

Τ.Ε.Ι. ΠΑΤΡΑΣ  
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΤΙΤΛΟΣ: ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΑΣ  
ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥ ΑΞΟΝΑ



ΕΙΣΗΓΗΤΗΣ: ΣΤΑΜΟΥΤΣΟΣ ΧΡΗΣΤΟΣ

ΣΠΟΥΔΑΣΤΕΣ: ΒΕΝΕΚΑΣ ΚΩΣΤΑΝΤΙΝΟΣ  
ΓΑΣΠΑΡΑΤΟΣ ΣΤΑΥΡΟΣ  
ΚΥΡΙΤΣΗ ΠΟΛΥΞΕΝΗ

ΠΑΤΡΑ  
ΙΑΝΟΥΑΡΙΟΣ 2000

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

1.	Εισαγωγή	4
1.1	Γενικά	4
1.2	Άνεμος	5
1.3	Ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα	7
1.4	Μεταβολή της ταχύτητας του ανέμου με το ύψος	9
1.5	Μεταβολή της ταχύτητας του ανέμου με το χρόνο	11
1.6	Αιολική ενέργεια	13
1.7	Απλοποιημένη αεροδυναμική ανάλυση Α/Γ. Η θεωρία του δίσκου επενέργειας για Α/Γ οριζοντίου άξονα	14
1.8	Υπολογισμός εξαγόμενης ενέργειας απο Α/Γ	15
1.9	Απόδοση Α/Γ	18

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

2.1.1	Αεροδυναμική Α/Γ και ρότορα	19
2.1.2	Αεροδυναμικές απαιτήσεις αεροτομής	20
2.1.3	Απαιτήσεις ανύψωσης και αντίστασης αέρα	20
2.1.4	Επιδράσεις τραχύτητας επιφανείας	21
2.1.5	Επιλογή αεροτομής	22
2.2.1	Χαρακτηριστική συμπεριφορά αεροτομών	24
2.2.2	Τυπική συμπεριφορά αεροτομών σε άντωση και αντίσταση	25
2.2.3	Περιοχή προσκολλημένης ροής	26
2.2.4	Περιοχή υψηλής άντωσης και μεγάλης πρόσπτωσης	28
2.2.5	Περιοχή πλήρους αποκόλλησης	28
2.2.6	Επιδράσεις πεπερασμένου μήκους πτερυγίων	29
2.3.1	Μοντελοποίηση του συντελεστή άντωσης και έλξης στην πέραν της αποκόλλησης περιοχή	31
2.4	Πειραματική διερεύνηση χαρακτηριστικών μεγεθών αεροτομής	33
2.4.1	Μετρήσεις οριακού στρώματος	33
2.4.2	Μετρήσεις τύρβης	35
2.4.3	Στατική πίεση	37
2.4.4	Συντελεστής δυνάμεων και ροπής της αεροτομής	39
2.4.5	Συντελεστής άνωσης	41
2.4.6	Συντελεστής αντίστασης	46
2.4.7	Συντελεστής ροής και κέντρο των πιέσεων	51
2.5	Αεροδυναμικά μοντέλα Α/Γ	54
2.5.1	Κατάσταση ροής	54
2.5.2	Συνοπτικά σχόλια πάνω στη θεωρία του δίσκου επενέργειας	56
2.5.3	Θεωρία της λωρίδας για Α/Γ οριζοντίου άξονα	57
2.5.4	Σε βάθος	58
2.5.5	Μοντέλο ροής	59
2.5.6	Εξίσωση ροής στο δακτύλιο	61
2.5.7	Θεωρία βέλτιστου δίσκου επενέργειας	63
2.6.1	Θεωρία δίσκου επενέργειας για οριζόντιες – αξονικές Α/Γ	69
2.6.2	Θεωρία των Rankine-Froude	70
2.6.3	Γενική θεωρία ορμής με περιστροφή απορεύματος	72
2.7.1	Συγκριτική λειτουργία	77
2.7.2	Συγκριτική παραγωγή ενέργειας	79
2.7.3	Μορφές ακροπτερυγίου Α/Γ οριζοντίου άξονα	81

2.8.1	Ιδιαιτερότητες που παρουσιάζονται στη σύνδεση Α/Γ σε αιολικά πάρκα	84
2.8.2	Αλληλεπιδράσεις Α/Γ	85
2.8.3	Αριθμητική προσομοίωση αλληλεπίδρασης ομόρων	87
2.8.4	Μοντέλα υπολογισμού	88
2.8.5	Υπολογισμός της ταχύτητας αμέσως μετά το δρομέα	90
2.8.6	Υπολογισμός ταχύτητας πρόσπτωσης στον δρομέα Α/Γ που βρίσκεται σε αιολικό πάρκο	92

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

3.1	Απορεύματα ρότορα	94
3.1.1	Αεροτομές Α/Γ και απορεύματα ρότορα	94
3.1.2	Αποτέλεσμα απορεύματος Α/Γ	96
3.1.3	Φυσικοί παράγοντες που ελέγχουν την παρεμβολή απορεύματος	98
3.1.4	Ανάπτυξη μοντέλων απορευμάτων Α/Γ	100
3.1.5	Βασικές ρευστοδυναμικές αρχές	102
3.1.6	Μοντέλα γεωμετρίας απορεύματος	104
3.1.7	Αρχική κατάσταση του αρχικού πυρήνα	106
3.1.8	Ολοκλήρωση των απορευμάτων για αποτέλεσμα διάταξης	108
3.1.9	Αναλυτικά αποτελέσματα που λαμβάνονται με μοντέλα απορεύματος	110
3.1.10	Πολύπλοκο τοπίο	112
3.2	Μετρήσεις των επιδράσεων του απορεύματος	115
3.2.1	Δοκιμές σε αεροσήραγγες	115
3.2.2	Δοκιμές πεδίου σε μονή γεννήτρια	117
3.2.3	Έλεγχοι πεδίου σε πολλαπλές γεννήτριες	118
3.2.4	Συμπερασματικά σχόλια στα αποτελέσματα απορεύματος και Α/Γ	120

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

4.1	Επιδράσεις ομόρου σε αιολικά πάρκα	121
4.2	Αριθμητική ανάλυση της ροής	122
4.3	Εξίσωση του προβλήματος	123
4.4	Αλγόριθμος SIMPLE	126
4.5	Περιοχή του πλήρους ανεπτυγμένου ομόρου	127
	<b>Βιβλιογραφία</b>	130

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

### 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

#### 1.1 Γενικά:

Ενέργεια του ανέμου ή αιολική ενέργεια είναι η ενέργεια που προέρχεται από την κίνηση του ανέμου. Πρόκειται για μια ανεξάντλητη πηγή ενέργειας που είναι γνωστή από τους πανάρχαιους χρόνους.

Οι ανεμόμυλοι, σε όλο το διάστημα μέχρι την χρησιμοποίηση της πρώτης ατμομηχανής (αρχές 19<sup>ου</sup> αιώνα), παράλληλα με τους υδραυλικούς κινητήρες (υδραυλικοί τροχοί, στρόβιλοι κ.α.) πρόσφεραν μεγάλη βοήθεια στους ανθρώπους. Αλλά με την ανάπτυξη των ατμομηχανών, των μηχανών εσωτερικής καύσης και των ηλεκτρικών μηχανών κατά τον 19<sup>ο</sup> και 20<sup>ο</sup> αιώνα, οι άνθρωποι απόφευγαν την χρήση τους αφού μπορούσαν να παράγουν ενέργεια από μέσα μικρότερου μεγέθους.

Σήμερα όμως και ειδικά από το 1972 που ξέσπασε η ενεργειακή κρίση, που οφείλεται κύρια στην προοδευτική εξάντληση των φυσικών πηγών ενέργειας (πλην αιολικής και ηλιακής), βρισκόμαστε στην ανάγκη να μελετήσουμε στο πως μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε, κάθε πηγή ενέργειας. Τις τελευταίες δεκαετίες σχεδιάστηκαν νέοι ανεμοκινητήρες, που αξιοποιούν την παραδοσιακή τεχνική και ταυτόχρονα χρησιμοποιούν τα αποτελέσματα της επιστημονικής και τεχνολογικής ανάπτυξης με στόχο την βελτιωμένη απόδοση των νέων μηχανών.

Στην χώρα μας η Αιολική ενέργεια υπάρχει άφθονη. Στα νησιά του Αιγαίου, του Ιονίου, αλλά και στο εσωτερικό της χώρας, κυρίως όμως κοντά στις θαλάσσιες περιοχές το Αιολικό δυναμικό είναι πολύ σημαντικό.

Έχει υπολογιστεί ότι η Αιολική ενέργεια χρονικά σε όλο τον κόσμο, είναι της τάξης  $8 \cdot 10^8$  kWh, ( 8.000.000.000 kWh ), βέβαια με τις σημερινές απαιτήσεις η Αιολική ενέργεια δεν είναι πολύ μεγάλη, αλλά σε συνδυασμό

με τις άλλες πηγές φυσικής ενέργειας, δηλ. την υδραυλική, την ηλιακή, και την γεωθερμική, η στέρηση των υγρών καυσίμων και των ορυκτών θα καλυφθεί ενεργειακά.

Σύμφωνα με τα πορίσματα του 1<sup>ου</sup> Συνεδρίου Αιολικής ενέργειας, - Αθήνα 1980 – στην χώρα μας το κλίμα ευνοεί την ικανοποιητική εκμετάλλευση της Αιολικής ενέργειας, σε σύγκριση με άλλες χώρες, γιατί οι άνεμοι παρουσιάζουν μεγάλη σταθερότητα στην διεύθυνση τους και στην ένταση τους. Αλλά και η μορφολογία του Ελληνικού εδάφους προσφέρει πολλές θέσεις με πολύ ευνοϊκές ανεμολογικές συνθήκες .

## 1.2 Άνεμος

Η άνιση θέρμανση της επιφάνειας της γης από τον ήλιο θεωρείται ως ο κύριος λόγος παραγωγής των ανέμων πάνω σ' αυτή συγκεκριμένα είναι αποτέλεσμα των θερμοκρασιακών διαφορών που παρουσιάζονται στην τροπόςφαιρα είτε λόγω γεωγραφικού πλάτους είτε λόγω διαφορετικής θερμοκρασίας της επιφάνειας της γης. Οι διαφορετικές θερμοκρασίες οφείλονται σε δύο κύριους παράγοντες:

A) Διαφορετική φύση επιφάνειας: Οι άνεμοι που δημιουργούνται λόγω αυτού του παράγοντα είναι πάρα πολύ σύντομοι χρονικά (συνήθως κάποιες ώρες είναι η χρονική τους διάρκεια) και τους συναντάμε κοντά σε ορεινούς όγκους, σε κοιλάδες, λεκανοπέδια και σε θάλασσα ή λίμνη, όπου έχουμε διαφορετικό ρυθμό θέρμανσης ή ψύξης του εδάφους και του υδάτινου όγκου.

B) Υψομετρική διαφορά δύο σημείων: Αυτού του είδους οι άνεμοι θεωρούνται ως φαινόμενα, σχεδόν σταθερά ή μεταβλητά, αλλά με μεγάλη περίοδο μεταβολής (εποχιακά). Χαρακτηριστικό αυτών των ανέμων είναι ότι επηρεάζονται κάθε φορά είτε λόγω της μεγάλης ατμοσφαιρικής μάζας που μετακινείται, είτε λόγω των μεγάλων γεωγραφικών αποστάσεων που καλύπτουν από την περιστροφή της γης γύρω από τον άξονα της. Σε αυτό το είδος ανέμων κατατάσσονται και πλανητικοί άνεμοι, όπου η δημιουργία

τους οφείλεται στην μεγαλύτερη θέρμανση της επιφάνειας της γης κοντά στον ισημερινό απ' ότι στους δύο πόλους. Αποτέλεσμα αυτού του γεγονότος είναι κρύοι επιφανειακοί άνεμοι να κατευθύνονται από τους πόλους προς τον ισημερινό για να αντικαταστήσουν τον αέρα που ανυψώνεται στις τροπικές περιοχές και κινείται στην ανώτερη ατμόσφαιρα προς τους πόλους.

Οι συνήθεις άνεμοι για τη μεσόγειο λόγω της μικρής επίδρασης των βορείων ρευμάτων που πνέουν από την Ρωσία είναι οι δυτικοί με επικρατέστερους τους βορειοδυτικούς. Για τον ελλαδικό χώρο τώρα συγκεκριμένα. Λόγω της μορφολογίας των Βαλκανίων την χειμερινή περίοδο επικρατούν τοπικοί βόρειοι – βορειοδυτικοί άνεμοι, η ένταση των οποίων είναι μέση έως ισχυρή την άνοιξη, ενώ το καλοκαίρι η ένταση τους πέφτει με συνέπεια την εμφάνιση πολλών ημερών με νηνεμία.



### Σχ. 1.1 : Δημιουργία του ανέμου (μέρα – νύχτα)

Τα κυριότερα στοιχεία για την καλή εκμετάλλευση των ανέμων, σε μια οποιαδήποτε χώρα, είναι η ένταση και η διεύθυνση των ανέμων, αλλά και η διάρκεια πνοής τους, μέσα σε ορισμένα όρια ταχυτήτων. Άλλο ένα κύριο στοιχείο για την επιτυχή εκμετάλλευση της Αιολικής ενέργειας, είναι η μεταβολή της ταχύτητας των ανέμων, ανάλογα με το ύψος που καθορίζεται από τις μετεωρολογικές συνθήκες που επικρατούν και την μορφολογία του εδάφους δηλ. του ανάγλυφου της.

Επειδή επί πλέον, η ροή του ανέμου, σε μια εκτεταμένη περιοχή με εδαφικές ανωμαλίες, δεν κατανέμεται ομοιόμορφα και σε άλλα σημεία είναι δυνατότερη και σε άλλα πιο αδύνατη, επιβάλλεται η επιλογή του κατάλληλου σημείου, για μια πετυχημένη εκμετάλλευση της Αιολικής ενέργειας. Τα απαραίτητα στοιχεία που απαιτούνται ανάλογα με τις ανεμολογικές συνθήκες, για την σωστή εκτίμηση αυτού που λεμε Αιολικού Δυναμικού είναι οι συνεχείς μετρήσεις, της διεύθυνσης και της έντασης του ανέμου, η εκτίμηση της διάρκειας του και ο καθορισμός της ταχύτητας του ανέμου ανάλογα με το ύψος και τέλος η επιλογή όπου η ταχύτητα του ανέμου είναι η μεγαλύτερη.

