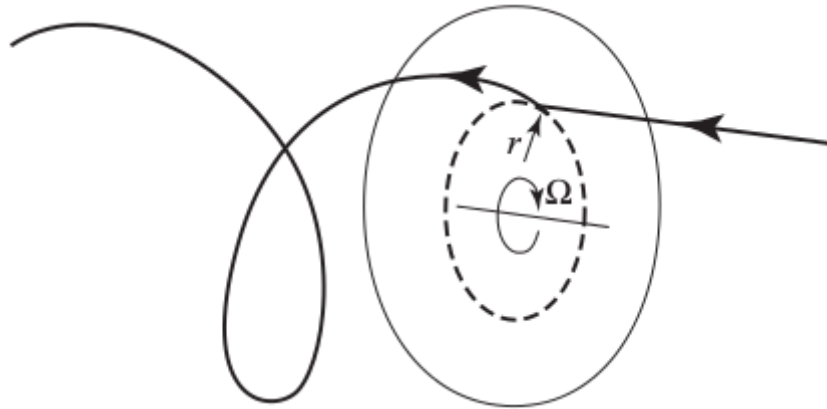
Επειδή παράγεται σε αντίδραση προς την ροπή στρέψης η εφαπτομενική ταχύτητα είναι αντίθετη με την κίνηση του ρότορα.

Μια απότομη απόκτηση εφαπτομενικής ταχύτητας δεν μπορεί να συμβεί στην πράξη. Το Σχήμα 3.5 δείχνει τη ροή να επιταχύνεται κατά την εφαπτομενική διεύθυνση καθώς πιέζεται μεταξύ των λεπίδων. Η αυξανόμενη στερεά παρεμπόδιση που τα πτερύγια παρουσιάζουν στη ροή καθώς η ρίζα της πτερωτής προσεγγίζεται προκαλεί τις υψηλές τιμές της εφαπτομενικής ταχύτητας κοντά στη ρίζα.

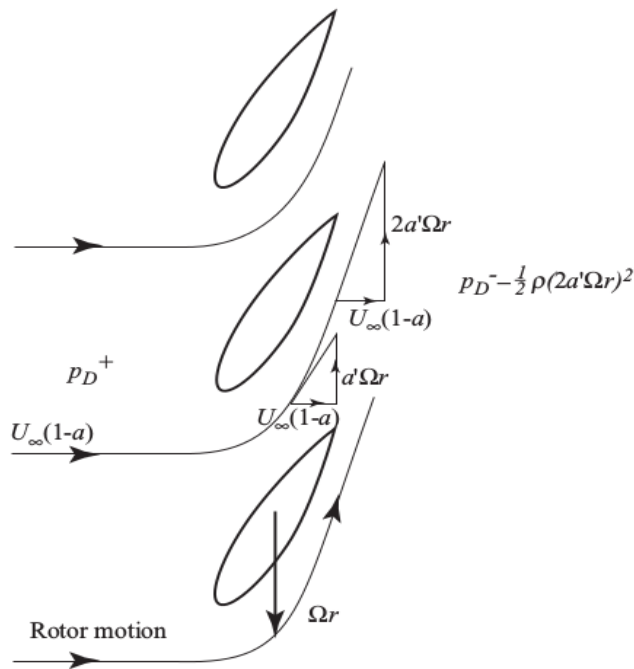
3.3.2 Θεωρία γωνιακής ορμής

Η εφαπτομενική ταχύτητα δεν θα είναι η ίδια για όλες τις ακτινικές θέσεις.

Μπορεί επίσης η επιβεβλημένη αξονική ταχύτητα να μην είναι ίδια για όλες τις θέσεις. Για να επιτραπεί η διακύμανση των δύο επιβεβλημένων συνιστωσών της ταχύτητας, ας θεωρήσουμε μόνον έναν κυκλικό δακτύλιο του δίσκου περιστροφής, ακτίνας r και ακτινικού πλάτους δr .



Εικόνα (3.4)



Εικόνα (3.5)

Η αύξηση στρεπτικής ροπής που θα λάβει χώρα στον δακτύλιο, θα είναι υπεύθυνη

για την πρόσδοση της συνιστώσας της εφαπτομενικής ταχύτητας του αέρα. Αντίστοιχα, η αξονική δύναμη που επιδρά στον δακτύλιο, θα είναι υπεύθυνη για την ελάττωση της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας του ανέμου. Όλος ο δίσκος συντελείται από ένα σύνολο κυκλικών δακτυλίων και κάθε δακτύλιος θεωρείται ότι δρα ανεξάρτητα στην μετάδοση της ορμής μόνον του αέρα ο οποίος διέρχεται από αυτόν.

Η ροπή στον δακτύλιο θα είναι ίση με τον ρυθμό μεταβολής της γωνιακής ορμής του αέρα που τον διέρχεται. Συνεπώς

$$\begin{aligned} \text{ροπή} &= \text{ρυθμός μεταβολής γωνιακής ορμής} \\ &= \text{παροχή} \times \text{μεταβολή εφαπτομενικής ταχύτητας} \times \text{ακτίνα} \end{aligned}$$

$$(3.17) \quad \delta Q = \rho \delta A_d U_\infty (1 - a) 2\Omega a' r^2$$

όπου

$$\delta A_d$$

θεωρείται η επιφάνεια του κυκλικού δακτυλίου.

Η στρεπτική ροπή στον άξονα του ρότορα είναι επίσης

$$\delta Q$$

και η εξερχόμενη ισχύς του άξονα του δίσκου είναι

$$\delta P = \delta Q \Omega$$

Συνεπώς, η συνολική ισχύς που εξάγεται μέσω της επιβράδυνσης του ανέμου καθορίζεται από το ρυθμό μεταβολής αξονικής ορμής που δίδεται από την εξίσωση 3.10 στην ενότητα 3.2.2:

$$\delta P = 2\rho \delta A_d U_\infty^3 a(1 - a)^2$$

Συνεπώς:

$$2\rho \delta A_d U_\infty^3 a(1 - a)^2 = \rho \delta A_d U_\infty (1 - a) 2\Omega^2 a' r^2$$

και:

$$U_{\infty}^2 a(1 - a) = \Omega^2 r^2 a'$$

Η Ωr είναι η εφαπτομενική ταχύτητα του περιστρεφόμενου κυκλικού δίσκου και ο λόγος:

$$\lambda_r = \Omega r / U_{\infty}$$

καλείται ο *τοπικός λόγος ταχύτητας*. Στην άκρη του δίσκου $r=R$ και συνεπώς ο λόγος λ :

$$\lambda = \Omega R / U_{\infty}$$

καλείται *λόγος ταχύτητας αιχμής*. Άρα:

$$(3.18) \quad a(1 - a) = \lambda_r^2 a'$$

Η επιφάνεια του δακτυλίου είναι:

$$\delta A_D = 2\pi r \delta r$$

συνεπώς η αυξητική ισχύς του άξονα μέσω της εξίσωσης (3.17):

$$\delta P = dQ\Omega = \left(\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^3 2\pi r \delta r \right) 4a'(1 - a)\lambda_r^2$$

Ο όρος στην παρένθεση αντιπροσωπεύει την ροή ισχύος μέσω της στεφάνης, ο όρος εκτός παρένθεσης συνεπώς είναι η αποτελεσματικότητα του στοιχείου της περωτής στην συλλογή ισχύος, η αλλιώς, αποτελεσματικότητα στοιχείου περωτής.

$$(3.19) \quad \eta_r = 4a'(1 - a)\lambda_r^2$$

με όρους συντελεστού ισχύος:

$$\frac{d}{dr} C_P = \frac{4\pi\rho U_{\infty}^3 (1 - a)a'\lambda_r^2 r}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^3 \pi R^2} = \frac{8(1 - a)a'\lambda_r^2 r}{R^2}$$

$$(3.20) \quad \frac{d}{d\mu} C_P = 8(1 - a)a' \lambda^2 \mu^3$$

όπου $\mu = r/R$.

Γνωρίζοντας πως μεταβάλλονται οι παράγοντες a και a' , η εξίσωση (3.20) μπορεί να ολοκληρωθεί για τον καθορισμό του συνολικού συντελεστή ισχύος για έναν δεδομένο λόγο ταχύτητας αιχμής, λ .

3.3.3 Μέγιστη ισχύς

Οι τιμές των a και a' που παράσχουν την μέγιστη δυνατή αποτελεσματικότητα, μπορούν να καθοριστούν εάν παραγοντοποιηθεί η εξίσωση (3.19) κατά όποιον από τους δύο παράγοντες και τεθεί το αποτέλεσμα ίσο με μηδέν. Ισχύει ότι:

$$(3.21) \quad \frac{d}{da'} a = \frac{1 - a}{a'}$$

Μέσω της (3.18):

$$\frac{d}{da'} a = \frac{\lambda_r^2}{1 - 2a}$$

προκύπτει:

$$(3.22) \quad a' \lambda_r^2 = (1 - a)(1 - 2a)$$

Ο συνδυασμός των εξισώσεων (3.18) και (3.21) μας παρέχει τις απαραίτητες τιμές των a και a' ώστε να μεγιστοποιηθεί ο αυξητικός συντελεστής ισχύος:

$$(3.23) \quad a = \frac{1}{3} \text{ and } a' = \frac{a(1-a)}{\lambda^2 \mu^2}$$

Η επαγωγική αξονική ροή που παρέχει την μέγιστη εξαγωγή ισχύος, είναι η ίδια με την περίπτωση μη περιστροφικής ζώνης όμορου, δηλαδή, $a=1/3$ και είναι ομοιογενές σε όλη την έκταση του δίσκου. Αντίθετα, ο όρος a' μεταβάλλεται ανάλογα με την ακτινική θέση.

Από την εξίσωση (3.20) η μέγιστη ισχύς είναι:

$$C_P = \int_0^1 8(1-a)a'\lambda^2\mu^3 d\mu$$

Αντικαθιστώντας τις παραστάσεις από τις εξισώσεις (3.23):

$$(3.24) \quad C_P = \int_0^1 8(1-a) \left[\frac{a(1-a)}{\lambda^2 \mu^2} \right] \lambda^2 \mu^3 d\mu = 4a(1-a)^2 = \frac{16}{27}$$

που είναι ακριβώς το ίδιο με την περίπτωση μη περιστρεφόμενης ζώνης όμορου.