### 1.3. ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΟΡΙΑΚΟ ΣΤΡΩΜΑ

Κατά την σχετική κίνηση, της ατμόσφαιρας με την γη, στο κατώτατο τμήμα της ατμόσφαιρας και λόγω του ιξώδους του αέρα. Έχουμε την δημιουργία ενός στρώματος αέρα μέσα στο οποίο η σχετική ταχύτητα μεταβάλλεται από μηδέν πάνω στην επιφάνεια της γης μέχρι την τιμή που μπορεί να χαρακτηριστεί ως ελεύθερη ροή.

Το πάχος του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος θεωρείται ως χρονικά και τοπικά μεταβαλλόμενο. Οι παράγοντες που επηρεάζουν κάθε φορά το πάχος του αυτό είναι είτε η μορφή του στερεού ορίου τραχύτητας της επιφάνειας της γης, είτε η κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας. Έτσι για την περίπτωση που έχουμε ομαλό έδαφος αλλά και αδύναμο άνεμο το σύνηθες πάχος του οριακού στρώματος είναι της τάξης των 200 μέτρων, ενώ στην περίπτωση που έχουμε ανώμαλη επιφάνεια και δυνατό άνεμο υπάρχει πιθανότητα το οριακό στρώμα να φτάσει τα 1200 μέτρα. Για πολύ ευσταθή κατάσταση της ατμόσφαιρας όμως, το πάχος του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος είναι της τάξης των 30 μέτρων, ενώ σε συνθήκες που ευνοούν την έντονη ανάμειξη του αέρα το πάχος μπορεί να φτάσει και τα 3000 μέτρα.

Πολύχρονες μετρήσεις όμως, έχουν δείξει ότι σε πολλές περιπτώσεις, ακόμα και σε αυτές που η τραχύτητα του εδάφους που εξετάζουμε είναι ίδια, παίρνουμε διαφορετικές τιμές για το πάχος του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος. Ο κύριος λόγος για τον οποίο συναντάμε τέτοιες αποκλίσεις είναι ότι το ολικό μέγεθος της εξεταζόμενης επιφάνειας του εδάφους ανάλογα με το πόσο μεγάλο ή μικρό είναι μπορεί να μας δώσει διαφορετικά αποτελέσματα. Έτσι για να έχουμε μια κοινή αναφορά, χωρίς όμως να περιορίζεται κάποια ευελιξία επιλογής, προτάθηκε από τον Counihan για το ουδέτερο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα για μέση τιμή σε κάθε μορφή εδάφους τραχύτητά ίση με 600 μέτρα. Στη περίπτωση αυτή που θεωρήσουμε ότι έχουμε ουδέτερη ατμοσφαιρική κατάσταση, θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας τις θερμοκρασιακές αποκλίσεις που συνήθως παρουσιάζονται από την διαβατική θερμοβαθμίδα. Αποτέλεσμα των αποκλίσεων αυτών είναι η μεταβολή του ύψους αλλά και της δομής του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος.

Κάτι το οποίο θα πρέπει να εξετάζουμε πάντα είναι αν η ροή που έχουμε μπορεί να μας δώσει οριακό στρώμα. Βασικό κριτήριο για την κατάταξη μιας ροής είναι αν οι κλίσεις της πίεσης κατά μήκος της είναι μεγάλες σε σύγκριση με τις κλίσεις που είναι κάθετες στην ροή. Αν συμβαίνει αυτό τότε έχουμε οριακό στρώμα.



Το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα τώρα έχει αποδειχτεί ότι αποτελείται από έναν αριθμό μικρότερων στρωμάτων. Το οριακό στρωτό υπόστρωμα όπου το πάχος του δεν ξεπερνά κάποια χιλιοστά, βρίσκεται στο κατώτατο σημείο και σε απόλυτη επαφή με την επιφάνεια του εδάφους.

Πάνω από το οριακό υπόστρωμα, συναντάμε ένα δεύτερο, τυρβώδες στρώμα. Η τύρβη που δημιουργείται στο σημείο αυτό οφείλεται κατά κανόνα σε μηχανικά αίτια. Το τυρβώδες αυτό στρώμα χωρίζεται σε δύο υποστρώματα: α) Το επιφανειακό στρώμα, όπου μεταβάλλεται με φθίνοντα ρυθμό κατά την διάρκεια της ημέρας, και χαρακτηρίζεται από έντονη μικρής κλίμακας τύρβη που δημιουργείται κατά πρώτο λόγο από την επιφανειακή τραχύτητα και κατά δεύτερο από την μεταφορά θερμότητας λόγω ρευμάτων.

β) Το στρώμα Ekman. Η επιφάνεια που καταλαμβάνει ξεκινάει από την κορυφή του επιφανειακού στρώματος έως το ύψος του αέριου οριακού στρώματος. Στο στρώμα αυτό συναντάτε μια ισορροπία μεταξύ της δύναμης Coriolis (δηλ. της δύναμης λόγω της πίεσης) και των διατμητικών τάσεων.

#### 1.4. ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΤΟΥ ΑΝΕΜΟΥ ΜΕ ΤΟ ΥΨΟΣ:

Για να μπορέσουμε να εκφράσουμε την κατακόρυφη μεταβολή του μέτρου της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας του ανέμου θα στηριχτούμε σε δύο κυρίως νόμους:

α) Τον εκθετικό νόμο: 
$$\frac{U_1}{U_2} = \left( \frac{z_1}{z_2} \right)^{1/a}$$
 όπου  $U_1$  και  $U_2$  η

οριζόντια

συνιστώσα της ταχύτητας στα ύψη  $z_1$ ,  $z_2$  και  $1/a$  ο εκθέτης του εκθετικού νόμου.

β) Τον λογαριθμικό νόμο: 
$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \Rightarrow \frac{U}{u_*} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right)$$

όπου  $U$  η οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας στο ύψος  $z$  και

$u_*$ : η ταχύτητα τριβής ( friction velocity)

$k$ : η σταθερά von karman ( $k=0,35$ )

$z_0$ : η παράμετρος τραχύτητας ή μήκος τραχύτητας

$d$ : η μετατόπιση μηδενικού επιπέδου

Η: εμπειρική σχέση μεταξύ 10 έως 30 μέτρα είναι:  $z_0 = 15,25 \exp(-\frac{1}{1/a})$

Κάποιος συγκεκριμένος κανόνας για την επιλογή χρήσης του ενός ή του άλλου νόμου κάθε φορά δεν υπάρχει από την στιγμή που και στους δύο νόμους καταλογίζονται πολλά υπέρ και κατά από διαφορετικούς επιστήμονες. Συνήθως όμως για μετεωρολογικά προβλήματα κάνουμε χρήση του εκθετικού νόμου, από τη στιγμή που θα έχουμε να αντιμετωπίσουμε μια πιο βατή μαθηματική εξίσωση. Για τα πρώτα μέτρα του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος κάνουμε χρήση για μεγαλύτερη ακρίβεια του εκθετικού νόμου, ενώ όσο προχωράμε σε μεγαλύτερα ύψη κάνουμε χρήση του λογαριθμικού νόμου. Ένα βασικό όμως πρόβλημα για τον λογαριθμικό νόμο είναι η εύρεση της ακριβούς τιμής σε κάθε τμήμα της φυσικής επιφάνειας, της μετατόπισης του μηδενικού επιπέδου και της ταχύτητας της τριβής λόγω της επίδρασης της περιστροφής της γης. Σε αυτούς τους δύο και κυρίως στον λογαριθμικό, για αποστάσεις μεγαλύτερες του εδάφους, κάνουμε χρήση ενός άλλου τροποποιημένου νόμου με τη μορφή :

$$U_{(z)} = \frac{u_*}{k} \left[ \ln\left(\frac{z}{z_0} + 5,75 \frac{z}{h}\right) \right]$$

Η χρήση αυτού του νόμου γίνεται για ύψη μέχρι 200 μέτρα.

### 1.5. ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΤΟΥ ΑΝΕΜΟΥ ΜΕ ΤΟ ΧΡΟΝΟ

Η μεταβολή της ταχύτητας του ανέμου συναρτήσει του χρόνου για ένα συγκεκριμένο σημείο του χώρου, αποτελεί μία από τις κυριότερους παραμέτρους που πρέπει να εξετάσει ο κατασκευαστής μιας αιολικής μηχανής από την στιγμή που επηρεάζει άμεσα την αντοχή αλλά και την λειτουργική απόδοση των μηχανών αυτών.

Τα είδη μεταβολής της ταχύτητας για μια μεγάλη χρονική περίοδο που συναντάμε κυρίως είναι τα εξής:

α) Λόγω εποχιακών διακυμάνσεων της ταχύτητας.

β) Λόγω παροδικών κλιματολογικών συστημάτων με χρονική διάρκεια λίγων ημερών. Και λόγω της ασταθούς φύσης της ροής στη χρονική διάρκεια αυτού του φαινομένου μόνο κάποιων ωρών.

Οι σχέσεις στις οποίες στηριζόμαστε κάθε φορά για την μελέτη της μεταβολής της ταχύτητας του ανέμου είναι :

$$\bar{U} = 1/T \int_0^T U(t) dt \quad (1) \quad \text{και} \quad \bar{u}^2 = 1/T \int_0^T [U(t) - \bar{U}]^2 dt \quad (2)$$

όπου το πρώτο μέρος της σχέσης (1) είναι η μέση ταχύτητα (για χρονική διάρκεια ολοκλήρωσης τα 10 λεπτά έως μία ώρα) και το πρώτο μέρος της σχέσης (2) είναι η τύρβη της ροής.

Η χρήση της τιμής της τύρβης της ροής είναι αναγκαία, αφού μόνο βάση αυτής της τιμής μπορούμε να υπολογίσουμε τα εκάστοτε μεταβαλλόμενα φορτία που ενεργούν πάνω στην ανεμογεννήτρια και προκαλούν την γήρανση των υλικών της. Η σχέση (2), χαρακτηρίζεται ως η ένταση τύρβης (όπου Τα η περίοδος ολοκλήρωσης της μέσης τιμής ταχύτητας). Συνεπώς η τύρβη ορίζεται ως :  $U(t) = U(t) - \bar{U}$

Μέτρο της μεταβλητότητας της τύρβης αποτελεί η ποσότητα:

$$I = \frac{\sqrt{\bar{u}^2}}{\bar{U}} \quad \text{Που αποτελεί και την αδιάστατη τιμή της τύρβης.}$$

Για μετρήσεις στο επιφανειακό στρώμα αποδείχτηκε ότι η ένταση της τύρβης έχει άμεση σχέση με την ταχύτητα τριβής, όπου  $\sqrt{u^*} = 2,5 u^*$

Η χρήση τώρα της μέσης τιμής της ταχύτητας του ανέμου μας είναι απαραίτητη μόνο για ενεργειακούς λόγους. Κατά την μελέτη της μέσης τιμής σε μια συγκεκριμένη περιοχή μπορούμε να την κατατάξουμε α) Σε μέση ετήσια τιμή ταχύτητας ανέμου από την οποία εξαρτάται άμεσα η ενεργειακή απόδοση μιας ανεμογεννήτριας με διάρκεια ζωής 20 τουλάχιστον ετών. Η μέση αυτή τιμή έχει αποδειχτεί ότι για να μετρηθεί με αρκετά μεγάλη ακρίβεια θα πρέπει να υπάρχουν ανεμολογικές μετρήσεις τουλάχιστον 3-5 ετών στη θέση εγκατάστασης της, αφού η τιμή της διαφέρει από μέρος σε μέρος αλλά και από χρόνο σε χρόνο. β) Σε εποχιακή συγκεκριμένου ύψους. γ) Σε ημερήσια όπου με την εποχιακή τιμή είναι αυτές όπου επηρεάζονται από την εναλλαγή ημέρας – νύχτας, καθώς και την διαδοχή των εποχών. δ) Σε μέση ωριαία τιμή.

Άλλη μια παράμετρος την οποία πρέπει να γνωρίζουμε για την μελέτη της μεταβολής της ταχύτητας του ανέμου, είναι η μέγιστη τιμή της ταχύτητας  $U_{max}$ . Γνωρίζοντας την τιμή αυτή μπορούμε να υπολογίσουμε την πιθανότητα μηχανολογικής αστοχίας της ανεμογεννήτριας κατά την διάρκεια της ζωής της.

Η διάρκεια πνοής του ανέμου καθώς και η εποχιακή διακύμανση της ταχύτητας του ανέμου είναι από τα πλέον απαραίτητα στοιχεία που πρέπει να γνωρίζουμε τόσο για τον υπολογισμό της εποχιακής ενεργειακής απόδοσης της ανεμογεννήτριας (αλλά και της ποιότητας προσαρμογής της καμπύλης ενεργειακής παραγωγής και ζήτησης), όσο και για την θέση εγκατάστασης της.

## 1.6. ΑΙΟΛΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ

Η αιολική ενέργεια αποτελεί μια αστείρευτη πηγή ενέργειας με αξιοσημείωτο δυναμικό και με δωρεάν πρώτη ύλη στη διάθεση της ανθρωπότητας, και προβάλλει σήμερα ως μια από τις πιο κατάλληλες εναλλακτικές πηγές για την παραγωγή ηλεκτρισμού αλλά και για άλλες χρήσεις.

Η κινητική ενέργεια του ανέμου οφείλεται στην ηλιακή ακτινοβολία και περίπου το 2% της ηλιακής ενέργειας που προσπίπτει στη γη μετατρέπεται σε αιολική ενέργεια.

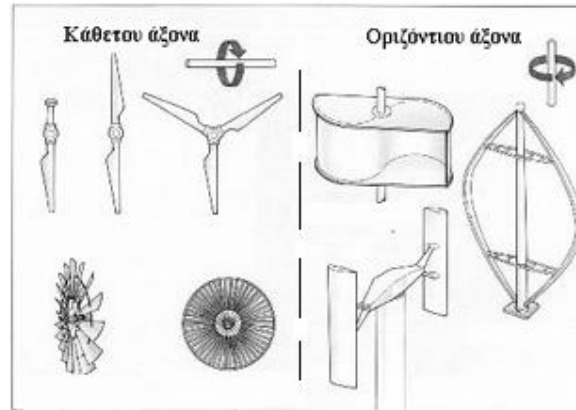
Βασικό μειονέκτημα όσο αφορά την εκμετάλλευση της αιολικής ενέργειας είναι ότι αποτελεί μια «αραιή» ή «ήπια» μορφή ενέργειας δηλαδή είναι μικρή η ποσότητα ενέργειας ανά μαινάδα χρόνου που μπορεί να δεσμευτεί σε κάθε τετραγωνικό μέτρο επιφάνειας που προσβάλλεται από τον άνεμο. Στο πρόβλημα αυτό έχει βρει λύση η σημερινή τεχνολογία με την κατασκευή ανεμοκινητήρων μεγάλων διαστάσεων που ανταγωνίζονται οικονομικά τις συμβατικές πηγές ενέργειας.