3.3.4 Δομή ζώνης όμορου

Η γωνιακή ροπή που μεταδίδεται στην ζώνη όμορου αυξάνει την κινητική ενέργεια στην ζώνη. Η αύξηση αυτή σε κινητική ενέργεια εξισορροπείται από μία απώλεια στατικής πίεσης.

$$(3.25) \quad \Delta p_r = \frac{1}{2} \rho (2\Omega a' r)^2$$

Αντικαθιστώντας την παράσταση για το a' από τις εξισώσεις (3.23):

$$(3.26) \quad \Delta p_r = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \left[2 \frac{a(1-a)}{\lambda \mu} \right]^2$$

Η εφαπτομενική ταχύτητα αυξάνεται καθώς μειώνεται η ακτίνα [εξίσωση (3.23)] κατά συνέπεια η πίεση ελαττώνεται δημιουργώντας μια φθίνουσα ακτινική μεταβολή. Η ακτινική μεταβολή της πίεσης, εξισορροπεί την φυγόκεντρο δύναμη στο περιστρεφόμενο ρευστό. Η πτώση πίεσης κατά μήκος του δίσκου που προκαλείται από τον ρυθμό μεταβολής της αξονικής ορμής όπως αναφέραμε στην ενότητα 3.2.1, είναι επιπρόσθετη στην πτώση πίεσης που σχετίζεται με την περιστροφή στην ζώνη όμορου και είναι ομοιόμορφη σε όλο το δίσκο.

Εάν η ζώνη όμορου δεν διαστελλόταν κατά την επιβράδυνση της, τότε η περιστρεφόμενη δομή της ζώνης όμορου μαζί με την περιστροφική μεταβολή πίεσης θα παρέμεναν αμετάβλητες κατά την ανάπτυξη της ζώνης όμορου, ενώ η απώλεια πίεσης λόγω μεταβολής αξονικής ορμής βαθμιαία θα γίνει μηδέν στην πλήρως ανεπτυγμένη ζώνη όμορου. Όπως φαίνεται στην εικόνα 3.2. Κατά συνέπεια, η πίεση στην πλήρως ανεπτυγμένη ζώνη όμορου θα ήταν ίση με την ατμοσφαιρική, στην όπια επιπρόσθετη θα ήταν η πτώση πίεσης της εξισώσεως (3.26). Κατά συνέπεια, η αξονική δύναμη που προκαλεί επιβράδυνση του ρευστού θα ήταν μόνον αυτή που προκαλείται από την ομοιόμορφη πτώση πίεσης κατά μήκος του δίσκου όπως προκύπτει από την εξίσωση (3.9), όπως έχει υποθεθεί στην απλή θεωρία της ενότητας 3.2.1. Η περιστροφική πτώση πίεσης δεν συνεισφέρει στην μεταβολή αξονικής ορμής.

Στην πράξη, η ζώνη όμορου διαστέλλεται και η λεπτομερής ανάλυση έχει γίνει από τον Flaubert (1935). Η ανάλυσή του αφορά προπέλες όπου η ροή επιταχύνεται από τον ρότορα αλλά αυτό είναι απλώς ένα ζήτημα αναστροφής των προσήμων των παραγόντων διέγερσης ροής. Η περίληψη της διαστολής ροής καθώς και της περιστροφής της ζώνης όμορου σε μία πλήρως ολοκληρωμένη θεωρία ορμής δείχνει ότι η προκαλούμενη αξονική ταχύτητα στην ανεπτυγμένη ζώνη όμορου είναι μεγαλύτερη του $2a$ αν και το φαινόμενο είναι σημαντικό σε λόγους ταχύτητας αιχμής μικρότερους από περίπου 1.5 που πιθανώς είναι εκτός του εύρους λειτουργίας των περισσοτέρων σύγχρονων ανεμογεννητριών. Πάραυτα, η ανάλυση αναδεικνύει ότι η κινητική ενέργεια της περιστροφής της ζώνης όμορου μπορεί να λογιστεί από την ελαττωμένη στατική

πίεση της ζώνης όμορου. Το συμπέρασμα του Flaubert σχετικά με την διαστολή της ζώνης όμορου και την αλληλεπίδρασή της με την περιστροφή της είναι ότι η περίληψη της δεν δημιουργεί σημαντική διαφορά στα αποτελέσματα το απλού θεωρήματος αξονικής ορμής, και κατά συνέπεια μπορεί να αγνοηθεί. Ενώ, στην ίδια αναφορά, ο Flaubert εξετάζει *ανεμόμυλους και προπέλες* (1935b) υιοθετεί το απλό θεώρημα ορμής ενώ εν συνεχεία πρέπει αν αιτιολογήσει την κινητική ενέργεια στην περιστροφή όμορου, το οποίο το πραγματοποιεί υποθέτοντας ότι αυτή μεταφέρεται από την συνολική κινητική ενέργεια της ροής. Κατά συνέπεια η περιστροφική κινητική ενέργεια της ζώνης όμορου θεωρείται απώλεια και ελαττώνει το ποσοστό ενέργειας το οποίο μπορεί να εξαχθεί. Άρα, σε χαμηλούς τοπικούς λόγους ταχύτητας, η τοπική αεροδυναμική αποτελεσματικότητα/απόδοση πέφτει από από το όριο Betz. Η πλειονότητα των συγγραφέων μετά τον Flaubert έχουν υιοθετήσει το ίδιο συμπέρασμα, ενώ στην πραγματικότητα, ο Flaubert ο ίδιος έχει αποδείξει ότι το συμπέρασμα αυτό είναι λάθος. Το σφάλμα αυτό προκαλεί ελάχιστη απόκλιση στα αποτελέσματα στις σύγχρονες ανεμογεννήτριες παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας. Για αεραντλίες, όπου υψηλή αρχική ροπή και υψηλή στερεότητα είναι αναγκαίες, το σφάλμα ενδεχομένως να είναι αρκετά σημαντικό καθώς λειτουργούν σε αρκετά χαμηλούς λόγους ταχύτητας αιχμής.

3.4 Μοντέλο κυλινδρικής δίνης του δίσκου ενεργοποίησης

3.4.1 Εισαγωγή

Το θεώρημα ορμής της ενότητας 3.1 χρησιμοποιεί την έννοια του δίσκου ενεργοποίησης κατά μήκους του οποίου μια πτώση πίεσης έχει ως αποτέλεσμα την εξαγωγή ενέργειας μέσω του ρότορα. Στη θεωρία δίσκου ρότορα της ενότητας 3.3 ο δίσκος ενεργοποίησης παρουσιάζεται να σαρώνεται από μία πληθώρα πτερωτών η κάθε μία εκ των οποίων έχει ομοιόμορφη οριακή κυκλοφορία $\Delta\Gamma$. Από την αιχμή κάθε πτερωτής μια ελικοειδής δίνη ισχύος $\Delta\Gamma$ μετάγεται κατά την φορά του ρεύματος με την ταχύτητα της τοπικής ροής (εικόνα 3.6). Εάν θεωρήσουμε έναν αρκετά μεγάλο αριθμό πτερωτών αλλά πεπερασμένη και μικρή στερεότητα στο σύνολο, τότε η συνάθροιση του συνόλου των ελικοειδών δινών θα σχηματίσει την επιφάνεια ενός κυλίνδρου. Καθώς ο αριθμός των πτερωτών τείνει προς το άπειρο, η επιφάνεια του κυλίνδρου τείνει να γίνει ένα συνεχές σωληνοειδές ελικοειδές στρώμα.

Από την βάση κάθε πτερωτής, θεωρώντας /ότι εφάπτεται στον άξονα περιστροφής, μία γραμμική δίνη ισχύος $\Delta\Gamma$ θα εκταθεί κατά τη φορά του ρεύματος παράλληλα στον άξονα περιστροφής συνεισφέροντας στην συνολική βασική δίνη ισχύος Γ . Η σήραγγα της δίνης θα αυξάνει την ακτίνα της καθώς η ροή όμορου μέσα στην σήραγγα ελαττώνεται. Η στροβιλότητα περιορίζεται στην επιφάνεια της σήραγγας, στην βάση του στροβιλισμού καθώς και στο οριακό στροβιλιστικό στρώμα που σαρώνεται από την πληθώρα πτερωτών και σχηματίζει την τον δίσκο ρότορα. Στη ζώνη όμορου και οπουδήποτε αλλού στο πεδίο ροής, η ροή είναι μη περιστροφική.

Η φύση της επέκτασης της σήραγγας δεν μπορεί να οριστεί μέσω του θεωρήματος ορμής και άρα, κατά προσέγγιση, η σήραγγα μπορεί να παραμένει κυλινδρική. Ελικώνα 3.7 Ο νόμος Biot-Savart χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της προκεκλημένης ταχύτητας σε κάθε γειτονικό σημείο του δίσκου ενεργοποίησης. Το μοντέλο κυλινδρικής δίνης επιτρέπει τον προσδιορισμό όλου το πεδίου ροής και είναι ακριβές μέσα στα όρια της μη διαστελλόμενης κυλινδρικής ζώνης όμορου.