Πλεονέκτημα τώρα για την αιολική ενέργεια αποτελεί το ότι μες παρέχει απ' ευθείας μηχανική ενέργεια, μια αναβαθμισμένη κατά την τεχνική ορολογία μορφή ενέργειας που με πολύ ψηλό βαθμό απόδοσης και απλά μέσα μετατρέπεται σε οποιαδήποτε άλλη μορφή ενέργειας.

Οι ανεμοκινητήρες τους οποίους χρησιμοποιούμε για την συλλογή της αιολικής ενέργειας στις μέρες μας έχουν φτάσει σε πολύ υψηλά στάδια απόδοσης. Αυτοί τώρα μπορούν να ταξινομηθούν σύμφωνα με τον προσανατολισμό των αξόνων τους σε σχέση με την ροή του ανέμου σε:

- 1) Οριζοντίου άξονα, στους οποίους ο άξονας περιστροφής του δρομέα είναι παράλληλος προς την κατεύθυνση του ανέμου.
- 2) Οριζόντιου άξονα (Cross – Wind), στους οποίους ο άξονας περιστροφής είναι παράλληλος προς την επιφάνεια της γης αλλά κάθετος στην διεύθυνση της ροής του ανέμου.

- 3) Καθέτου άξονα στους οποίους ο άξονας περιστροφής είναι κάθετος στην επιφάνεια της γης και κάθετος στη ροή του ανέμου.



Σχ. 1.2 Διάφορα πτερύγια για Α/Γ κάθετου και οριζόντιου άξονα

### 1.7. ΑΠΛΟΠΟΙΗΜΕΝΗ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΑΣ. Η ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ ΔΙΣΚΟΥ ΕΠΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΓΙΑ Α/Γ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥ ΑΞΟΝΑ

Το απλούστερο αεροδυναμικό μοντέλο για τον υπολογισμό μιας Α/Γ οριζόντιου άξονα είναι το μοντέλο του δίσκου επενέργειας στο οποίο ο δρομέας θεωρείται ομοιόμορφος δίσκος ο οποίος αφαιρεί ενέργεια από το ρευστό. Η θεώρηση αυτή δίνει μια αρχική ιδέα για την αλληλεπίδραση Α/Γ και ελεύθερου ρεύματος αλλά αποτυγχάνει να συνδέσει την γεωμετρία με την απόδοση του δρομέα. Η ροή θεωρείται ιδανική, ο δίσκος ακίνητος και οι ενεργειακές και άλλες απώλειες δεν λαμβάνονται υπ' όψιν κατά τον υπολογισμό.

Η Α/Γ θεωρείται ότι βρίσκεται εντός ροϊκού σωλήνα του οποίου η τελική επιφάνεια είναι μεγαλύτερη για να ικανοποιείται η εξίσωση της συνέχειας. Όπως βλέπουμε από το Σχήμα 1 θεωρείται ότι υπάρχει απότομη πτώση πίεσης στα πτερύγια μιας ανεμογεννήτριας κατά τη διεύθυνση της ροής. Από το ίδιο σχήμα δείχνεται ότι υπάρχει αύξηση της πίεσεως και μια αναμενόμενη πτώση της ταχύτητας στα τμήματα 1-2 και 3-4.

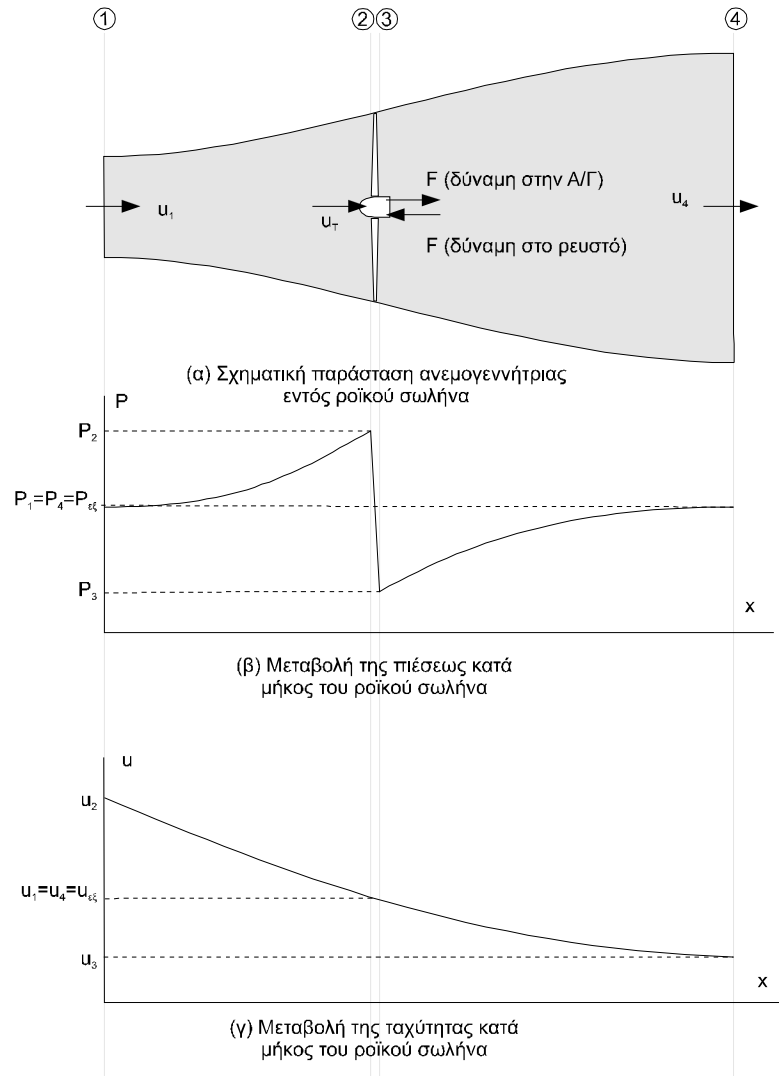
Στην ανάλυση αυτή  $u_1$  είναι η ταχύτητα του ανέμου,  $H_T$  το ύψος της ενέργειας που αποσπάται από τη γεννήτρια και  $F$  είναι η αξονική δύναμη που ασκεί ο άνεμος στα πτερύγια. Η θέση 1 αντιστοιχεί σε θέση ανάντη της ροής που δεν επηρεάζεται από την ύπαρξη της Α/Γ και η 4 σε θέση όπου η πίεση του ρευστού έχει εξισωθεί με την ατμοσφαιρική.

### 1.8. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΕΞΑΓΟΜΕΝΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΑΠΟ Α/Γ

Για τον προσδιορισμό της απόδοσης μιας Α/Γ είναι αναγκαίος ο προσδιορισμός της δύναμης  $F$  που ασκείται στο δρομέα μιας ανεμογεννήτριας. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται η εξίσωση της ορμής στη μονοδιάστατη της μορφή:

$$F = \rho Q(u_1 - u_4)$$

(1)



Σχήμα 1.3: Μονοδιάστατη αναπαράσταση της ροής σε Α/Γ

Η εξίσωση της ορμής για τις θέσεις (1) και (4) του προηγούμενου σχήματος είναι:

$$\frac{P_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} + Z_1 - H_T = \frac{P_4}{\rho g} + \frac{u_4^2}{2g} + Z_4$$

(2)

με  $P_1 = P_4$  και  $Z_1 = Z_4$



Η ισχύς της ΑΓ  $P_T$  είναι ίση με  $\rho g Q H_T$ . Το  $H_T$  βάσει της εξίσωσης (2)

είναι ίσο με  $H_T = \frac{u_1^2 - u_4^2}{2g}$ , συνεπώς η ισχύς της ΑΓ είναι:

$$P_T = \rho g Q H_T = \rho g Q \frac{u_1^2 - u_4^2}{2g} = \frac{1}{2} \rho Q (u_1^2 - u_4^2) = F u_T$$

όπου  $u_T$  η ταχύτητα στην ΑΓ. Αντικαθιστώντας την δύναμη  $F$  από την εξίσωση (1) προκύπτει ότι:

$$\rho Q (u_1 - u_4) u_T = \frac{1}{2} \rho Q (u_1^2 - u_4^2) \Rightarrow u_T = \frac{1}{2} (u_1 + u_4)$$

Η ισχύς τώρα της ΑΓ είναι:

$$P_T = \frac{1}{2} \rho Q (u_1^2 - u_4^2) = \frac{1}{2} \rho A_T u_T (u_1^2 - u_4^2) = \frac{1}{4} \rho A_T (u_1 + u_4) (u_1^2 - u_4^2)$$

(3)

Για να προσδιοριστεί η μέγιστη ισχύς μιας ΑΓ πρέπει να βρεθεί η τιμή της  $u_4$  για την οποία η τιμή της (3) μεγιστοποιείται, δηλαδή όταν:

$$\frac{dP_T}{du_4} = 0 \Rightarrow \frac{\rho A_T}{4} (-2u_1 u_4 + u_1^2 - 3u_4^2) = 0$$

(4)

Μπορεί να βρεθεί ότι η (4) μηδενίζεται όταν  $u_4 = \frac{u_1}{3}$ , συνεπώς:

$$P_{T,max} = \frac{1}{4} \rho A_T \left( u_1 + \frac{u_1}{3} \right) \left( u_1^2 - \frac{u_1^2}{9} \right) = \frac{8}{27} \rho A_T u_1^3$$

### 1.9. Απόδοση Α/Γ

Η συνολική ισχύς του ανέμου είναι:

$$P_w = \frac{1}{2} \rho A_T u_1^3$$

ο συντελεστής ισχύος της Α/Γ είναι ίσος με την ισχύ που εξάγεται από τον άνεμο προς την συνολική ισχύ του ανέμου, ήτοι:

$$\eta_T = \frac{\text{εξαγόμενη ισχύς}}{\text{συνολική αιολική ισχύς}}$$

η μέγιστη τιμή του συντελεστής ισχύος είναι ίση με:

$$\eta_{T,max} = \frac{\frac{8}{27} \rho A_T u_1^3}{\frac{1}{2} \rho A u_1^3} \times 100 = 59.3\%$$

Στην πραγματικότητα η πραγματική απόδοση είναι μικρότερη λόγω τριβών και ενεργειακών απωλειών. Η τιμή αυτή καλείται όριο του Betz.

**ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2****2.1.1 ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ Α/Γ ΚΑΙ ΡΟΤΟΡΑ****Αεροδυναμική απόδοση:**

Η ισχύς του ρότορα μετρήθηκε χρησιμοποιώντας υπολογιστικά μοντέλα (κώδικας PROP) για την πρόβλεψη της αεροδυναμικής απόδοσης Α/Γ (Wilson et al 1976). Οι απώλειες ισχύος υπολογίσθηκαν χρησιμοποιώντας το ακόλουθο γενικό μοντέλο απώλειας (Spera and Janetzke 1981) και αφαιρέθηκαν από την ισχύ του ρότορα, εξίσωση (2.1 α)

$$P_{RT} = -aP_{G,R} - (b + s)P_R \quad (2.1 \alpha)$$

όπου:  $P_{RT}$  = απώλειες μετάδοσης ισχύος

$a$ ,  $b$  = εμπειρικές σταθερές από τεστ στην 200 KW Mod - 0A ανεμογεννήτρια.

$P_{GR}$  = η ονομαστική ισχύ της γεννήτριας (kW)

$s$  = σφάλμα στην γεννήτρια

$P_R$  = ισχύς ρότορα (kW)

Η καμπύλη της ισχύος, είναι το αποτέλεσμα υπολογισμών βασισμένων σε δεδομένα αεροτομής δύο διαστάσεων και μοντέλων απωλειών Prandtl tip - και hub. Ο συσχετισμός επίσης, ανάμεσα στις υπολογισμένες και μετρημένες μέγιστες ισχείς ενός σταθερού ύψους ρότορα, μας δίνει μια άλλη καμπύλη. Συχνά αυτές οι καμπύλες μπορούν να βελτιωθούν σημαντικά με το να τροποποιηθούν οι καμπύλες ανύψωσης και αντίστασης του αέρα σε συμφωνία με τις εξισώσεις (2.4 ,2.5). Αυτό είναι ένα σημαντικό επίτευγμα, αφού ο ακριβής καθορισμός αυτής της μέγιστης ισχύος βοηθά το σχεδιασμό του κιβώτιου ταχυτήτων και του εξοπλισμού παραγωγής και είναι γι' αυτό ένας πρωταρχικός οδηγός του κόστους μίας Α/Γ σταθερού βήματος .

### 2.1.2 ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΑΠΑΙΤΗΣΕΙΣ ΑΕΡΟΤΟΜΗΣ

Υπάρχουν προφανώς πολλές μηχανικές απαιτήσεις οι οποίες υπεισέρχονται στον τομέα της αεροτομής μιας Α/Γ. Αυτές συμπεριλαμβάνουν βασικές απαιτήσεις που έχουν σχέση με την αεροδυναμική απόδοση, δομική αντοχή και δυσκαμψία, ευκολία κατασκευής και δυνατότητα συντήρησης. Προϋποθέσεις που έχουν σχέση με άλλα χαρακτηριστικά του ρότορα όπως ηλεκτρομαγνητικές παρεμβάσεις, θορύβου και αισθητικής γενικά θεωρούνται δευτερεύουσας σημασίας. Εμείς αναφερόμαστε μόνο στις αεροδυναμικές πτυχές, παρ' όλο που σημειώνουμε ότι τα κρίσιμα χαρακτηριστικά αποδοτικότητας και αξιοπιστίας μιας Α/Γ που συνδέονται με την αεροελαστική συμπεριφορά (αλλαγές στην γωνία πρόσκρουσης που δημιουργούνται από αποκρούσεις των πτερυγίων) παρουσιάζουν μια ισχυρή ζεύξη ανάμεσα στις αεροδυναμικές και τις δομικές προϋποθέσεις.

### 2.1.3 ΑΠΑΙΤΗΣΕΙΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΚΑΙ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΑΕΡΑ

Η συνήθης αντίληψη, ιστορικά εδραιωμένη στην θεωρία αεροτομών αεροπλάνων, είναι ότι υψηλή άντωση και χαμηλή αντίσταση (συχνά συντομογραφημένη ως  $L/D$ ) είναι ένας κρίσιμος παράγοντας. Για ρότορες Α/Γ αυτή η άποψη δεν είναι της ίδιας σημασίας όπως είναι για τον σχεδιασμό πτερυγίων αεροσκαφών. Γενική ανάλυση της απόδοσης του ρότορα δείχνει ότι ο βασικός παράγοντας είναι το γινόμενο της χορδής και του συντελεστή ανύψωσης. Γι' αυτό όταν άλλα χαρακτηριστικά όπως ο λόγος ταχύτητας - ακροπτερυγίου και η διάμετρος, διατηρούνται σταθερά, λειτουργώντας με υψηλότερο συντελεστή ανύψωσης θα επιτραπεί η χρήση στενότερων πτερυγίων. Γενικά, αυτό δεν θα καταλήξει σε λιγότερες συνεκτικές απώλειες ισχύος (λόγο τριβής) από την στιγμή που η συνεκτική ροπή ελέγχεται περισσότερο από την αναλογία αεροτομής  $L/D$  παρά από την ίδια την τιμή της ανύψωσης.