3.4.2 Θεωρία κυλινδρικής δίνης

Η κυλινδρική δίνη έχει επιφανειακή στροβιλότητα η οποία ακολουθεί ελικοειδή διαδρομή με έλικα γωνίας φ ή, όπως έχει οριστεί προηγουμένως, η γωνία ροής στην αιχμή της πτερωτής. Η ισχύς της στροβιλότητα είναι:

$$g = d\Gamma/dn$$

όπου n είναι μία κατεύθυνση στην επιφάνεια της σήραγγας εγκάρσια στην κατεύθυνση το $\Delta\Gamma$, και έχει μία συνιστώσα:

$$g_{\theta} = g \cos \phi_t$$

παράλληλη στον δίσκο του ρότορα. Λόγω της g_{θ} η αξονική αποκτώμενη ταχύτητα στο πεδίο του ρότορα είναι ομογενής στον δίσκο του ρότορα και μπορεί να οριστεί μέσω του νόμου Biot-Savart ως:

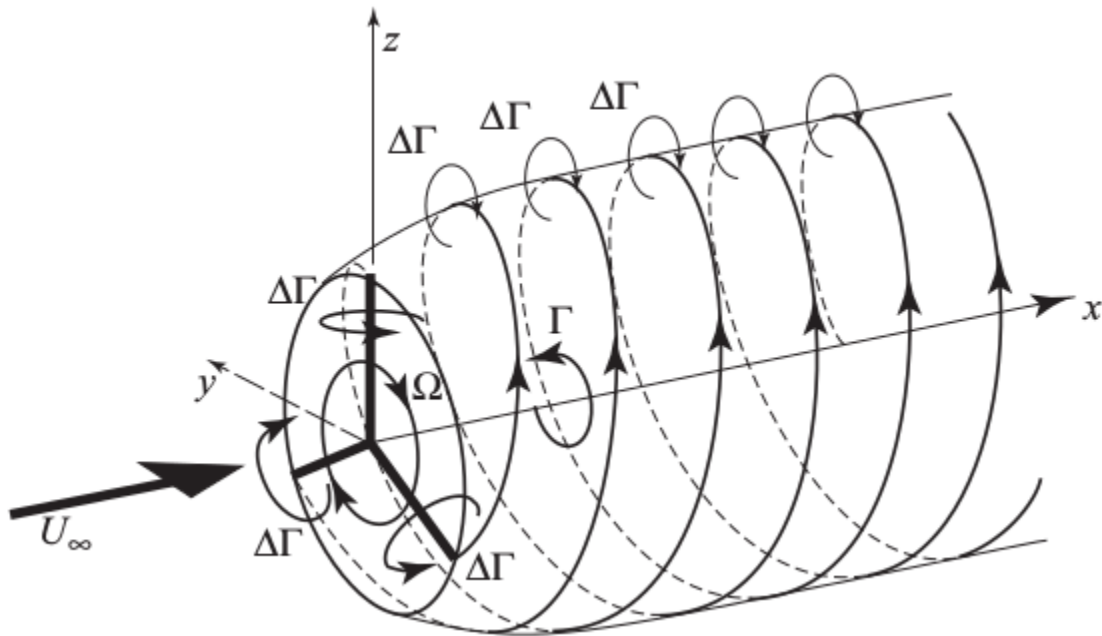
(3.27)

$$u_d = -\frac{g_{\theta}}{2} = -aU_{\infty}$$

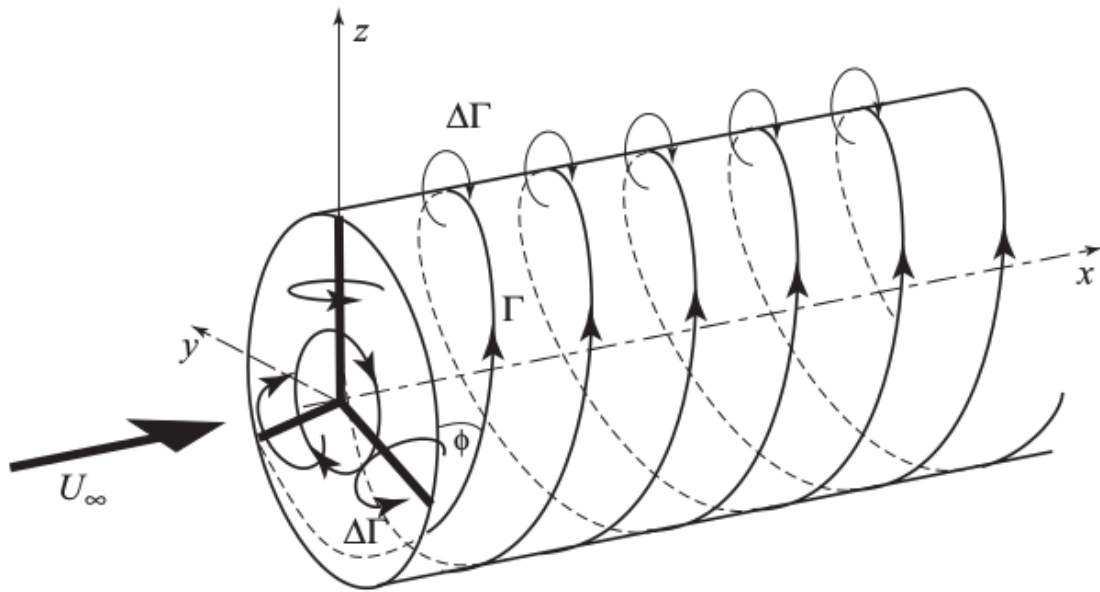
Στον άπω όμορο η αξονική αποκτώμενη ταχύτητα είναι επίσης ομοιογενής εντός των ορίων του κυλινδρικού όμορου και είναι:

$$(3.28) \quad u_w = -g\theta = -2aU_\infty$$

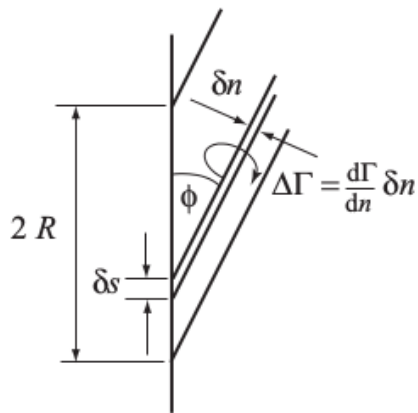
Ο λόγος των δύο αποκτώμενων ταχυτήτων αντιστοιχεί σε αυτόν του απλού θεωρήματος ορμής και επαληθεύει την υπόθεση ενός στρώματος κυλινδρικής δίνης.



Εικόνα (3.6)



Εικόνα (3.7)



Εικόνα (3.8)

3.4.3 Σχέση μεταξύ οριακής κυκλοφορίας και οριακής ταχύτητας

Η συνολική κυκλοφορία στο πλήθος των πτερωτών είναι Γ η οποία διαχέεται με ομοιογενή ρυθμό στον όμορο σε μία περιστροφή. Έτσι, από την εικόνα 3.8 όπου ο κύλινδρος έχει τμηθεί κατά μήκος:

$$(3.29) \quad g = \frac{\Gamma}{2\pi R \sin(\phi_t)}$$

Άρα:

$$(3.30) \quad g_{\theta} = \frac{\Gamma \cos \phi_t}{2\pi R \sin \phi_t} = \frac{\Gamma \Omega R(1 + a'_t)}{2\pi U_{\infty}(1 - a)}$$

και κατ' επέκταση:

$$(3.31) \quad 2aU_{\infty} = \frac{\Gamma \Omega R(1 + a'_t)}{2\pi R U_{\infty}(1 - a)}$$

Άρα η συνολική κυκλοφορία συνδέεται με την αποκτώμενη ταχύτητα:

$$(3.32) \quad \Gamma = \frac{4\pi U_{\infty}^2 a(1 - a)}{\Omega(1 + a'_t)}$$

3.4.4 Δίνη βάσης (ή πηγαία δίνη)

Όπως διαχέεται μια δίνη από κάθε αιχμή πτερωτής, έτσι διαχέεται και μία δίνη από κάθε βάση πτερωτής. Εάν θεωρήσουμε ότι οι πτερωτές εκτείνονται ως τον άξονα περιστροφής, μία προφανώς μη πρακτική λύση, τότε οι δίνες βάσης θα είναι όλες μία γραμμική δίνη που θα διατρέχει αξονικά το ρεύμα από το κέντρο του δίσκου. Η φορά περιστροφής όλων των δινών βάσης θα είναι η ίδια, σχηματίζοντας μία δίνη βάσης ισχύος Γ . Η δίνη βάσης είναι πρωτίστως υπεύθυνη για την πρόκληση εφαπτομενικής ταχύτητας στην ροή όμορου και συγκεκριμένα την εφαπτομενική ταχύτητα στον δίσκο του ρότορα.

Στην επιφάνεια του δίσκου του ρότορα η εφαπτομενική ταχύτητα που

προκαλείται από την δίνη βάσης, σύμφωνα με τον νόμο Biot-Savart είναι:

$$\Omega r a' = \frac{\Gamma}{4\pi r}$$

$$(3.33) \quad a' = \frac{\Gamma}{4\pi r^2 \Omega}$$

Αυτή η σχέση μπορεί επίσης να προκύψει από την θεωρία ορμής: ο ρυθμός μεταβολής της γωνιακής ορμής που διέρχεται από έναν κυκλικό δακτύλιο ακτίνας r και ακτινικού εύρους dr είναι ίση με την αύξηση ροπής που εφαρμόζεται στην στεφάνη.

$$(3.34) \quad dQ = \rho U_\infty (1 - a) 2\pi r dr 2a' \Omega r^2$$

Από το θεώρημα Kutta-Joukowski η άνωση ανά μονάδα ακτινικού εύρους είναι:

$$L = \rho(W \times \Gamma)$$

όπου $(W \times \Gamma)$ είναι διανυσματικό γινόμενο:

$$(3.35) \quad \frac{d}{dr} Q = \rho W \times \Gamma r \sin \phi_t = \rho \Gamma r U_\infty (1 - a)$$

Εξισώνοντας τι δύο παραστάσεις προκύπτει:

$$a' = \frac{\Gamma}{4\pi r^2 \Omega}$$

Άρα:

$$a_t' = \frac{U_\infty^2 a(1 - a)}{\Omega^2 R^2 (1 + a_t')} = \frac{a(1 - a)}{\lambda^2 (1 + a_t')}$$

οπότε:

$$(3.36) \quad a_t'(1 + a_t') = \frac{a(1 - a)}{\lambda^2}$$

Η εξίσωση (3.36) δεν είναι ακριβώς η ίδια με την (3.23) της ενότητας 3.3.3 και μπορεί να αποδειχθεί ότι αυτό είναι το αποτέλεσμα εάν αγνοηθεί η διαστολή του όμορου.