Ο βασικός παράγοντας ο οποίος ελέγχει την αναλογία  $L/D$  ενός δοσμένου τομέα αεροτομής είναι ο αριθμός Reynolds. Από την στιγμή

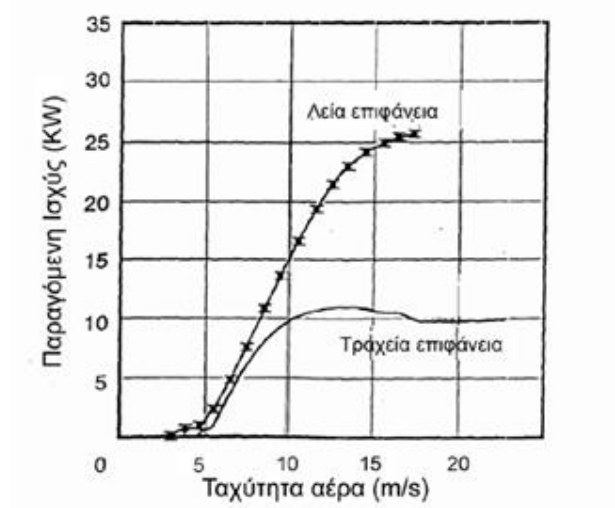
που μια μικρότερη χορδή μειώνει τον αριθμό Reynolds σύμφωνα με την εξίσωση (2.2), αυτός είναι ένας αεροδυναμικός λόγος αποφυγής πτερυγίων στενής χορδής. Ένας άλλος παράγοντας που σχετίζεται με την χρήση στενότερων πτερυγίων είναι η αρνητική επίδραση στην δομική αντοχή, η οποία μειώνεται απότομα καθώς μειώνεται το πάχος. Η δυσκαμψία, είναι κατά προσέγγιση, ανάλογη με το τετράγωνο ή τον κύβο του πάχους, και αυτή είναι ανάλογη της χορδής.

Ο συντελεστής αντίστασης (οπισθέλκουσας) είναι περιορισμένης σημασίας στον καθορισμό της απόδοσης της ΑΓ στην συνήθη εμβέλεια λειτουργίας ταχυτήτων του αέρα και σε κανονικούς λόγους ταχύτητας ακροπτερυγίων. Γενικά ο συντελεστής ισχύος μεταβάλετε ανάλογα με τον κύβο του λόγου ταχύτητας ακροπτερυγίου. Όταν αυτή η αναλογία είναι υψηλή (πάνω από 10, τυπικά), ο συντελεστής αντίστασης του αέρα γίνεται, κατά κάποιο τρόπο, πιο σημαντικός. Αυτή η κατάσταση συμβαίνει σε μικρότερες ταχύτητες του ανέμου όταν ίσως είναι πιο σημαντικό να μεγιστοποιηθεί η ενεργειακή εξαγωγή.

#### 2.1.4 ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΤΡΑΧΥΤΗΤΑΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ

Μια σημαντική λειτουργική προϋπόθεση που σχετίζεται με μια αεροτομή ΑΓ είναι η ικανότητα της να λειτουργεί όταν η ομαλότητα της επιφάνειας της έχει υποβαθμιστεί από σκόνη, ακαθαρσίες, βροχή ή έντομα. Εμπειρία σε πεδία με μικρής ή μεσαίας κλίμακας μονάδες έχει δείξει ότι πολύ σοβαρή υποβάθμιση απόδοσης μπορεί να συμβεί σε τέτοιες περιστάσεις. Το σχήμα 2.1 δείχνει καμπύλες ισχύος δοκιμών σε πεδίο για μια μικρή κλίμακα (10-m dia) HAWT (HAWT = Horizontal Axis Wind Turbine) με καθαρά και ακάθαρτα πτερύγια. Φαίνεται ότι αυτή η ανεπιθύμητη επίδραση, είναι πιο έντονη σε σταθερού ύψους ελεγχόμενης - επιβράδυνσης ρότορες, και ότι προκαλείται από την τραχύτητα της επιφάνειας που επισπεύδει την επιβράδυνση πτερυγίου με ένα σχετικά χαμηλό συντελεστή άντωσης. Συνακολούθως, η μέγιστη ισχύ λαμβάνει χώρα σε χαμηλότερο λόγο ταχύτητας ακροπτερυγίου, απ' αυτή για την οποία ο έλεγχος επιβράδυνσης σχεδιάστηκε. Ρότορες μεγάλης κλίμακας επηρεάζονται λιγότερο εξ' αιτίας της υψηλότερης τους άντωσης (πάνω

από τα περισσότερα έντομα και μόρια σκόνης) και επειδή τα στρώματα των υπολειμμάτων είναι κλάσμα της ακτίνας του μπροστινού ακροπτερυγίου και του πάχους της αεροτομής.



σχ. 2.1: Επιρροή τραχύτητας του πτερυγίου.

### 2.1.5 ΕΠΙΛΟΓΗ ΑΕΡΟΤΟΜΗΣ

Στην παρούσα κατάσταση της τεχνικής, δεν υπάρχει καμιά τυποποιημένη λογική διαδικασία καθορισμού της ιδανικής αεροτομής για ένα δοσμένο ρότορα Α/Γ, ή ακόμα σε μια δοσμένη απόσταση σ' ένα πτερύγιο. Αυτό είναι το αποτέλεσμα του πολύ μεγάλου εύρους γωνιών πρόσπτωσης στις οποίες λειτουργεί ένα πτερύγιο και των ευρέως διαφορετικών γεωμετρικών συνδυασμών αεροτομής, χορδής και συστροφής που είναι πιθανοί στο σχεδιασμό πτερυγίου. Ένας επιπλέον παράγοντας σχετίζεται με τις διαφορετικές διαμήκεις αεροδυναμικές απαιτήσεις ενός ρότορα. Γι' αυτούς τους λόγους η τρέχουσα προσέγγιση στην επιλογή αεροτομών είναι η χρησιμοποίηση ενός υπολογιστικού κώδικα απόδοσης ρότορα ( π.χ. Wilson et al. 1976, Tangler 1987,

McCarty 1993) που συνυπολογίζει (με όση επάρκεια γίνεται) όλες τις δυνάμεις στο ρότορα που ποικίλουν ως προς την αναλογία της ταχύτητας ακροπτερυγίου και ακτινικής θέσης. Ο μελετητής τότε μπορεί να μεταβάλλει την γεωμετρία του ρότορα έως ότου επιτύχει μια αποδεκτή απόδοση. Έμφυτη σε αυτή την διαδικασία είναι η αντίληψη ότι τα αναλυτικά μοντέλα στον κώδικα λαμβάνουν υπόψη τις επιδράσεις αυτών των γεωμετρικών αλλαγών στην απόδοση.

### 2.2.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΑΕΡΟΤΟΜΩΝ

#### ΑΡΙΘΜΟΣ REYNOLDS

Ο πιο σημαντικός παράγοντας που επηρεάζει την συμπεριφορά αεροτομών χαμηλής τραχύτητας είναι αυτός της συνεκτικότητας, ο οποίος έμμεσα προκαλεί άντωση και άμεσα προκαλεί αντίσταση και διάσπαση της ροής. Αυτή η επιρροή χαρακτηρίζεται από τον αριθμό Reynolds, αεροτομής / ρευστού. Για την αεροτομή του σχήματος 2.2 ο αριθμός Reynolds μπορεί να υπολογισθεί ως εξής:

$$N_R = \frac{V_r c}{\nu} \approx \left( \frac{R\Omega}{30\text{m/s}} \right) \left( \frac{c}{0,5\text{m}} \right) 10^6 \approx \left( \frac{r\Omega}{110\text{mph}} \right) \left( \frac{c}{1,0\text{ft}} \right) 10^6 \quad (2.2)$$

όπου :

$\nu$  = κινηματικό ιξώδες του αέρα ( $\text{m}^2/\text{s}$ )

$V_r$  = σχετική ταχύτητα ( $\text{m/s}$ )

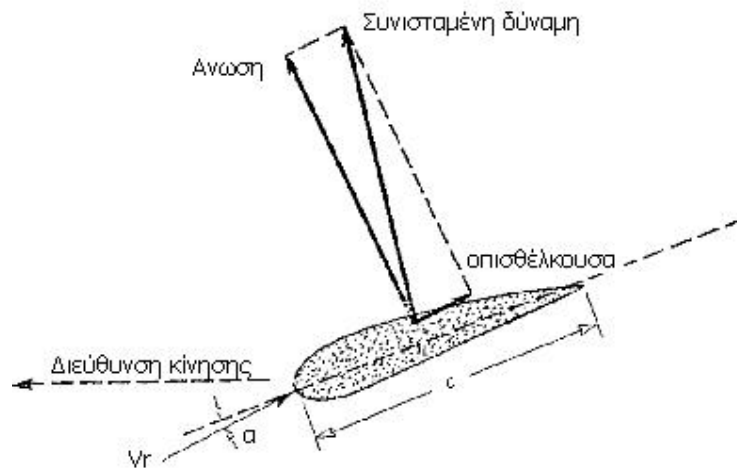
$r\Omega$  = τοπική εφαπτομενική ταχύτητα ( $\text{mph}$ )

$c$  = μήκος χορδής ( $\text{m}$  ή  $\text{ft}$ )

Οι αεροτομές που χρησιμοποιούνται σε μοντέρνες Α/Γ ποικίλουν ως προς το αντιπροσωπευτικό μέγεθος της χορδής (τυπικά άνοιγμα 3/4) από περίπου 0,3m (1ft) σε μια Α/Γ κλίμακας έως πάνω από 2m σε ένα ρότορα κλίμακας του MW. Οι ταχύτητες ακροπτερυγίου τυπικά ποικίλουν από κατά προσέγγιση 45 έως 90  $\text{m/s}$  (100 - 200  $\text{mph}$ ), έτσι οι εφαπτομενικές ταχύτητες στο άνοιγμα 3/4 ενός HAWT πτερυγίου κυμαίνονται από 34 έως 68  $\text{m/s}$ . Επομένως, για αεροτομές Α/Γ οι αριθμοί Reynolds κυμαίνονται από περίπου 10 εκατομμύρια έως 0,7 εκατομμύρια. Αυτό συνεπάγεται ότι οι αεροτομές ανεμογεννητριών γενικά λειτουργούν πέρα από τον κρίσιμο βαθμό του αριθμού Reynolds (συχνά



παρουσιάζεται να είναι κάτω από  $0,5 \cdot 10^6$ ) όπου προκαλείται ακραία και ασυνήθιστη συμπεριφορά από ανώμαλη διάσπαση ροής και φαινόμενα σχηματισμού φυσαλίδων. Μέσα σε αυτά τα όρια μπορούν να συμβούν πολύ μεγάλες αλλαγές στην συμπεριφορά των αεροτομών από ασήμαντα συμβάντα, όπως αλλαγές στην εισερχόμενη ροή τυρβώδους αέρος, που δονεί την αεροτομή, ή τραχύτητα στην επιφάνεια (Lissaman 1983). Ευτυχώς η αυτού του τύπου ανώμαλη συμπεριφορά αεροτομών δεν συναντάται συνήθως σε Α/Γ, έτσι δεν θα παραστεί ανάγκη να συζητήσουμε για αυτές περαιτέρω.



Σχ. 2.2. Τυπική γεωμετρία αεροτομής.

### 2.2.2 ΤΥΠΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΑΕΡΟΤΟΜΩΝ ΣΕ ΑΝΤΩΣΗ ΚΑΙ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ

Γενικά η συμπεριφορά των αεροτομών χαρακτηρίζεται από τρεις περιοχές ροής, όπως αποσαφηνίζεται από τα δεδομένα αεροσύραγγας, για ένα χαρακτηριστικό τεταρτημόριο της γωνίας πρόσπτωσης,  $\alpha$ . Η πρώτη από αυτές είναι η επαπτόμενη περιοχή για γωνίες από περίπου 15 έως +15 μοίρες. Η δεύτερη είναι η περιοχή υψηλής άντωσης και αντίστασης, για γωνίες πρόσπτωσης περίπου ανάμεσα σε 15 και 30 μοίρες και τρίτη η μεγάλης γωνίας πρόσπτωσης ,περιοχή με γωνίες

πρόσκρουσης ανάμεσα σε 30 και 90 μοίρες. Αυτές οι περιοχές επαναλαμβάνονται στα τρία άλλα τεταρτημόρια, με σχετική συμμετρία για την οπισθέλκουσα και αντισυμμετρία για την άντωση.

### 2.2.3 ΠΕΡΙΟΧΗ ΠΡΟΣΚΟΛΛΗΜΕΝΗΣ ΡΟΗΣ

Στην περιοχή προσκολλημένης ροής, η γενική συμπεριφορά της αεροτομής έχει κατανοηθεί καλά. Παρ' όλο που μπορεί να είναι περίπλοκη και να επηρεαστεί σημαντικά από γεωμετρικές και συνεκτικές παραμέτρους, όπως η πυκνότητα, η καμπυλότητα, η ακτίνα αιχμής, η γωνία του πίσω άκρου, η τραχύτητα της επιφάνειας και ο αριθμός Reynolds. Η συμπεριφορά της αεροτομής στην εφαπτομενική περιοχή ροής μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια μέσω του πλούτου της θεωρίας και των δεδομένων που έχουν συγκεντρωθεί τον τελευταίο μισό αιώνα τελειοποίησης της δυσδιάστατης θεωρίας αεροτομών για πτέρυγες αεροσκαφών. Υπάρχουν μέθοδοι ακριβούς αναλυτικού υπολογισμού δυνάμεων άντωσης και οπισθέλκουσας σε αυτή την περιοχή, και υπάρχει επίσης εκτεταμένο συγγραφικό έργο που παρουσιάζει πειραματικά δεδομένα. Το επάνω όριο της περιοχής προσκολλημένης ροής, σε μια γωνία πρόσκρουσης  $15^{\circ}$  περίπου, είναι η περιοχή όπου η αποκόλληση και η επιβράδυνση της ροής αρχίζουν γενικά. Ενώ τώρα τα αρχικά στάδια της επιβράδυνσης είναι μάλλον συνδεδεμένα με της λεπτομέρειες του σχήματος της αεροτομής, τα χαρακτηριστικά της αρχόμενης επιβράδυνσης είναι καλά τεκμηριωμένα στην βιβλιογραφία.