3.4.5 Ροπή και ισχύς

Η ροπή σε μία στεφάνη ακτίνας r και ακτινικού εύρους δr είναι:

$$\frac{d}{dr} Q \delta r = \rho W \Gamma r \sin \phi_t \delta r = \frac{\rho 4 \pi r U_\infty^3 a (1 - a)^2}{\Omega (1 + a_t')} \delta r$$

$$(3.37) \quad \frac{d}{dr} Q = \frac{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 2 \pi r 4 a (1 - a)^2}{\Omega (1 + a_t')}$$

ενώ η ισχύς:

$$(3.38) \quad \frac{d}{dr} P = \Omega \frac{d}{dr} Q = \frac{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 2 \pi r 4 a (1 - a)^2}{(1 + a_t')}$$

$$(3.39) \quad P = \frac{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 \pi R^2 4 a (1 - a)^2}{(1 + a_t')}$$

Ο συντελεστής ισχύος είναι επομένως:

$$(3.40) \quad C_P = \frac{4a(1-a)^2}{(1+a_t)} = 4a_t(1-a)^2$$

Η μειωμένη αποδοτικότητα σε σχέση με το αποτέλεσμα του απλού δίσκου ενεργοποίησης, όπου το C_P είναι ίσο με:

$$4a(1-a)^2$$

προκαλείται από την ενέργεια που απαιτείται για την περιστροφή της όμορου, ως ενιαίο σώμα, με γωνιακή ταχύτητα:

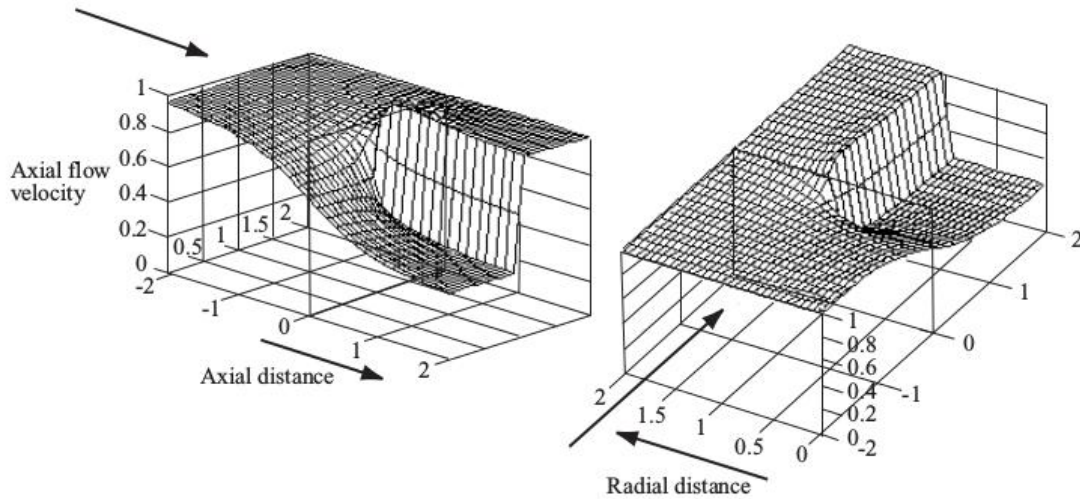
$$2a_t\Omega$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι όποια επιπρόσθετη περιστροφική ενέργεια καταλογίζεται στις απώλειες στατικής πίεσης που προκαλούνται από την διαβάθμιση πίεσης που εξισορροπεί τις φυγόκεντρες δυνάμεις στο περιστρεφόμενο ρευστό.

Η Γενική θεωρία ορμής του Flaubert (1935) περιλαμβάνει την διαστολή της όμορου και δείχνει ότι καμία συνεισφορά κινητικής ενέργειας δεν είναι αναγκαία από μέρους του ρεύματος ελεύθερης ροής, για την διατήρηση της στρέψης της ζώνης όμορου. Όλη η κινητική ενέργεια περιστροφής εκμαιεύεται από ενέργεια στατικής πίεσης.

3.4.6 Πεδίο αξονικής ροής

Μέσω του νόμου Biot-Savart η προσδιδόμενη ταχύτητα κατά την αξονική διεύθυνση στον δίσκο ενεργοποίησης, μπορεί να προσδιοριστεί τόσο ανάντι όσο και κατάντι του δίσκου στον αναπτυσσόμενο όμορο, καθώς επίσης και στον ίδιο τον δίσκο. Το πεδίο ροής είναι συμμετρικό ως προς τον άξονα και μία ακτινική τομή παρουσιάζεται στο σχήμα 3.9. Και η αξονική και η ακτινική απόσταση, διαιρούνται με την ακτίνα του δίσκου, μετρώντας την αξονική απόσταση κατάντι του δίσκου και μετρώντας την ακτινική απόσταση από τον άξονα περιστροφής. Η ταχύτητα διαιρείται με την ταχύτητα του ανέμου.



Εικόνα (3.9)

Η αξονική ταχύτητα εντός του όμορου είναι αισθητά μεγαλύτερη από ότι εκτός όμορου, και είναι ακτινικά ομογενείς στην επιφάνεια του δίσκου και στον άπω όμορο. Ακριβώς όπως προβλέπει η θεωρία ορμής. Υπάρχει μία μικρή επιτάχυνση της ροής αμέσως εκτός του όμορου. Η προσδιδόμενη ταχύτητα στον ίδιο τον κύλινδρο όμορου είναι $a(1/2)$ στον δίσκο περιστροφής, και a στον άπω όμορο.

3.4.7 Εφαπτομενικό πεδίο ροής

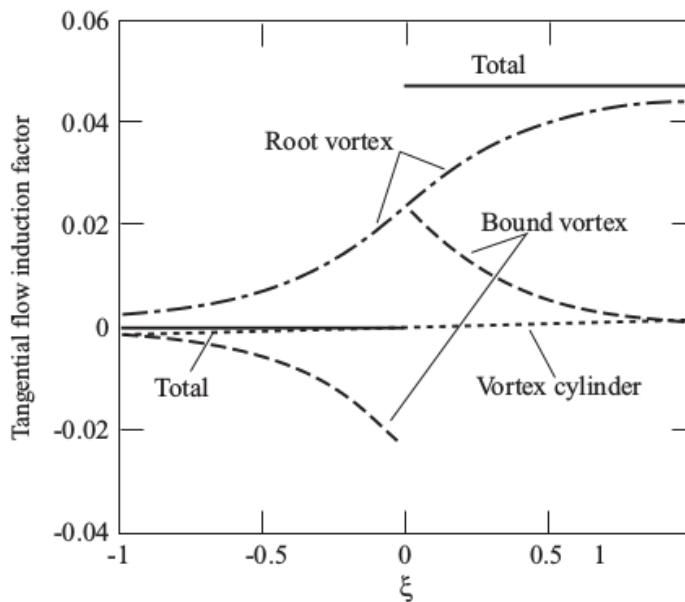
Η εφαπτομενική προσδιδόμενη ταχύτητα καθορίζεται όχι μόνο από την πηγαία δίνη αλλά επίσης από την συνιστώσα στροβιλισμού $g \sin \phi$, στον κύλινδρο όμορου και τον οριακό στροβιλισμό στον δίσκο του ρότορα. Σε ακτινική απόσταση ίση με το ήμισυ της ακτίνας του δίσκου, επί παραδείγματι, η αξονική διακύμανση των τριών συνιστωσών φαίνεται στο σχήμα 3.10.

Ο οριακός στροβιλισμός προκαλεί αντίθετες περιστροφές ανάντι και κατάντι του δίσκου περιστροφής, με ασυνεχή αλλαγή στην επιφάνεια του δίσκου. Η ανάντι περιστροφή, που είναι ομόρροπη της περιστροφής του ρότορα, εξουδετερώνεται από την πηγαία δίνη, που προκαλεί κατάντι περιστροφή ανάστροφη αυτής του ρότορα. Η κατάντι περιστροφή έχει την ίδια φορά για την πηγαία δίνη και για τον οριακό στροβιλισμό, με το άθροισμα των διακυμάνσεων τους να παράγει μία ομοιόμορφη κατανομή ταχύτητας Η

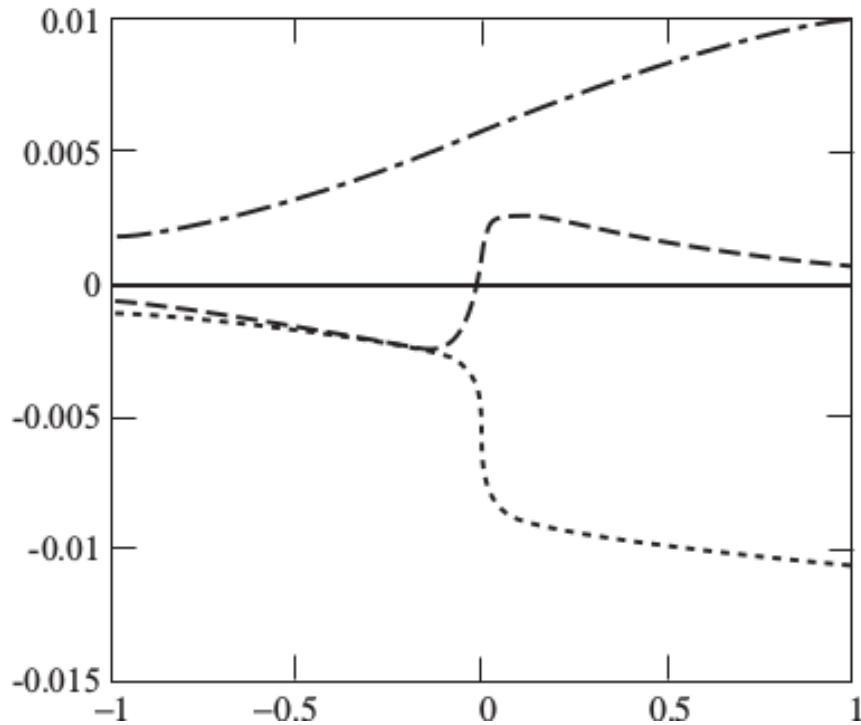
συνεισφορά του στροβιλισμού στην επιφάνεια του κυλίνδρου της ζώνης όμορου. Είναι ασήμαντη.

Στον δίσκο το ίδιο, ο οριακός στροβιλισμός δεν παράγει περιστροφή. Ούτε ο κύλινδρος της ζώνης όμορου παράγει περιστροφή και κατά συνέπεια μόνον η πηγαία δίνη παράγει περιστροφή και η τιμή της είναι το ήμισυ της συνολικής περιστροφής που δημιουργείται στην κατά τον όμορο. Τώρα είναι πλέον σαφές γιατί μόνον η μισή περιστροφική ταχύτητα χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της γωνίας ροής στον δίσκο.

Η περιστροφική ροή περιορίζεται στον κύλινδρο όμορου. Δε υπάρχει περιστροφική ροή εκτός της όμορου. Η περιστροφική ταχύτητα φθίνει καθώς αυξάνεται η ακτινική απόσταση, αλλά δεν εξισώνεται με το μηδέν στο εξωτερικό στρώμα του όμορου. Κατά συνέπεια υπάρχει μία ασυνεχής μεταβολή της περιστροφικής ταχύτητας στην περιοχή του οριακού στρώματος του όμορου. Οι συνεισφορές των τριών στροβιλικών συνιστωσών στο 101% της ακτίνας παρουσιάζονται στην εικόνα 3.11. Η συνολική περιστροφική ροή είναι μηδέν αν και οι επιμέρους συνιστώσες δεν ισούται με το μηδέν.