Μια κατανόηση σε βάθος της επίδρασης της οπισθέλκουσας δύναμης, στην ροή της εφαπτόμενης στην αεροτομή περιοχής, στην ισχύ μιας Α/Γ οριζοντίου άξονα, μπορεί να ληφθεί ακολουθώντας μια προσέγγιση παρόμοια με αυτή που χρησιμοποιείται στην θεμελιακή ανάλυση της απόδοσης των πτερυγίων ενός μονοπλάνου, δηλαδή μετρώντας την ιδανική ισχύ δίχως να υπολογίζονται οι συνεκτικές δυνάμεις και οι απώλειες από αυτές, και κατόπιν υπολογίζοντας τις απώλειες ισχύος που προκαλούνται από την οπισθέλκουσα μόνο. Μια απλή ανάλυση ενός ρότορα σταθερής χορδής HAWT με έναν σταθερό

συντελεστή οπισθέλκουσας, και με συντελεστή άντωσης μηδέν δείχνει ότι :

$$dP_v \approx \frac{rBc\Omega^3 R^4}{8} C_{D,0} \quad (2.3)$$

όπου :

$\delta P_v$  = συνεκτικές απώλειες ισχύος (W)

$\rho$  = πυκνότητα αέρα ( $\text{kg/m}^3$ )

$\beta$  = αριθμός πτερυγίων στο ρότορα

$\Omega$  = ταχύτητα ρότορα ( $\text{rad/s}$ )

$R$  = ακτίνα ρότορα (m)

$C_{D,0}$  = συντελεστής έλξης σε μηδενικό συντελεστή άντωσης

Για στενά στο κάτω μέρος πτερύγια, το αποτελεσματικό μήκος χορδής είναι περίπου αυτό του 80% της ακτίνας του ρότορα. Ως παράδειγμα θεωρήστε μια αντιπροσωπευτική, μικρής κλίμακας Α/Γ, την Carter 25 HAWT, για την οποία  $B=2$ ,  $\Omega = 12,6$  ( $\text{rad/s}$ ),  $R= 4,9$  m,  $c = 0,31$  m, και  $C_{D,0} = 0,009$ .

Αυτό παρέχει μια αντιπροσωπευτική συνεκτική απώλεια ισχύος του 1.0 kW σε όλες τις ταχύτητες του ανέμου. Εάν συγκρίνουμε αυτό με την ονομαστική ισχύ των 25KW, σημειώνουμε ότι είναι περίπου 4% αυτής της τιμής. Αυτός ο υπολογισμός μπορεί να τελειοποιηθεί μέσω της χρήσης ενός κώδικα απόδοσης του ρότορα, λαμβάνοντας υπ' όψιν λεπτομέρειες χορδής και συστραμμένων κατανομών, καθώς και το φορτίο του αέρα. Όταν ο κανονικός συντελεστής έλξης μειώνεται από την τιμή  $C_{D,0}$  σε όλες τις γωνίες πρόσκρουσης, η βελτίωση στην παραγωγή ισχύος προβλέπεται να είναι πάνω - κάτω σταθερή στο 1.0KW πάνω από την εμβέλεια λειτουργίας, που είναι ίση με τον ανωτέρω πρόχειρο υπολογισμό.

Σε μια τοποθεσία με ένα τυπικό ιστόγραμμα ταχύτητας του ανέμου (κατανομή Weibull), αναπαριστάτε απώλεια ενέργειας 8% από συνεκτικές επιδράσεις. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι περισσότερες καλά τοποθετημένες Α/Γ παράγουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους όταν λειτουργούν

κοντά στο μέγιστο συντελεστή ισχύος τους. Έτσι αυτός ο υπολογισμός απώλειας ενέργειας είναι ακριβής κατ' αρχήν. Για Α/Γ που παράγουν ενέργεια σε ένα καθεστώς χαμηλής έντασης ανέμου, η παραγωγή ενέργειας θα επηρεασθεί πολύ περισσότερο από την οπισθέλκουσα της αεροτομής.

#### 2.2.4 ΠΕΡΙΟΧΗ ΥΨΗΛΗΣ ΑΝΤΩΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΓΑΛΗΣ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗΣ

Αυτή η επόμενη περιοχή αφορά την συμπεριφορά αεροτομής σε γωνίες πρόσπτωσης από περίπου 15 έως 30 μοίρες. Οι σχεδιαστές Α/Γ σταθερού βήματος δίνουν πολύ μεγάλη προσοχή στους συντελεστές άντωσης και έλξης σε αυτή την περιοχή, αφού αυτές έχουν κυρίαρχη επίδραση στην μέγιστη ισχύ που παράγεται από τον ρότορα. Εδώ η κατάσταση ροής ποικίλει από την αρχική διάσπαση κοντά στην κινούμενη άκρη της αεροτομής έως τον μαζική αποκόλληση πάνω στην ολική, χαμηλής πίεσης, επιφάνειάς της. Επίσης, σ' αυτήν την περιοχή λαμβάνει χώρα το φαινόμενο της δυναμικής επιβράδυνσης.

#### 2.2.5 ΠΕΡΙΟΧΗ ΠΛΗΡΟΥΣ ΑΠΟΚΟΛΛΗΣΗΣ

Η συμπεριφορά αεροτομής σε γωνίες πρόσπτωσης από περίπου 30 έως 90 μοίρες είναι παρόμοια με αυτήν μιας απλής επίπεδης πλάκας. Στις 45<sup>0</sup> οι συντελεστές άντωσης και έλξης είναι ίσοι περίπου, και η άντωση πλησιάζει το 0 κοντά στους 90 deg. Όπως σε επίπεδη πλάκα, οι συντελεστές έλξης δείχνουν μια σημαντική επίδραση της αναλογίας πλευράς (το μήκος του ανοίγματος, διαιρεμένο με το πλάτος της χορδής). Η χαμηλή αναλογία πλευράς παρουσιάζει σημαντικά χαμηλότερη έλξη από την δυσδιάστατη κατάσταση (δηλαδή, απεριόριστο μήκος).

Σημειώνεται περαιτέρω ότι η μετά την πλήρη αποκόλληση ροή, στις αεροτομές ενός πραγματικού ρότορα αντιμετωπίζει δύο επιπρόσθετες ρευστοδυναμικές επιδράσεις που δεν αντιπροσωπεύονται σε τυπικές δοκιμές αεροσηράγγων. Μια είναι η επίδραση της κατά μήκος

του πτερυγίου ροής που δημιουργείται από περιστροφικά φαινόμενα. Γενικά, αυτό θα δημιουργήσει ροή προς την άκρη του πτερυγίου και η φυσική προσδοκία είναι ότι αυτό αναβάλλει την επιβράδυνση πιο κοντά στον άξονα περιστροφής. Λοξά φτερά αεροσκαφών επιδεικνύουν μια παρόμοια επίδραση με την κατά μήκος του πτερυγίου συνιστώσα της ροής κάνοντας τα άκρα των πτερυγίων να επιβραδυνθούν πρόωρα. Καμιά αποδεκτή αναλυτική μέθοδος δεν μπορεί να το υπολογίσει. Η δεύτερη διαφορά σχετίζεται με το γενικά μη ομοιόμορφο κατά μήκος του πτερυγίου φορτίο πάνω σε ένα πραγματικό πτερύγιο ρότορα. Ένας συντελεστής άντωσης κατά μήκος του πτερυγίου, επιτυγχάνεται σπάνια, έτσι η επιβράδυνση θα αναπτυχθεί διαφορετικά σε διαφορετικούς ακτινικούς σταθμούς κατά μήκος του πτερυγίου. Πάλι, καμιά αποδεκτή διαδικασία δεν είναι διαθέσιμη να υπολογίσει την επιρροή των μεταβολών του κατά μήκος του πτερυγίου φορτίου στην επιβράδυνση. Η συνήθης διαδικασία είναι τι να υποτεθεί ότι κάθε τομέας συμπεριφέρεται ανεξάρτητα, το οποίο στην πραγματικότητα αγνοεί την κατά μήκος του πτερυγίου αλληλεπίδραση των τομέων.

#### 2.2.6 ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΜΗΚΟΥΣ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ

Τα δεδομένα στο σχήμα (2.3) υποδεικνύουν καθαρά ότι η έλξη και άντωση, δείχνουν μια σημαντική εξάρτηση με την αναλογία των διαστάσεων σε γωνίες πρόσκρουσης μεγαλύτερες από  $30^{\circ}$ . Στην περιοχή πλήρους αποκόλλησης, τα χαρακτηριστικά του τομέα της αεροτομής δεν επηρεάζονται πολύ από την αναλογία των διαστάσεων, έτσι ώστε δυσδιάστατα δεδομένα για την αναλογία των διαστάσεων να μπορούν να χρησιμοποιηθούν στην πρόβλεψη απόδοσης σε χαμηλές γωνίες πρόσκρουσης. Παρ' όλα αυτά, όταν χρησιμοποιούνται δεδομένα δύο διαστάσεων, ένας παράγοντας απώλειας αιχμής πρέπει να προστεθεί.

Το μέγεθος των επιδράσεων της αναλογίας των διαστάσεων πάνω στους συντελεστές αεροτομής στην επαπτόμενη περιοχή, μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας τις κλασσικές εξισώσεις διόρθωσης πειραματικών δεδομένων αεροσηράγγας που έχουν μετρηθεί σε

αεροτομή περιορισμένου ανοίγματος, από τη δουλειά των Munk, Glauert , και Prandtl (Jacobs and Abbot 1932). Σε αυτή την περίπτωση χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις αντίστροφα, ξεκινώντας από απεριορίστου ανοίγματος δεδομένα και αποκτώντας καμπύλες άντωσης και έλξης για ένα πεπερασμένο μήκος πτερυγίων. Αυτές οι εξισώσεις είναι όπως οι ακόλουθες:

$$C_L = C_L' \quad (2.4 \alpha)$$

$$C_D = C_D' + \frac{C_L^2}{\pi \mu} \quad (2.4 \beta)$$

$$\alpha = \alpha' + \frac{57,3 C_L}{\pi \mu} \quad (2.4 \gamma)$$

όπου:

$C_L'$ ,  $C_D'$  = συντελεστές άντωσης, έλξης για άπειρο λόγο διαστάσεων

$C_L$ ,  $C_D$  = συντελεστές άντωσης, έλξης για πεπερασμένο λόγο διαστάσεων

$\mu$  = αναλογία διαστάσεων

Στις εξισώσεις (2.4 β, 2.4 γ), μικρές διορθώσεις της μορφής της κατανομής πίεσης πάνω στην αεροτομή (ορθογώνιο εναντίον ελλειπτικού) έχουν εξαλειφθεί χάριν ευκολίας. Η εξέταση αυτών των εξισώσεων δείχνει ότι το πεπερασμένο μήκος αυξάνει την γωνία πρόσκρουσης και τον συντελεστή έλξης για ένα δεδομένο συντελεστή άντωσης. Αντίστροφα, ο συντελεστής άντωσης μειώνεται για την ίδια γωνία πρόσκρουσης. Από το σχήμα (2.3), έχει βρεθεί ότι η αποκόλληση συμβαίνει σε ένα χαμηλότερο συντελεστή άντωσης για χαμηλούς λόγους διαστάσεων (που δεν έχουν προβλεφθεί από τις εξισώσεις (2.4), και ότι η ίδια κατάσταση (δηλαδή, ένας χαμηλότερος συντελεστής διάσπασης- άντωσης) επιμένει καθώς η γωνία πρόσκρουσης αυξάνει πέραν του σημείου επιβράδυνσης.

### 2.3.1 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΝΤΩΣΗΣ ΚΑΙ ΕΛΞΗΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΑΝ ΤΗΣ ΑΠΟΚΟΛΛΗΣΗΣ ΠΕΡΙΟΧΗ

Όπως έχει σημειωθεί προηγουμένως, οι αεροτομές σε ρότορες σταθερού ύψους (που χρησιμοποιούνται σε ελεγχόμενης επιβράδυνσης HAWT και στους περισσοτέρους VAWT) θα λειτουργήσουν και στις τρεις περιοχές ροής. Για να προβλεφθεί με ακρίβεια η μέγιστη ισχύ ενός σταθερού ύψους ρότορα, είναι ιδιαίτερα σημαντική η γνώση των λεπτομερειών της συμπεριφοράς έλξης, άντωσης στην περιοχή πλήρους αποκόλλησης. Ένα εμπειρικό μοντέλο τροποποίησης διδιάστατων δεδομένων αεροτομής και στις τρεις περιοχές για να αναπαρασταθεί με μεγαλύτερη ακρίβεια η συμπεριφορά ρότορα Α/Γ έχει αναπτυχθεί από τους Viterna και Corrigan (1981). Αυτό το μοντέλο έχει βασισθεί στις ακόλουθες τρεις αντιλήψεις.

- Στην περιοχή προσκολλημένης ροής, οι εξισώσεις (2.4), επαρκώς εκφράζουν όσον αφορά στην αναλογία διαστάσεων του πτερυγίου, και οι απώλειες των άκροπτερυγίων δεν χρειάζονται.

- Στην περιοχή υψηλής άντωσης, η δύναμη περιστροφής (που καμιά φορά ονομάζεται δύναμη αναρρόφησης), δεν μειώνεται με την αύξηση της γωνίας πρόσκρουσης. Αντιθέτως είναι ανεξάρτητη από αυτή.

- Στην ολικής αποκόλλησης περιοχή η κυρίαρχη παράμετρος είναι η μέγιστη τιμή του συντελεστή έλξης, και αυτό καθορίζεται από την αναλογία των διαστάσεων του πτερυγίου.

Οι εξισώσεις οι οποίες υποστηρίζουν αυτή την αντίληψη μοντελοποίησης στην πέραν της αποκόλλησης περιοχή, Viterna-Corrigan, είναι όπως φαίνεται πιο κάτω:

$$a \geq a_s:$$

$$C_L = \frac{C_{D,MAX}}{2} \sin 2a + K_L \frac{\cos^2 a}{\sin a} \quad (2.5 \alpha)$$

$$C_D = C_{D,MAX} \sin^2 a + K_D \cos a \quad (2.5 \beta)$$

$$K_L = (C_{L,S} - C_{D,MAX} \sin \alpha_S \cos \alpha_S) \frac{\sin a_s}{\cos^2 a_s} \quad (2.5 \gamma)$$

$$K_D = \frac{C_{D,S} - C_{D,MAX} \sin^2 a_s}{\cos a_s} \quad (2.5 \delta)$$

$$m \geq 50: C_{D,MAX} = 1,11 + 0,018 \mu$$

$$\mu > 50: C_{D,MAX} = 2,01$$

όπου:

$C_{D,MAX}$  = ο μέγιστος συντελεστής έλξης στην πλήρως επιβραδυμένη περιοχή ροής.