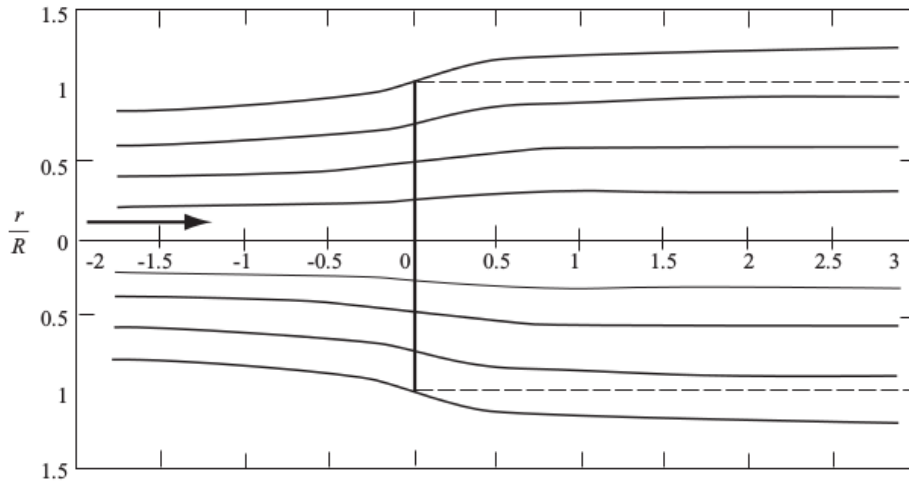
Εικόνα (3.10)



Εικόνα (3.11)

3.4.8 Πεδίο ακτινικής ροής

Παρόλο που η θεωρία κυλινδρικής δίνης έχει απλοποιηθεί θεωρώντας ότι κύλινδρος δεν διαστέλλεται, ωστόσο η θεωρία προβλέπει διαστολή της ροής. Μία ακτινική κατανομή ταχύτητας προβλέπεται από την θεωρία όπως φαίνεται στην εικόνα 3.12 όπου διαφαίνεται μία εγκάρσια τομή του πεδίου ροής διαμέσου του δίσκου του ρότορα όπου α ίσον $1/3$.



Εικόνα (3.12)

Η ακτινική ταχύτητα, όπως έχει υπολογιστεί, είναι μέγιστη κατά την μεταγωγή μέσω του δίσκου του ρότορα και, παρόλο που δεν φαίνεται στο σχήμα, είναι άπειρη στο όριο του δίσκου. Η περίπτωση αυτή είναι αρκετά όμοια με τον προσδιορισμό του πιθανού πεδίου ροής γύρω από έναν επίπεδο, συμπαγή κυκλικό δίσκο που είναι εγκάρσιος στην εισερχόμενη ροή: μία άπειρη ακτινική ταχύτητα προβλέπεται στο όριο του δίσκου ώστε η ροή να περάσει από γύρω και να συνεχίσει ακτινικά προς τα μέσα στην κατάντι πλευρά. Στην πράξη, θα υπήρχε ανεπαρκής στατική πίεση για την τροφοδοσία μίας άπειρης ή έστω πολύ μεγάλης ταχύτητας και κατά συνέπεια μία ασυνέχεια στην ταχύτητα ροής πρέπει να λάβει χώρα. Η παρουσία έστω και του ελάχιστου ιξώδους θα προκαλούσε ένα παχύ οριακό στρώμα προς το όριο του δίσκου λόγω της υψηλής ακτινικής ταχύτητας. Το ιξώδες στο οριακό στρώμα θα απορροφούσε μεγάλο μέρος της διαθέσιμης ενέργειας και θα την εξέλυε με τη μορφή θερμότητας ούτως ώστε κατά την επιτάχυνση της ροής γύρω από τον δίσκο, η μέγιστη αποκτήσιμη ταχύτητα θα περιοριζόταν από την τάση της στατικής πίεσης προς το μηδέν. Αντί η ροή να κινείται γύρω από το όριο, θα διαχωριζόταν από αυτό αφήνοντας μια περιοχή πολύ χαμηλής πίεσης πίσω από τον δίσκο, με πολύ χαμηλή ταχύτητα – μία “στάσιμη” ή “αδρανή” περιοχή.

Στην περίπτωση του διαπερατού δίσκου (μη συμπαγούς) θα υπήρχε κάποια ροή διάμεσο του δίσκου, που θα μπορούσε να περιγραφεί όπως ανωτέρω, με την διαφορά ότι ο διαχωρισμός της ροής στο όριο του δίσκου θα παρήγαγε μία επιπρόσθετη πτώση πίεσης στον όμορο.

Το πρόβλημα της άπειρης ταχύτητας στο όριο του δίσκου, προκύπτει λόγω της

υπόθεσης απείρων πτερωτών. Εάν το θεώρημα μετατραπεί ώστε να υπάρχει πεπερασμένος αριθμός πτερωτών, η άπειρη ακτινική ταχύτητα εξαφανίζεται. Εάν όμως, για έναν συγκεκριμένο ρότορα, ο λόγος ταχύτητας αιχμής αυξηθεί, με συνέπεια την αύξηση του παράγοντα πρόσδοσης αξονικής ροής, η ακτινική ταχύτητα στην αιχμή αυξάνεται απότομα και το πρόβλημα του διαχωρισμού στο όριο επιστρέφει, που στην ουσία είναι ότι πραγματικά συμβαίνει.

3.4.9 Συμπεράσματα

Παρόλο που η διαστολή της ζώνης όμορου, έχει αγνοηθεί, η θεωρία δινών παράγει αποτελέσματα αρκετά εναρμονισμένα με την θεωρία ορμής και διαφωτίζει την κατανόηση της ροής διαμέσου ενός ενεργειακού δίσκου.

3.5 Θεωρία πτερωτής ρότορα

3.5.1 Εισαγωγή

Οι αεροδυναμικές δυνάμεις άνωσης κατά μήκος των στοιχείων ακτίνας r και μήκους dr των επιμέρους πτερωτών του ρότορα μίας ανεμογεννήτριας, είναι υπεύθυνα για τον ρυθμό μεταβολής της αξονικής και γωνιακής ορμής τους από τον αέρα που διέρχεται την στεφάνη που σαρώνεται από τις πτερωτές. Επιπρόσθετα, η δύναμη που ασκείται στις πτερωτές λόγω της πτώσης πίεσης σε σχέση με την περιστροφική ταχύτητα κατά τον όμορο πρέπει επίσης να παρασχεθεί από την αεροδυναμική άνωση και αντίσταση. Καθώς δεν υπάρχει περιστροφή της ροής που πλησιάζει τον ρότορα, η ελαττωμένη πίεση κατάντι του ρότορα που οφείλεται στην περιστροφή του όμορου, εμφανίζεται ως ασυνεχής πτώση πίεσης ακριβώς όπως αυτή που προκαλεί την μεταβολή στην αξονική ορμή. Καθώς ο όμορος συνεχίζει να περιστρέφεται και στο άνω μέρος της η πτώση πίεσης λόγω περιστροφής συνεχίζει να είναι παρούσα και κατά συνέπεια δεν συνεισφέρει στην μεταβολή αξονικής ορμής.

3.5.2 Θεωρία στοιχείων πτερωτής

Γίνεται η θεώρηση ότι οι δυνάμεις που ασκούνται σε μία πτερωτή μπορούν να

υπολογιστούν μέσω χαρακτηριστικών διαστάσεων πτέρυγας θεωρώντας γωνία προσβολής που προσδιορίζεται μέσω της προκύπτουσας ταχύτητας στο πεδίο διατομή του στοιχείου. Η συνιστώσα της ταχύτητας στην κατεύθυνση έκτασης της περωτής αγνοείται. Τρισδιάστατα αποτελέσματα επίσης αγνοούνται.

Τα στοιχεία ταχύτητας σε μία ακτινική θέση της περωτής εκφρασμένα με όρους ταχύτητας ανέμου, οι παράγοντες ροής και η ταχύτητα περιστροφής του ρότορα, θα καθορίσουν την γωνία προσβολής. Έχοντας πληροφορίες για το πως μεταβάλλονται οι συντελεστές χαρακτηριστικών της πτέρυγας C_d και C_l με την γωνία προσβολής οι δυνάμεις στις περωτές για δεδομένες τιμές a και a' μπορούν να προσδιοριστούν.

Αν θεωρηθεί μία ανεμογεννήτρια με N περωτές ακτίνας αιχμής R με χορδής c και σταθερό βήμα γωνίας β μετρημένο ανάμεσα στην γραμμή πτέρυγας μηδενικής άνωσης και το επίπεδο του δίσκου. Τόσο το μήκος της χορδής όσο και η γωνία προσβολής μπορούν να μεταβάλλονται κατά μήκος του περυγίου. Έστω ότι τα περύγια περιστρέφονται με γωνιακή ταχύτητα Ω και έστω ότι η ταχύτητα του ανέμου είναι U_1 . Η εφαπτομενική ταχύτητα Ωr του στοιχείου της περωτής που φαίνεται στην εικόνα 3.13 σε συνδυασμό με την εφαπτομενική ταχύτητα $a'\Omega r$ σημαίνει πως η καθαρή εφαπτομενική ταχύτητα που ασκείται στο περύγιο είναι $(1+a)\Omega r$. Η εικόνα 3.14 δείχνει όλες τις ταχύτητες και δυνάμεις σε σχέση με την χορδή της περωτής σε ακτίνα r .

Από την εικόνα 3.14 η σχετική ταχύτητα στο περύγιο είναι:

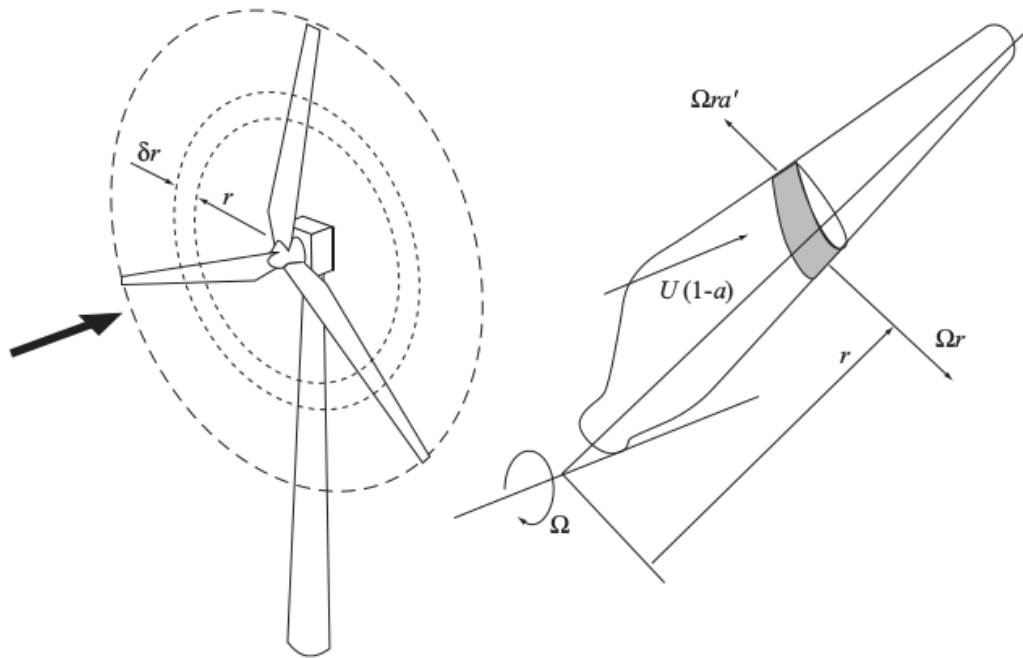
(3.41)

$$W = \sqrt{U_\infty^2(1-a)^2 + \Omega^2 r^2(1+a')^2}$$

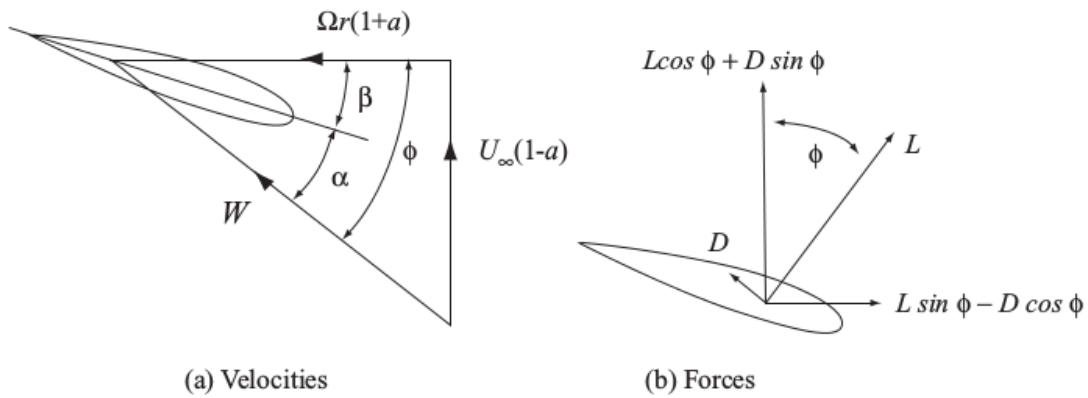
η οποία δρα σε γωνία ϕ στο επίπεδο περιστροφής έτσι ώστε:

(3.42)

$$\sin \phi = \frac{U_\infty(1-a)}{W} \quad \text{and} \quad \cos \phi = \frac{\Omega r(1+a')}{W}$$



Εικόνα (3.13)



Εικόνα (3.14)

Η γωνία προσβολής α τότε προκύπτει από:

$$(3.43) \quad \alpha = \phi - \beta$$

Η δύναμη άνωσης κατά το μήκος του κάθε περυγίου. dr εγκάρδια στην

διεύθυνση του W , είναι:

$$(3.44) \quad \delta L = \frac{1}{2} \rho W^2 c C \delta r$$

και η οπισθέλκουσα δύναμη παράλληλη στο W είναι:

$$(3.45) \quad \delta D = \frac{1}{2} \rho W^2 c C_d r \delta r$$

3.5.3 Θεωρία ορμής πτερυγίων

Η βασική υπόθεση της θεωρίας είναι ότι η δύναμη ενός πτερυγίου είναι αποκλειστικά υπεύθυνη για την μεταβολή ορμής του αέρα που διέρχεται από την στεφάνη που σαρώνεται από τις πτερωτές. Άρα μπορεί να θεωρηθεί ότι δεν λαμβάνει χώρα ακτινική αλληλεπίδραση ανάμεσα στις ροές διαμέσου συνεχών δακτυλίων, μία συνθήκη που είναι αληθής μόνον όταν ο παράγοντας πρόσδοσης αξονικής ροής δεν μεταβάλλεται ακτινικά. Στην πράξη, ο παράγοντας πρόσδοσης αξονικής ροής είναι σπάνια ομοιογενής, αλλά πειραματικά αποτελέσματα έχουν δείξει ότι η ροή μέσω δίσκων προπέλας από τον Lock (1924) δείχνει ότι η υπόθεση της ακτινικής ανεξαρτησίας μπορεί να γίνει αποδεκτή.

Η συνιστώσα της αεροδυναμικής δύναμης σε N πτερύγια αναλυμένη στην αξονική διεύθυνση είναι:

$$(3.46) \quad \delta L \cos \phi + \delta D \sin \phi = \frac{1}{2} \rho W^2 N c (C_L \cos \phi + C_d \sin \phi) \delta r$$

Ο ρυθμός μεταβολής της ορμής που διέρχεται την σαρωμένη στεφάνη είναι:

$$(3.47) \quad \rho U_{\infty}(1-a)2\pi r \delta r 2aU_{\infty} = 4\pi\rho U_{\infty}^2 a(1-a)r\delta r$$

Η πτώση σε πίεση όμορου λόγω περιστροφής όμορου ισούται με την αύξηση δυναμικής ενέργειας:

$$\frac{1}{2}\rho(2a'\Omega r)^2$$

Άρα, η επιπρόσθετη αξονική δύναμη στην στεφάνη είναι:

$$\frac{1}{2}\rho(2a'\Omega r)^2 2\pi r \delta r$$

Επομένως:

$$\frac{1}{2}\rho W^2 Nc(C_1 \cos \phi + C_d \sin \phi)\delta r = 4\pi\rho[U_{\infty}^2 a(1-a) + (a'\Omega r)^2]r\delta r$$

Απλοποιώντας προκύπτει ότι:

$$(3.48) \quad \frac{W^2}{U_{\infty}^2} N \frac{c}{R} (C_1 \cos \phi + C_d \sin \phi) = 8\pi(a(1-a) + (a'\lambda\mu)^2)\mu$$

Το στοιχείο αξονικής ροπής στο ρότορα λόγω αεροδυναμικών δυνάμεων στην περρωτή είναι:

$$(3.49) \quad (\delta L \sin \phi - \delta D \cos \phi)r = \frac{1}{2}\rho W^2 Nc(C_1 \sin \phi - C_d \cos \phi)r\delta r$$

Ο ρυθμός μεταβολής γωνιακής ροπής του διερχόμενου αέρα της στεφάνης είναι:

$$\rho U_{\infty} (1 - a) \Omega r 2a' r 2\pi r \delta r = 4\pi \rho U_{\infty} (\Omega r) a' (1 - a) r^2 \delta r$$

Εξισώνοντας:

(3.50)

$$\frac{1}{2} \rho W^2 N c (C_l \sin \phi - C_d \cos \phi) r \delta r = 4\pi \rho U_{\infty} (\Omega r) a' (1 - a) r^2 \delta r$$

και απλοποιώντας:

$$(3.50a) \quad \frac{W^2}{U_{\infty}^2} N \frac{c}{R} (C_l \sin \phi - C_d \cos \phi) = 8\pi \lambda \mu^2 a' (1 - a)$$

όπου η παράμετρος $\mu = r/R$.

Θεωρούμε ότι:

$$C_l \cos \phi + C_d \sin \phi = C_x$$

και:

$$C_l \sin \phi - C_d \cos \phi = C_y$$

Επιλύοντας τις εξισώσεις 3.48 και (3.50a) για τον καθορισμό των παραγόντων επαγωγικής ροής a και a' χρησιμοποιώντας δισδιάστατη πτερωτή καλούμαστε να χρησιμοποιήσουμε μία επαναληπτική διαδικασία. Οι παρακάτω εξισώσεις μπορούν εύκολα να επιλυθούν ως προς τους δεξιούς όρους τους χρησιμοποιώντας υπάρχουσες τιμές συνιστωσών επαγωγικής ροής.

(3.51)

$$\frac{a}{1 - a} = \frac{\sigma_r}{4 \sin^2 \phi} \left[(C_x) - \frac{\sigma_r}{4 \sin^2 \phi} C_y^2 \right]$$

$$(3.52) \quad \frac{a}{1+a'} = \frac{\sigma_r C_y}{4 \sin \phi \cos \phi}$$

Η στερεότητα της πτερωτής σ ορίζεται ως η επιφάνεια της πτερωτής προς την συνολική επιφάνεια του ρότορα και είναι σημαντικός παράγοντας καθορισμού απόδοσης. Η στερεότητα χορδής σ_r είναι το συνολικό μήκος χορδής προς το μήκος περιφέρειας σε αυτή την ακτινική απόσταση.

$$(3.53) \quad \sigma_r = \frac{N c}{2\pi r} = \frac{N c}{2\pi R}$$

3.5.4 Καθορισμός ροπής και ισχύς ρότορα

Ο καθορισμός της ροπής και της ισχύς του ρότορα προαπαιτεί την γνώση των παραγόντων επαγωγικής ροής που προκύπτουν μέσω επίλυσης των (3.51) και (3.52). Η επίλυση συνήθως πραγματοποιείται επαναληπτικά καθώς οι δισδιάστατες πτερωτές έχουν χαρακτηριστικά μη γραμμικά σε σχέση με την μεταβολή της γωνίας προσβολής.