Για να δειχθεί η εφαρμογή των εξισώσεων (2.4,2.5), οι Viterna και Corrigan (1981), ανέλυσαν την παραγωγή ισχύος της ιστορικής ανεμογεννήτριας Gedser. Τα πτερύγια αυτού του ρότορα είναι αεροτομές Clark Y με αναλογία των διαστάσεων τους, ίση με έξι. Σε παραπάνω σχήμα δείχνετε η τροποποίηση των μη αποκολλημένων διδιάστατων καμπυλών άντωσης και οπισθέλκουσας, για αυτή την αεροτομή ώστε να αναπαρασταθεί μια αναλογία διαστάσεων ίση με έξι, σε συμφωνία με τις εξισώσεις (2.4). Σε γωνία επιβράδυνσης 15,9 deg, αυτές οι καμπύλες συνοδεύονται από το μοντέλο για την μετά την αποκόλληση συμπεριφορά των, Viterna και Corrigan. Οι καμπύλες ισχύος δείχνουν το αποτέλεσμα αυτών των αλλαγών στην υπολογισμένη ισχύ, συγκρινόμενες με δεδομένα δοκιμών των (Lundasager et al. 1980).



## 2.4 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ ΑΕΡΟΤΟΜΗΣ

### 2.4.1 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ

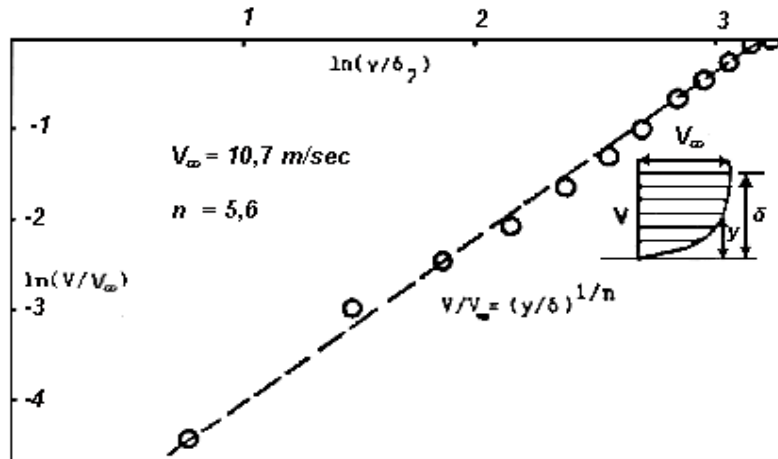
Το οριακό στρώμα, που αναπτύσσεται στα τοιχώματα του τμήματος διδιάστατων δοκιμών, έχει σαν συνέπεια την αύξηση της δυναμικής, πίεσης (λόγω συνεχείας) κατά τη διεύθυνση της κύριας ροής και τη ταυτόχρονη μείωση της στατικής πίεσης (λόγω διατήρησης της ολικής πίεσης εκτός του οριακού στρώματος). Σύμφωνα με τους Pankhurst και Holder (1952) σαν ταχύτητα αναφοράς πρέπει να λαμβάνεται η ταχύτητα, που θα επικρατούσε στη περιοχή του μοντέλου, αν αυτό είχε αφαιρεθεί. Επειδή οι διαφορές μεταξύ των ταχυτήτων που μετρώνται στην είσοδο και στη περιοχή της πτέρυγας είναι μικρές, προτιμείται η μέθοδος της μελέτης του οριακού στρώματος στο τοίχωμα. Ο υπολογισμός των διορθώσεων που απαιτούνται, γίνεται σύμφωνα με τη θεωρία του τυρβώδους οριακού στρώματος, με βάση τις μετρήσεις. Η εναλλακτική λύση της ταυτόχρονης μέτρησης με δύο σωλήνες στην είσοδο και στη θέση του πτερυγίου παρουσιάζει τον κίνδυνο εισαγωγής συστηματικού σφάλματος και χρησιμοποιείτε μόνο για την επιβεβαίωση των συμπερασμάτων αυτής της παραγράφου.

Η επεξεργασία των μετρήσεων σε μετρήσεις οριακού στρώματος γίνεται με βάση μία μεθοδολογία που περιγράφει ο Schlichtling (1968). Υποτέθηκε, ότι η διανομή ταχύτητας στο οριακό στρώμα ακολουθεί τον εκθετικό νόμο:

$$V / V_{\infty} = (y/\delta)^{1/n} \quad (2.2)$$

όπου με  $y$  σημειώνεται η απόσταση από το τοίχωμα.

Αυτός ο νόμος βρέθηκε ότι ισχύει με καλή προσέγγιση, όπως ενδεικτικά δείχνει το σχ.2.3, όπου το μέγεθος  $\ln(V/V_\infty)$  συνδέεται γραμμικά με το μέγεθος  $\ln(y/\delta_2)$ . Η κλίση της ευθείας είναι ο άγνωστος εκθέτης  $1/n$  της σχ.(2.2)



Σχ. 2.3: Γραφική παρουσίαση του εκθετικού νόμου που ακολουθεί η διανομή της ταχύτητας στο οριακό στρώμα στο κάθετο τοίχωμα.

Το πάχος ορμής  $\delta_2$  υπολογίζεται από την ολοκλήρωση των μετρήσεων με τη βοήθεια του κανόνα του Simpson. Μετά τον υπολογισμό του εκθέτη, που γίνεται με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων για κάθε ταχύτητα, προσδιορίζεται το πάχος  $\delta$  του οριακού στρώματος από το πάχος ορμής  $\delta_2$ , και τον εκθέτη  $n$  με τη βοήθεια της εξίσωσης (2.2). Έχει διαπιστωθεί μεταβολή του εκθέτη με την ταχύτητα του αέρα και μείωση του πάχους του οριακού στρώματος, όσο αυξάνεται ο τοπικός αριθμός Reynolds. Η ανάπτυξη του οριακού στρώματος μέχρι τη θέση  $x=0$ , όπου και το περύγιο, υπολογίζεται σύμφωνα με σχέσεις που δίνει ο Schlichting (1968).

Παρόμοιοι υπολογισμοί γίνονται και για το οριακό στρώμα στα οριζόντια τοιχώματα. Υποτίθεται όμως, ότι ισχύει ο νόμος 7ης ρίζας ( $n=7$ )

και ότι το οριακό στρώμα αρχίζει να αναπτύσσεται 2m ανάντη της θέσης του πτερυγίου, όπου τελειώνει το συγκλίνον τμήμα.

Με βάση τους υπολογισμούς αυτούς προσδιορίζεται σύμφωνα με το νόμο συνέχειας ή διαφορά μεταξύ της δυναμικής πίεσης που επικρατεί στην είσοδο και αυτής, που επικρατεί στη Θέση του πτερυγίου. Παρατηρείται, ότι η επίδραση του οριακού στρώματος αυξάνεται, όσο μειώνεται η ταχύτητα του αέρα, δηλ. ο αριθμός Reynolds κατά μήκος του τοιχώματος. Στον ίδιο πίνακα σημειώνεται και η κλίση του συντελεστή στατικής πίεσης κατά μήκος της κύριας ροής, που προέκυψε από παραγωγή των σχέσεων που διέπουν την ανάπτυξη του οριακού στρώματος με βάση την αρχή διατήρησης της ολικής πίεσης.

#### 2.4.2 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΤΥΡΒΗΣ

Έχει διαπιστωθεί ότι η τύρβη της έπ' άπειρον ροής επηρεάζει τη μετάβαση του στρωτού οριακού στρώματος στην επιφάνεια του πτερυγίου σε τυρβώδες και τη συμπεριφορά της αεροτομής κατά την απώλεια στήριξης. Αυτή η επίδραση λαμβάνεται υπ' όψη με το πολλαπλασιασμό του μετρούμενου αριθμού Reynolds με ένα συντελεστή τύρβης (turbulence factor). Με το τρόπο αυτό οι μετρήσεις αναφέρονται σε ένα αριθμό Reynolds, που ισχύει για συνθήκες μηδενικής τύρβης της ροής (ή τύρβης τέτοιας κλίμακας, που να μην επηρεάζει τα φαινόμενα στο οριακό στρώμα, όπως συμβαίνει σε συνθήκες πτήσης αεροσκαφών σε μεγάλο ύψος), και έτσι οι μετρήσεις είναι σχεδόν ανεξάρτητες από την τύρβη της ροής. Οι Pope και Harper (1966) δίνουν ένα διάγραμμα προσδιορισμού του συντελεστή τύρβης συναρτήσει της έντασης της τύρβης της αδιατάρακτης ροής στην ΑΣ. Η ένταση της τύρβης, λόγω του ισοτροπικού συνήθως χαρακτήρα της (Schlichting 1968), μπορεί να θεωρηθεί ίση με τη ένταση της τύρβης κατά τη διεύθυνση της κύριας ροής ( $\sigma/V_\infty$ ) και σύμφωνα με το διάγραμμα των Pope και Harper (1966) ο συντελεστής τύρβης μπορεί να υπολογισθεί από την επομένη γραμμική

σχέση που ισχύει για μικρές τιμές της έντασης της τύρβης, έως 1% περίπου.

$$k_t = 1 + 81 (\sigma_v / V_\infty) \quad (2.4)$$

Για τον προσδιορισμό του συντελεστή τύρβης έγιναν μετρήσεις τύρβης μέσα στη διατομή διδιάστατων δοκιμών με ανεμόμετρο θερμού νήματος TSI 1050.

Για τον υπολογισμό της τύρβης χρησιμοποιήθηκε ο νόμος του Yüing που συνδέει τη τάση εξόδου  $E_b$  του ανεμομέτρου με τη "δρώσα" ταχύτητα  $V_{eff}$ :

$$E_b^2 = A + B V_{eff}^n \quad (2.5)$$

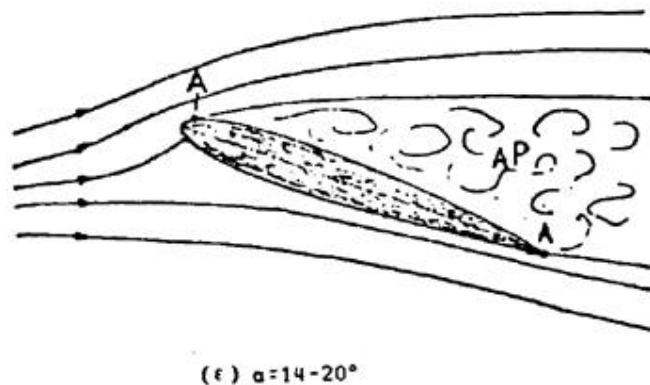
Η δρώσα ταχύτητα θεωρείται ίση με τη ταχύτητα  $V_\varphi$  του αέρα, επειδή αυτή προσπίπτει κάθετα στο νήμα. Οι σταθερές A,B και η υπολογίστηκαν με γραφική μέθοδο που περιγράφει ο Βαφείδης (1981). Ας σημειωθεί, ότι η σταθερά A ισούται με  $(cE_0)^2$ , όπου  $E_0$  η τάση του οργάνου σε μηδενική ταχύτητα αέρα και c μια σταθερά που προσδιορίστηκε γραφικά ίση με 0,9 περίπου. Η ένταση της τύρβης υπολογίστηκε με βάση την επόμενη σχέση που δίνει ο Mojola (1974):

$$\sigma_v / V_\infty = (2/n) E_b \sigma_{Eb/(Eb^2 - A)} \quad (2.6)$$

όπου  $E_b$  είναι η μέση τιμή της τάσης εξόδου του ανεμομέτρου και σε η τυπική απόκλιση (rms τιμή).

### 2.4.3 ΣΤΑΤΙΚΗ ΠΙΕΣΗ (γενικά: σε αεροτομή σε σχέση με την κλίση αυτής)

Οι στατικές πιέσεις παρουσιάζονται με τη μορφή του αδιάστατου συντελεστή πίεσης που αναφέρεται στη στατική και δυναμική πίεση της αδιατάρακτης ροής. Η μελέτη της στατικής πίεσης γίνεται συνήθως σε τρεις ενότητες, ανάλογα με τη γωνία πρόσπτωσης. Η πρώτη περιλαμβάνει τις γωνίες από 0 έως 20°, που είναι η συνήθης περιοχή λειτουργίας της αεροτομής και όπου τα αποτελέσματα δείχνουν σοβαρή επίδραση του αριθμού Reynolds στη περιοχή αυτή. Η περιοχή γωνιών από 20° έως 160° εξετάζονται χωριστά, καθώς και η περιοχή 160°-180° όπου ισοδυναμεί με τη λειτουργία της αντιστραμμένης αεροτομής σε γωνίες 0-20°. Για την περιοχή 0-20° που μας ενδιαφέρει περισσότερο έχουμε: αρχικά σε γωνίες πρόσκρουσης από 0 - 13° έχουμε την ροή να είναι προσκολλημένη και στις δύο πλευρές του πτερυγίου και δεν έχουμε στροβιλισμούς. Ας σημειωθεί ότι οι περιοχές αποκόλλησης της ροής χαρακτηρίζονται από τοπικά σταθερή στατική πίεση και κάτι τέτοιο δεν παρατηρείται στις διανομές της πίεσης για  $Re = 0,76 \cdot 10^6$ . Στη μηδενική γωνία πρόσκρουσης παρατηρείται η ύπαρξη σημείου ανακοπής στο μέτωπο προσβολής.



Σχ. 2.4 : ποιοτική αναπαράσταση της ροής σε χαρακτηριστικές γωνίες 14°-20°

Μέχρι σχεδόν το σημείο του μέγιστου πάχους της αεροτομής η ροή κοντά στο πτερύγιο επιταχύνεται, όπως υποδηλώνει η αντίστοιχη μείωση της στατικής πίεσης. Όταν η γωνία πρόσπτωσης αυξάνεται, οι πιέσεις στη κάτω πλευρά δεν μεταβάλλονται σημαντικά, σε αντίθεση με τις υποπίεσεις στην άνω πλευρά, που αυξάνονται συνεχώς μέχρι τις  $12^\circ$  περίπου. Μετά το σημείο ελάχιστης πίεσης στην άνω πλευρά ακολουθεί ταχύτερη ανάκτηση της στατικής πίεσης που, όπως αναμένεται, εξισώνεται τελικά με τη πίεση της κάτω πλευράς κοντά στην ακμή φυγής. Σε γωνίες πρόσπτωσης μεγαλύτερες ή ίσες με  $14^\circ$  η ροή στην άνω πλευρά της αεροτομής έχει τελείως αποκολληθεί, όπως φαίνεται στο σχ. 2.4. Οι μεγάλες υποπίεσεις που υπήρχαν κοντά στο μέτωπο προσβολής στις  $13^\circ$  παύουν να υπάρχουν, καθώς η αποκόλληση εκτείνεται σε όλη την άνω πλευρά. Το φαινόμενο αυτό, γνωστό σαν απώλεια στήριξης της αεροτομής, συνεπάγεται σημαντική μείωση του συντελεστή άνωσης, όπως αποδεικνύεται από την ολοκλήρωση των πιέσεων. Το πεδίο ροής σε γωνία  $20^\circ$  είναι ποιοτικά ίδιο, όπως και σε  $14^\circ$ . Η στατική πίεση είναι ακόμα σταθερότερη, καθώς η περιοχή της αποκόλλησης έχει μεγαλύτερη έκταση λόγω της μεγαλύτερης γωνίας πρόσπτωσης.

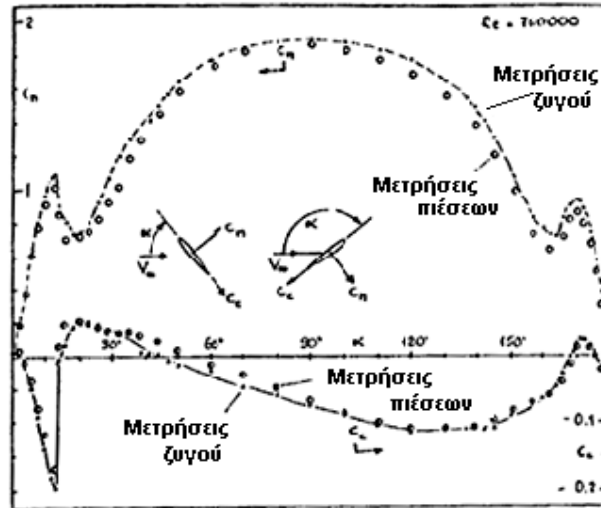
#### 2.4.4 ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΕΣ ΔΥΝΑΜΕΩΝ ΚΑΙ ΡΟΠΗΣ ΤΗΣ ΑΕΡΟΤΟΜΗΣ.

##### Εισαγωγικές παρατηρήσεις:

Το ρεύμα του αέρα που προσβάλλει την αεροτομή ασκεί σ' αυτήν μια δύναμη, που δρα στο λεγόμενο κέντρο πιέσεων (που βρίσκεται περίπου πάνω στη χορδή). Για τη πλήρη περιγραφή της ασκούμενης δύναμης στο διδιάστατο πεδίο χρησιμοποιούνται, δύο συνιστώσες της δύναμης κάθετα και παράλληλα προς τη διεύθυνση της αδιατάρακτης ροής (άνωση και αντίσταση) και μία ροπή ως προς το σημείο, που βρίσκεται πάνω στη χορδή και απέχει, απόσταση  $c/4$  από το σημείο προσβολής. Η επιλογή αυτού του σημείου συνδέεται με το γεγονός, ότι αυτό συμπίπτει με το θεωρητικό κέντρο πιέσεων σε μικρές γωνίες πρόσπτωσης στη δυναμική ροή. Πιο κάτω παρουσιάζονται και συγκρίνονται τα αποτελέσματα από μετρήσεις δυνάμεων με τη μέθοδο του ζυγού, με την ολοκλήρωση των πιέσεων και με μετρήσεις στον ομόρου (απόρευμα). Ιδιαίτερη προσοχή δίνεται κατά τη παρουσίαση και κριτική στη περιοχή γωνιών  $0-20^\circ$ , που είναι η συνήθης περιοχή λειτουργίας της έως, αεροτομής.

Στη παράγραφο αυτή κρίθηκε απαραίτητο να γίνει μια εισαγωγική περιγραφή της μεταβολής των συντελεστών της παράλληλης και της κάθετης προς τη χορδή δύναμης συναρτήσει της γωνίας. Η μελέτη των συντελεστών γωνίας πρόσπτωσης που παρουσιάζονται στο σχ. 2.5 για ένα τυπικό αριθμό Reynolds  $(760000)^{(+)}$ , συμβάλλει στη καλύτερη κατανόηση της μεταβολής των αεροδυναμικών συντελεστών της αεροτομής συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης.

Στο σχ.2.5 διαπιστώνεται κατ' αρχήν η ικανοποιητική συμφωνία των αποτελεσμάτων από μετρήσεις με το ζυγό και από την ολοκλήρωση των πιέσεων, γεγονός που πρέπει φυσιολογικά να συμβαίνει, εκτός της περίπτωσης του συντελεστή αντίστασης στη περιοχή γωνιών περί τις  $0$  και  $180^\circ$ , όπου η αντίσταση λόγω τριβής παίζει σημαντικό ρόλο (κάτι τέτοιο δεν μπορεί να φανεί στο σχήμα).



Σχ.2.5 Οι συντελεστές κάθετα ( $c_n$ ) και παράλληλα ( $c_c$ ) προς τη χορδή συναρτήσει της γωνίας

Από τη μελέτη του σχ.2.5 προκύπτει, ότι η δύναμη που ασκείται στην αεροτομή είναι πρακτικά κάθετη στη χορδή (με αποκλίσεις έως  $10^\circ$  από τη κάθετο), καθώς η συνιστώσα παράλληλα προς τη χορδή είναι κατά μια τάξη μεγέθους μικρότερή της (ας σημειωθεί η διαφορά της κλίμακας για τα  $c_n$  και  $c_c$  στο σχ. 2.5). Η κάθετη δύναμη στην αεροτομή αυξάνεται σχεδόν γραμμικά μέχρι τη γωνία απώλειας στήριξης (περί τις  $13^\circ$ ), όπου και μειώνεται απότομα. Η μεταβολή του  $c_n$  στην περιοχή  $20^\circ$  έως  $160^\circ$  ακολουθεί ποιοτικά μια ημιτονοειδή καμπύλη με μέγιστη τιμή περί τις  $90^\circ$ . Αυτή η αύξηση του  $c_n$ , καθώς η γωνία πλησιάζει τις  $90^\circ$ , οφείλεται στην αύξηση της προβαλλόμενης στη ροή επιφάνειας της αεροτομής που συνοδεύεται από την διεύρυνση του ομόρου και τη μείωση των πιέσεων στην απήνεμη πλευρά του πτερυγίου. Ας σημειωθεί, ότι σε γωνίες μικρότερες της γωνίας απώλειας στήριξης η παράλληλη προς τη χορδή δύναμη αυξάνεται απολύτως περίπου



γραμμικά και έχει φορά αντίθετη προς τη φορά της ροής (Φαινόμενο αναρρόφησης λόγω των μεγάλων υποπιέσεων στην άνω πλευρά κοντά στην ακμή προσβολής). Η δύναμη αυτή είναι η κινητήρια δύναμη του πτερυγίου των ΑΚΑ, όταν η χορδή είναι σταθερά τοποθετημένη κάθετα στην ακτίνα. Αναφορικά λοιπόν με τις Α/Γ κάθετου άξονα τα διαγράμματα  $c_c$  - α των αεροτομών έχουν ιδιαίτερη χρησιμότητα.

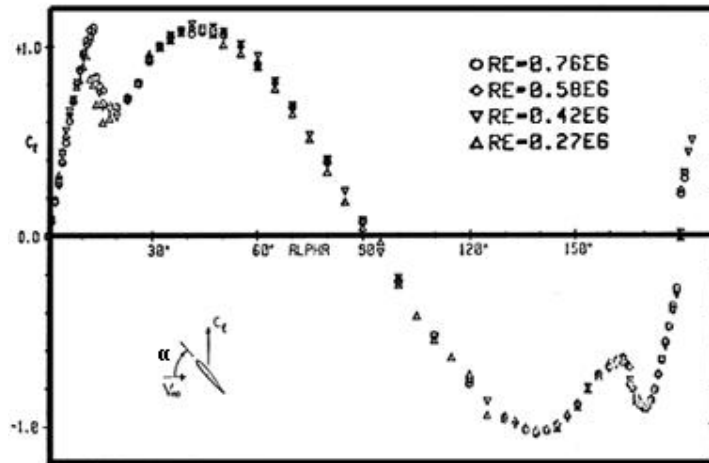
Αν η αεροτομή είχε μορφή συμμετρική ως προς το μέσο της χορδής, το μεν διάγραμμα  $c_n$  -α θα ήταν συμμετρικό ως προς τη γωνία  $90^\circ$ , το δε διάγραμμα  $c_c$ -α θα ήταν αντίστοιχα αντισυμμετρικό. Η συμπεριφορά της αεροτομής παρουσιάζει, όπως δείχνει το σχ. 2.5, μια τάση συμμετρίας, περισσότερο όσον αφορά τη κάθετη δύναμη. Υπάρχουν όμως σοβαρές διαφορές στη περιοχή  $160^\circ$ - $180^\circ$ , που οφείλονται κυρίως στην ύπαρξη οξείας ακμής προσβολής. Η ασυμμετρία είναι έντονη στη περίπτωση της κατά τη χορδή δύναμης, που εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη μορφή της αεροτομής.

Μεγάλες διαφορές υπάρχουν και στη περιοχή  $170^\circ$  έως  $180^\circ$  σε σύγκριση με τη περιοχή  $0^\circ$ - $10^\circ$ , όπου παρατηρήθηκε το θετικό για τις Α/Γ φαινόμενο της αναρρόφησης. Πρέπει επίσης να σημειωθεί η αρνητική τιμή της κατά τη χορδή δύναμης περί τη γωνία  $90^\circ$ , που υποδηλώνει ότι, ακόμη και όταν η αεροτομή είναι κάθετη στη ροή, αναπτύσσεται μικρή άνωση.

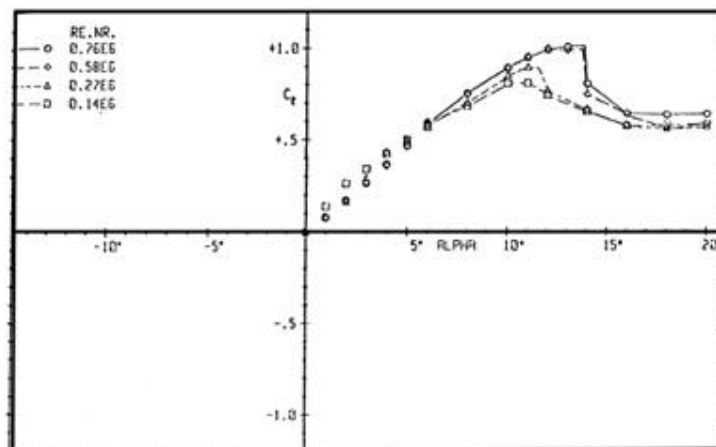
#### 2.4.5 ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΝΩΣΗΣ

Ο συντελεστής άνωσης στη περιοχή γωνιών πρόσπτωσης από  $0^\circ$  έως  $180^\circ$  παρουσιάζεται στο σχ.2.6 όπως προέκυψε από μετρήσεις των δυνάμεων και από την ολοκλήρωση των πιέσεων αντίστοιχα. Οι ίδιες

μετρήσεις σε γωνίες πρόσπτωσης 0-20° παρουσιάζονται ευκρινέστερα στο σχ.2.7.



σχ.2.6 Ο συντελεστής άνωσης της γωνίας πρόσπτωσης (μετρήσεις με ζυγό)



σχ.2.7 Ο συντελεστής άνωσης από την ολοκλήρωση των πιέσεων σε μικρές γωνίες πρόσπτωσης

Η συμπεριφορά του συντελεστή άνωσης σε μικρές γωνίες πρόσπτωσης είναι παρόμοια με εκείνη, που παρατηρήθηκε στο συντελεστή κάθετης δύναμης στη χορδή (σύγκριση σχ. 2.5 και 2.6 σε γωνίες 0°.-20°). Όπως δείχνει το σχ. 2.7, ο συντελεστής άνωσης

μεταβάλλεται περίπου γραμμικά στη περιοχή γωνιών πρόσπτωσης  $-8^\circ$  έως  $8^\circ$ . Από μετρήσεις στη περιοχή  $-2^\circ$  έως  $+2^\circ$  συμπίπτουν περίπου για όλους τους αριθμούς Reynolds, η δε κλίση  $\theta_{cl} / \theta_\alpha$  βρέθηκε ίση με  $0.09 - 0,10/1^\circ$  με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων και συμφωνεί περίπου με την τιμή  $0,09/1^\circ$  που δίνουν οι Loftin και Smith (1949) για  $Re = 700000$ . Για μεγαλύτερους όμως αριθμούς Reynolds (άνω του  $3 \cdot 10^6$ ) η κλίση  $\theta_{cl} / \theta_\alpha$  αυξάνεται, σύμφωνα με τους Loftin και Smith (1949) και Abbott και Doenhoff (1959).

Είναι αξιοσημείωτο, ότι, σύμφωνα με τις μετρήσεις του σχ. 2.7, η κλίση  $\theta_{cl} / \theta_\alpha$  είναι μεγαλύτερη στη περιοχή γωνιών  $3^\circ - 6^\circ$  ( $\theta_{cl} / \theta_\alpha = 0.10 - 0.12/1^\circ$ ) και μάλιστα τόσο περισσότερο, όσο μειώνεται ο αριθμός Reynolds. Όπως αναφέρουν οι Hoerner και Borst (1975) τέτοιες ανωμαλίες στη συμπεριφορά του συντελεστή άνωσης στη γραμμική περιοχή οφείλονται συνήθως στη μετά (βάση του οριακού στρώματος από στρωτό σε τυρβώδες και ακόμα περισσότερο στη τοπική αποκόλληση του στρωτού οριακού στρώματος, που παρατηρήθηκε στους μικρότερους αριθμούς Reynolds.