Για να προσδιορίσουμε τα πλήρη χαρακτηριστικά απόδοσης του ρότορα, το αποτέλεσμα της επαναληπτικής επίλυσης είναι αναγκαίο. Η διαδικασία επανάληψης είναι να υποθέσουμε a και a' ίσα με το μηδέν αρχικά, προσδιορίζοντας ϕ , C_p και C_d και έπειτα βρίσκουμε νέες τιμές των παραγόντων ροής μέσω των (3.51) και (3.52). Η επανάληψη πραγματοποιείται έως ότου επιτευχθεί σύγκλιση.

Μέσω της (3.50) η αναπτυσσόμενη ροπή από τις πτερωτές εύρους δr είναι

$$\delta Q = 4\pi\rho U_\infty(\Omega r)a'(1-a)r^2\delta r$$

Η οπισθέλκουσα, ή μέρος της, δεν έχει ληφθεί υπόψιν για τον καθορισμό των παραγόντων επαγωγικής ροής και κατά συνέπεια οι επιδράσεις της πρέπει να περιληφθούν μέσω της ροπής λόγω οπισθέλκουσας. Ο υπολογισμός γίνεται μέσω των

συνιστωσών δυνάμεων πτερωτής (3.49),

$$\delta Q = 4\pi\rho U_\infty(\Omega r)a'(1-a)r^2\delta r - \frac{1}{2}\rho W^2 N c C_d \cos(\phi)r\delta r$$

Ο πλήρης ρότορας συνεπώς αναπτύσσει συνολική ροπή Q :

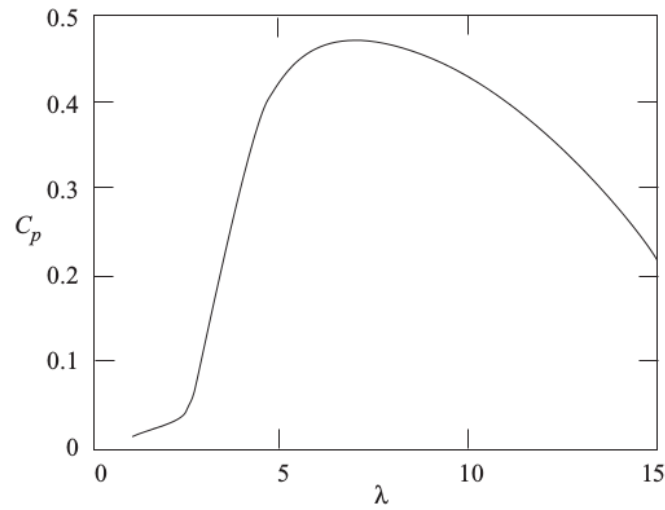
$$(3.54) \quad Q = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 \pi R^3 \lambda \left[\int_0^R \mu^2 \left[8a'(1-a)\mu - \frac{W}{U_\infty} \frac{N c}{\pi} C_d (1+a') \right] d\mu \right]$$

Η ισχύς αναπτυσσόμενη από τον ρότορα είναι $P = Q\Omega$. Ο συντελεστής ισχύος είναι:

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 \pi R^2}$$

Επιλύοντας τις (3.51) και (3.52) για ένα κατάλληλο γεωμετρικό και αεροδυναμικό σχέδιο πτερωτής προκύπτουν μία σειρά τιμών των συντελεστών ροπής και ισχύος που είναι συναρτήσεις του λόγου ταχύτητας αιχμής. Μία τυπική καμπύλη απόδοσης μίας σύγχρονης ανεμογεννήτριας φαίνεται στο σχήμα 3.15.

Ο μέγιστος συντελεστής ισχύος προκύπτει σε λόγο ταχύτητας αιχμής για τον οποίο ο παράγοντας a , που μεταβάλλεται με την ακτίνα, τίνει το όριο Betz του 1/3. Σε χαμηλότερους λόγους ταχύτητας αιχμής ο αξονικός παράγοντας επαγωγικής ροής μπορεί να είναι αρκετά χαμηλότερος του ορίου Betz και οι γωνίες προσβολής είναι τόσο μεγάλες ώστε να προκαλείται τελμάτωση της ροής. Για τις περισσότερες ανεμογεννήτριες, η τελμάτωση είναι πολύ πιο πιθανό να συμβεί στον άξονα a του ρότορα καθώς, για πρακτικούς λόγους, το βήμα γωνίας β δεν είναι αρκετά ευρύ σε αυτήν την περιοχή. Σε χαμηλούς λόγους ταχύτητας αιχμής, η τελμάτωση πτερωτής είναι η αιτία σημαντικής απώλειας ισχύος, όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.15. Σε υψηλούς λόγους ταχύτητας αιχμής ο παράγοντας a έχει υψηλές τιμές, οι γωνίες προσβολής είναι χαμηλές, η οπισθέλκουσα υψηλή και οι τιμές του a είναι μη βέλτιστες άρα ελαττώνεται ο συντελεστής ισχύος. Προφανώς, θα ήταν ιδανικό μία ανεμογεννήτρια να λειτουργεί βέλτιστα σε όλες τις ταχύτητες ανέμου με λόγο ταχύτητας αιχμής πλησίον σε αυτόν που δίνει τον μέγιστο συντελεστή ισχύος.



Εικόνα (3.15)

Πίνακας 3.1 Σχεδιασμός πτερωτής ρότορα διαμέτρου 17m

Radius r (mm)	$\mu = r/R$	Chord c (mm)	Pitch β (degree)	Thickness/chord ratio of blade (%)
1700	0.20	1085	15.0	24.6
2125	0.25	1045	12.1	22.5
2150	0.30	1005	9.5	20.7
2975	0.35	965	7.6	19.5
3400	0.40	925	6.1	18.7
3825	0.45	885	4.9	18.1
4250	0.50	845	3.9	17.6
4675	0.55	805	3.1	17.1
5100	0.60	765	2.4	16.6
5525	0.65	725	1.9	16.1
5950	0.70	685	1.5	15.6
6375	0.75	645	1.2	15.1
6800	0.80	605	0.9	14.6
6375	0.85	565	0.6	14.1
7225	0.90	525	0.4	13.6
8075	0.95	485	0.2	13.1
8500	1.00	445	0.0	12.6

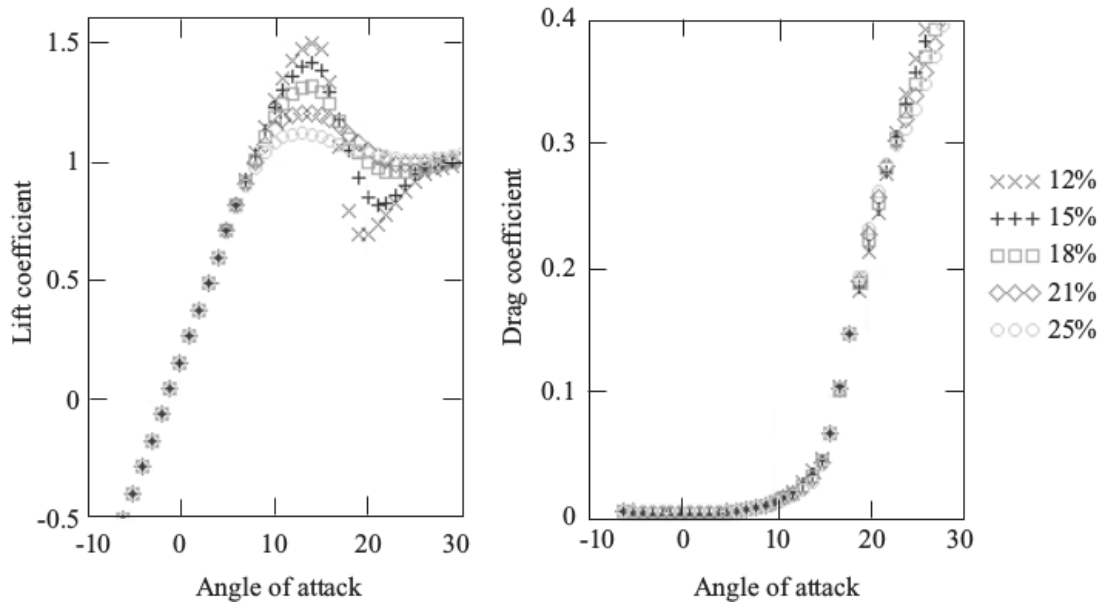
3.6 Θεωρητικός υπολογισμός αποτελεσμάτων πραγματικής ανεμογεννήτριας

Το σχέδιο περωτής ανεμογεννήτριας που λειτουργεί σε σταθερή ομοιογενή ταχύτητα περιστροφής με σταθερό βήμα δίδεται στο Πίνακα 3.1 και στην Εικόνα 3.16. Η πλήρης $C_p - \lambda$ καμπύλη για το σχέδιο δίδεται στην εικόνα 3.15. Χρησιμοποιώντας τα παραπάνω δεδομένα, προέκυψαν τα ακόλουθα αποτελέσματα.

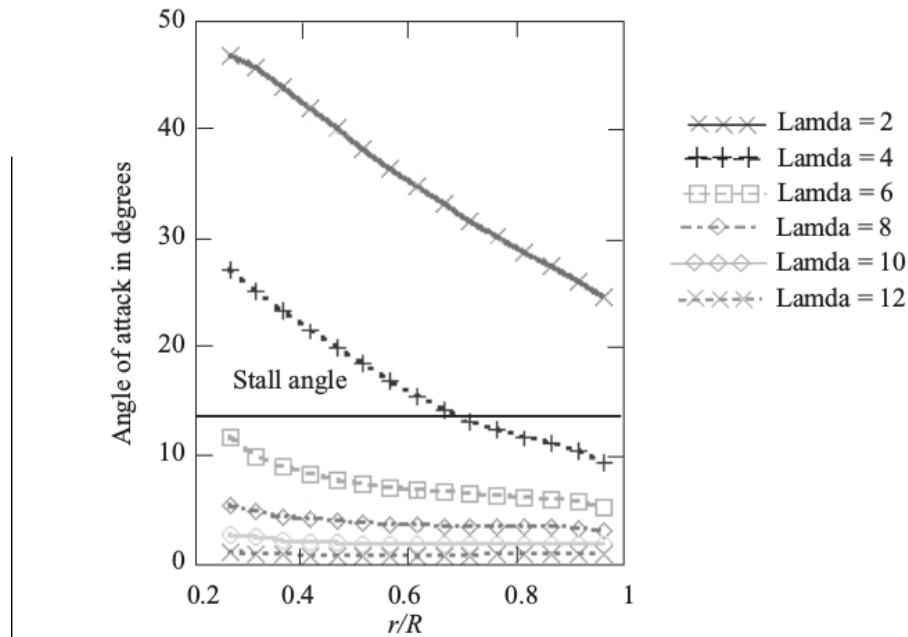
Η περωτή είναι σχεδιασμένη για βέλτιστη απόδοση σε λόγο ταχύτητας αιχμής περίπου ίσο με 6 και οι γωνίες προσβολής ομοιόμορφα κατά μήκος του επιπέδου όπου ο λόγος άνωσης / οπισθέλκουσας είναι μέγιστος, στην συγκεκριμένη πτέρυγα περίπου 7 μοίρες. Στον ελάχιστο λόγο ταχύτητας αιχμής της Εικόνας 3.17 η πτέρυγα έχει αδρανήσει και για περιστροφική ταχύτητα 60 rpm η αντίστοιχη ταχύτητα ανέμου είναι 26 m/s που είναι περίπου η ταχύτητα αποκοπής. Για τον μέγιστο λόγο ταχύτητας αιχμής η αντίστοιχη ταχύτητα ανέμου είναι 4.5 m/s, η ταχύτητα έναρξης. Η μέγιστη ισχύς αποδίδεται σε λόγο ταχύτητας αιχμής ίσο με 4 σε ταχύτητα ανέμου 13 m/s και, ξεκάθαρα, μεγάλο μέρος της περωτής είναι αδρανές.

Ο παράγοντας επαγωγικής αξονικής ροής δεν είναι ομοιογενής κατά μήκος σε κανέναν λόγο ταχύτητας αιχμής, υποδεικνύοντας πως ο σχεδιασμός της περωτής είναι το αποτέλεσμα μηχανολογικών συμβιβασμών παραγωγής, αλλά σε λόγο ταχύτητας αιχμής 6 προκύπτει τιμή ελαφρώς μεγαλύτερη του 1/3. Οι παράγοντες ροής στην εικόνα 3.18 είναι στην γειτονική περιοχή της περωτής και κατά συνέπεια η μέση τιμή παράγοντα αξονικής ροής θα τείνει προς το 1/3 σε λόγο ταχύτητας αιχμής 6.

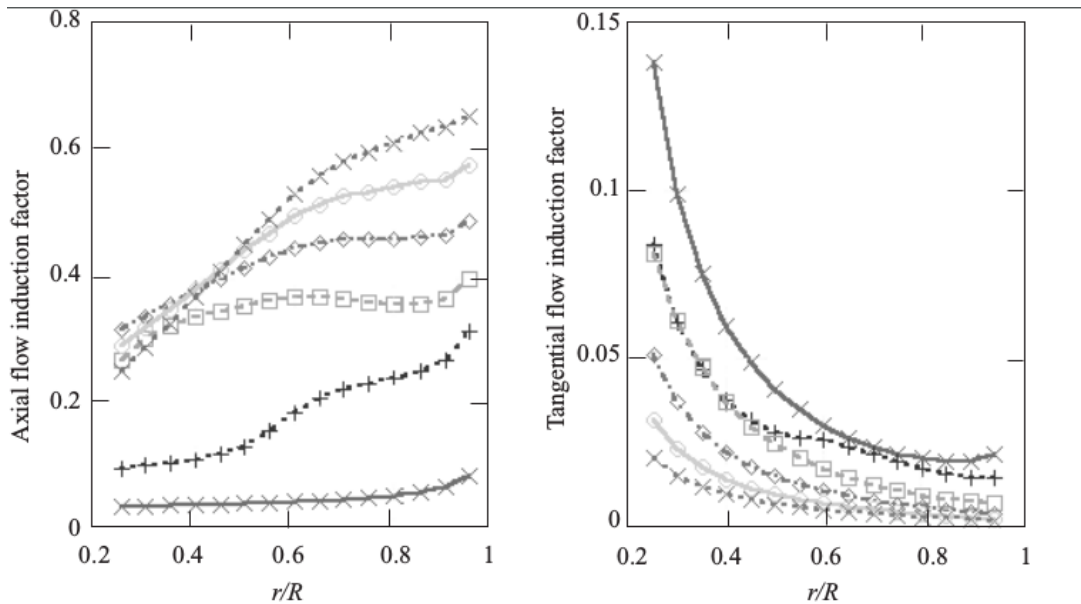
Γενικά, ο παράγοντας αξονικής ροής θα αυξάνεται ανάλογα με τον λόγο ταχύτητας αιχμής ενώ ο παράγοντας επαφτομενικής ροής θα ελαττώνεται ανάλογα με τον λόγο ταχύτητας αιχμής. Η γωνιακή ταχύτητα της ζώνης όμορου αυξάνεται απότομα καθώς φθίνει η ακτίνα επειδή καθορίζεται από την αξονική δίνη πηγής.



Εικόνα (3.16): Αεροδυναμικά χαρακτηριστικά της σειράς πτερυγίων NACA623XX

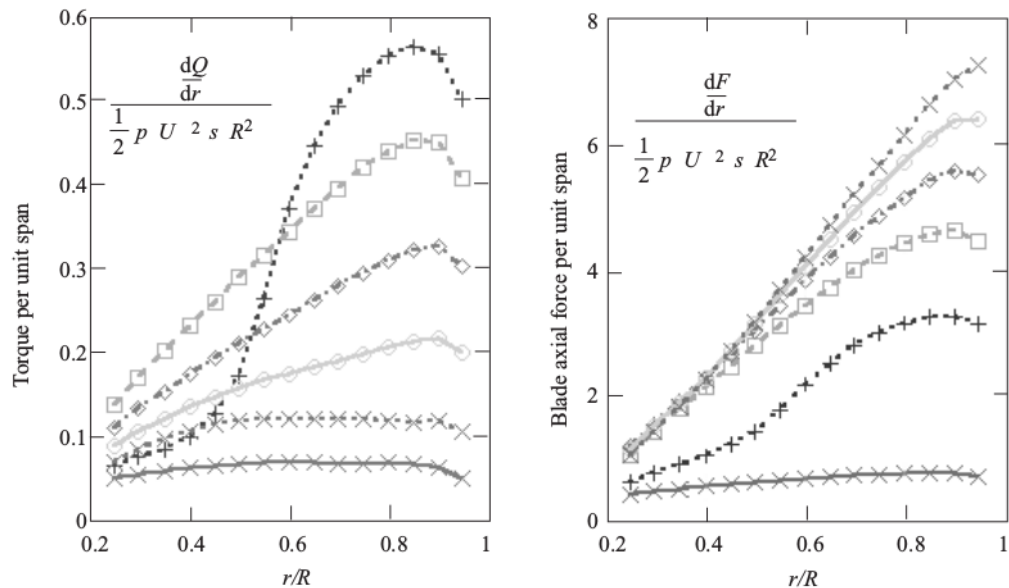


Εικόνα (3.17): Κατανομή γωνιών προσβολή για διάφορους λόγους ταχύτητας αιχμής



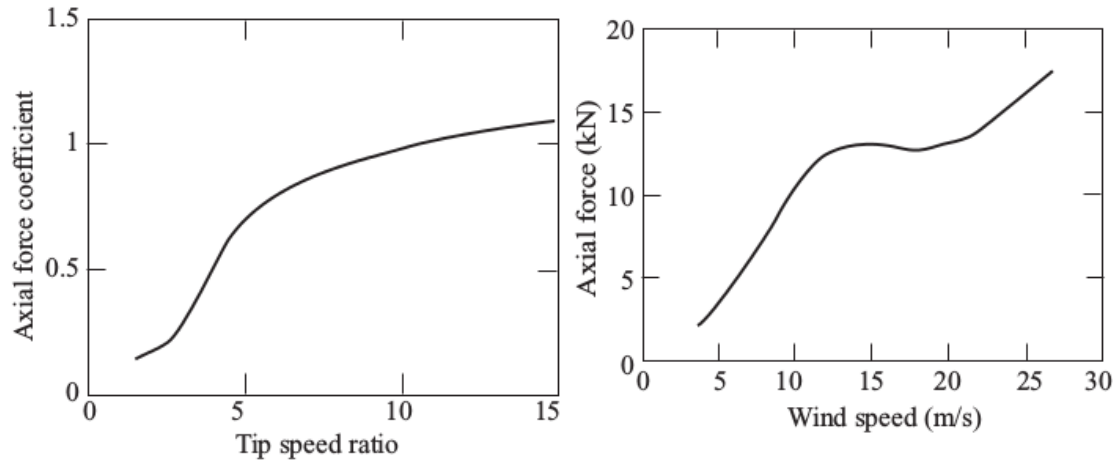
Εικόνα (3.18): Κατανομή των παραγόντων επαγωγικής ροής για διάφορους λόγους ταχύτητας αιχμής

Η σημαντικότητα της εξωτερικής πλευράς της περωτής διαφάνεται ξεκάθαρα στην εικόνα 3.19. Η δραματική επίδραση της αδράνειας φαίνεται στην διαφορά κατανομή ροπής ανάμεσα σε λόγους ταχύτητας αιχμής ίσους με 2 και 4 αντίστοιχα.



Εικόνα (3.19): Κατανομή φορτίου περωτής για για διάφορους λόγους ταχύτητας αιχμής

Παρόλο που ο παράγοντας αξονικής ισχύος πτέρυγας αυξάνεται ανάλογα με τον λόγο ταχύτητας αιχμής πρέπει να έχουμε υπόψιν μας ότι η πραγματική δύναμη ώθησης αυξάνεται ως προς την ταχύτητα ανέμου όπως φαίνεται στην εικόνα 3.20.



Εικόνα (3.20): Συντελεστής αξονικής δύναμης και διακύμανση της δύναμης με την ταχύτητα του ανέμου

Βιβλιογραφία

Katz, J. and Plotkin, A., (1991). Low-speed aerodynamics - from wing theory to panel methods.

McGraw-Hill, Singapore. Burton, Sharpe, Jenkins, Bossanyi (1991) “Wind Energy Handbook” Wiley and Sons, Chichester, England

Stepniewski, W. Z. and Keys, C. N., (1984). Rotary-wing aerodynamics. Dover, New York, USA.

Katz, J. and Plotkin, A., (1991). Low-speed aerodynamics - from wing theory to panel methods. McGraw-Hill, Singapore.

Katz, J. and Plotkin, A., (1991). Low-speed aerodynamics - from wing theory to panel methods. McGraw-Hill, Singapore.