Σε γωνίες πρόσπτωσης άνω των  $8^\circ$  παύει η σχεδόν γραμμική μεταβολή του συντελεστή άνωσης και, όπως δείχνει το σχ. 2.7, λόγω φαινομένων, ο ρυθμός αύξησης του συντελεστή άνωσης μειώνεται μέχρι τη γωνία απώλειας της στήριξης, όπου αυτός παίρνει τη μέγιστη τιμή του. Η απώλεια στήριξης μπορεί να επέλθει από τη σταδιακή επέκταση της αποκόλλησης της ροής που αρχίζει από την ακμή φυγής. Μπορεί επίσης να προκληθεί από μια αιφνίδια αποκόλληση, που πρωτοεμφανίζεται κοντά στο σημείο προσβολής. Το πρώτο φαινόμενο χαρακτηρίζεται από μια ομαλή μεταβολή του συντελεστή άνωσης, που φθάνει μια μέγιστη τιμή και ύστερα ελαττώνεται σταδιακά με την επέκταση της περιοχής αποκόλλησης. Το δεύτερο φαινόμενο χαρακτηρίζεται από τη συνεχή γραμμική σχεδόν αύξηση του συντελεστή άνωσης μέχρι τη μέγιστη τιμή και τη σχεδόν κατακόρυφο πτώση του κατά την απώλεια στήριξης (μια καλή ποιοτική περιγραφή των φαινομένων αυτών δίνουν οι Hoerner και Borst, 1975). Από μετρήσεις μας παρέχονται ενδείξεις, ότι η απώλεια στήριξης οφείλεται σε συνδυασμό των δύο προηγουμένων φαινομένων. Για απολύτως αυξανόμενη γωνία πρόσπτωσης, ο συντελεστής άνωσης

μετά από τις  $8^\circ$  περίπου τείνει να σταθεροποιηθεί και να λάβει μια μέγστη τιμή (στη περιοχή των  $11^\circ - 14^\circ$ ), ένδειξη μιας αποκόλλησης, που αρχίζει από την ακμή φυγής, Μετά όμως από κάποια γωνία όπου ορίζεται σαν γωνία απώλειας στήριξης) μειώνεται σχεδόν κατακόρυφα ως και  $30\%$ , ένδειξη αιφνίδιας πλήρους αποκόλλησης της ροής που ξεκινά από την ακμή προσβολής. Σε όλη τη περιοχή αυτή και σε γωνίες πρόσπτωσης έως  $20^\circ$  η επίδραση του αριθμού Reynolds είναι σημαντική. Όπως δείχνουν οι μετρήσεις, ο μέγιστος συντελεστής άνωσης και η γωνία απώλειας στήριξης αυξάνονται με αυξανόμενο αριθμό Reynolds. Καθώς μειώνεται ο αριθμός Reynolds, οι απότομες μεταβολές κατά την απώλεια στήριξης είναι λιγότερο έντονες λόγω της μείωσης του  $c_{lmax}$ , και της ύπαρξης της φυσαλίδας αποκόλλησης κοντά στο μέτωπο προσβολής. Οι μετρήσεις με το ζυγό έδειξαν, ότι, όταν ο αριθμός Reynolds αυξάνει από 270000 σε 760000, ο μέγιστος συντελεστής άνωσης παίρνει τιμές από 0,95 έως 1,10 και η γωνία απώλειας της στήριξης μεταβάλλεται από  $11.5^\circ$  σε  $3.8^\circ$ . Η γωνία αυτή διαπιστώθηκε με τη βοήθεια του ζυγού με ακρίβεια  $0,2^\circ$  περίπου κυρίως με βάση την εμφάνιση της απότομης αύξησης της αντίστασης της πτέρυγας κατά την απώλεια στήριξης. Μετά την απώλεια στήριξης ορισμένες διαφορές λόγω του αριθμού Reynolds παραμένουν μέχρι την ελαχίστη τιμή του  $c_l$  που παρατηρείται στη περιοχή  $16^\circ - 20^\circ$ . Περί τις  $20^\circ$ , όπως διαπιστώθηκε και από τις μετρήσεις των πιέσεων, η αεροδυναμική συμπεριφορά της αεροτομής είναι ουσιαστικά ανεξάρτητη του αριθμού Reynolds. Η παρατήρηση των συντελεστών άνωσης που προέκυψαν από την ολοκλήρωση των πιέσεων (σχ. 2.7) οδηγεί σε παρόμοια συμπεράσματα κυρίως όσον αφορά την επίδραση του αριθμού Reynolds. Στο σχ. 2.7 περιέχονται και μετρήσεις για  $Re = 140000$  (οι αντίστοιχες μετρήσεις του ζυγού δεν παρουσιάστηκαν λόγω της μεγάλης τιμής του πιθανού πειραματικού σφάλματος).

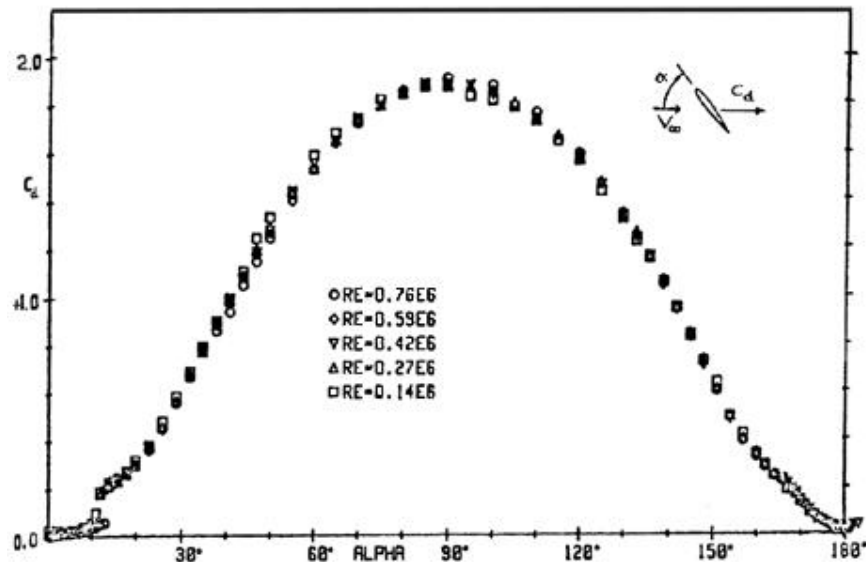
Οι μετρήσεις αυτές δείχνουν ότι ο μέγιστος συντελεστής άνωσης μειώνεται κατά 0.10 περίπου σε σύγκριση με την αντίστοιχη τιμή για  $Re = 270000$ . Η σύγκριση των μετρήσεων του ζυγού με τα αποτελέσματα από την ολοκλήρωση των πιέσεων, δείχνει, ότι οι υπολογισμοί με βάση τις πιέσεις υποεκτιμούν τον συντελεστή άνωσης στη περιοχή γωνιών  $8 - 13^\circ$ . Οι διαφορές (που φθάνουν έως  $10\%$  στο  $c_{lmax}$  ή  $5\%$  σε μικρότερους

αριθμούς Reynolds) δείχνουν, ότι απαιτούνται πυκνότερα τοποθετημένες οπές στατικής πίεσης κοντά στο σημείο προσβολής, όπου εμφανίζονται οι μεγαλύτερες υποπίεσεις.

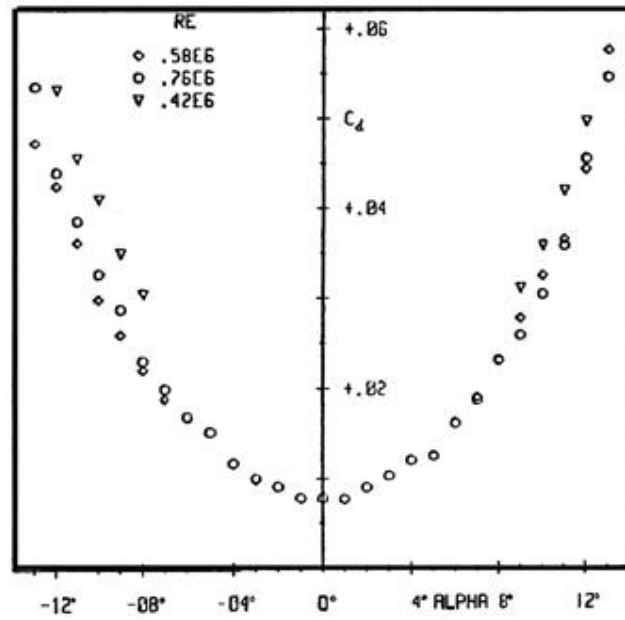
Κατά τις μετρήσεις των δυνάμεων μελετήθηκε και το φαινόμενο υστέρησης, σύμφωνα με το οποίο η αεροδυναμική συμπεριφορά της αεροτομής διαφοροποιείται, ανάλογα αν η μεταβολή της γωνίας γίνεται από την περιοχή προσκολλημένης ροής προς την περιοχή αποκολλημένης ροής (δηλαδή αν η γωνία πρόσπτωσης αυξάνεται απολύτως) ή αν γίνεται κατά τον αντίθετο τρόπο (η γωνία μειώνεται απολύτως). Στη δεύτερη περίπτωση η επανακόλληση της ροής γίνεται σε μια γωνία απολύτως μικρότερη από τη γωνία απώλειας στήριξης. Η επανακόλληση της ροής διαπιστώνεται από την απότομη μείωση της αντίστασης του πτερυγίου και την αντίστοιχη αύξηση του συντελεστή άνωσης που επανέρχεται στη τιμή που θα έπαιρνε στην ίδια γωνία πρόσπτωσης, αν αυτή αυξανόταν απολύτως. Αποτέλεσμα αυτού του φαινομένου είναι η εμφάνιση ενός βρόχου υστέρησης στη καμπύλη  $c_l - \alpha$ . Παρατηρείται μια τόση συρρίκνωση του βρόχου αυτού, καθώς μειώνεται ο αριθμός Reynolds.

### 2.4.6 ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ

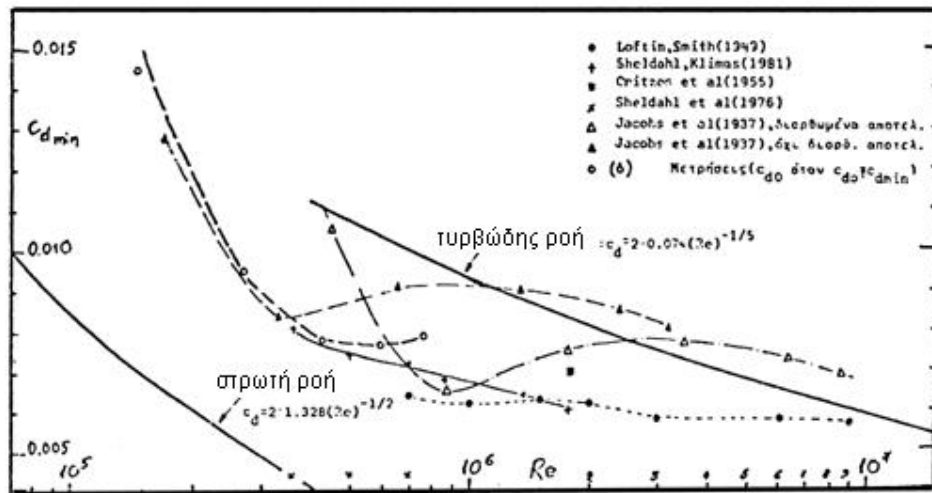
Ο συντελεστής αντίστασης παρουσιάζεται στα σχ. 2.8 έως 2.10. Το μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η περιοχή μικρών γωνιών πρόσπτωσης, μικρότερων από τη γωνία απώλειας της στήριξης, όπου συνήθως λειτουργεί η αεροτομή και έχει χαμηλό συντελεστή αντίστασης. Στο σχ. 2.9 παρουσιάζονται στη περιοχή γωνιών  $-13^\circ$  έως  $+13^\circ$  οι μετρήσεις του ζυγού στις περιπτώσεις, όπου το πειραματικό σφάλμα δεν υπερβαίνει το 10% περίπου. Αξιόπιστες μετρήσεις μέχρι και τη μηδενική γωνία πρόσπτωσης λήφθηκαν μόνον για  $Re = 760000$ , ενώ για μικρότερους αριθμούς Reynolds έως 420000 τα αποτελέσματα έχουν ακρίβεια, καλύτερη του 10% σε ορισμένες μόνον γωνίες πρόσπτωσης. Για  $Re = 160000$  μετρήθηκε ελάχιστος συντελεστής αντίστασης περίπου 0.008 σε γωνία  $0^\circ$ . Ο συντελεστής αντίστασης αυξάνεται με τη γωνία πρόσπτωσης, καθώς τα φαινόμενα συνεκτικότητας γίνονται πιο έντονα. Κατά την απώλεια στήριξης παρατηρείται μια απότομη αύξηση του  $c_d$  κατά μία τάξη μεγέθους περίπου. Τα αποτελέσματα για  $Re = 580000$  και  $760000$  δεν παρουσιάζουν αξιόλογες διαφορές, για  $Re = 420000$  όμως, όπως αναμένεται, ο συντελεστής αντίστασης είναι αυξημένος.



Σχ. 2.8 Ο συντελεστής αντίστασης συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης



Σχ. 2.9 Ο συντελεστής αντίστασης σε μικρές γωνίες πρόσπτωσης



Σχ. 2.10 Σύγκριση των μετρήσεων του ελαχίστου συντελεστή αντίστασης με ορισμένες μετρήσεις από παλαιότερες εργασίες.

Η επεξεργασία των μετρήσεων στον ομόρου έδωσε περισσότερες πληροφορίες ως προς την επίδραση του αριθμού Reynolds σε μικρές γωνίες πρόσπτωσης. Έτσι παρατηρείται μια τάση αύξησης του συντελεστή αντίστασης, όταν μειώνεται ο αριθμός Reynolds, λιγότερο για  $Re = 420000$  έως  $760000$  και περισσότερο σε χαμηλότερους αριθμούς Reynolds. Για  $Re=140000$  ο ελάχιστος συντελεστής αντίστασης είναι περίπου διπλάσιος από τις αντίστοιχες τιμές για  $Re = 420000$  έως  $760000$ . Αυτή η αύξηση οφείλεται στην αποκόλληση της ροής ακόμα και σε μικρές γωνίες πρόσπτωσης, που παρατηρήθηκε κατά τη παρουσίαση των πιέσεων. Είναι αξιοσημείωτο ότι ο συντελεστής αντίστασης για  $\alpha = 07^\circ$  ( $c_{do} = 0.0157$ ) και  $Re = 140000$  είναι μεγαλύτερος σε σύγκριση με τις τιμές που παίρνει σε απολύτως μεγαλύτερες γειτονικές γωνίες πρόσπτωσης ( $c_{dmin} = 0.0145$  για  $\alpha=2^\circ$ ). Αν και η διαφορά (8%) δεν είναι πολύ μεγαλύτερη από το μέγιστο πειραματικό σφάλμα (5%), αυτή οφείλεται μάλλον στη μεγαλύτερη έκταση της αποκόλλησης σε γωνία  $0^\circ$  (και στις πλευρές) απ' ότι σε γωνίες  $1^\circ$  έως  $3^\circ$ , όπου η περιοχή αποκόλλησης της ροής, χωρίς να παίρνει πολύ μεγαλύτερες διαστάσεις, περιορίζεται σε μια μόνον πλευρά. Το φαινόμενο αυτό δεν παρατηρείται σε αριθμούς Reynolds  $270000$  και άνω, όπου, σύμφωνα με τις μετρήσεις των πιέσεων η ροή είναι προσκολλημένη σε γωνίες πρόσπτωσης  $0^\circ$  έως  $5^\circ$  ( $c_{dmin} = c_{do}$ ).

Στη περιοχή αριθμών Reynolds κάτω του  $10^5$  περίπου ο συντελεστής αντίστασης είναι μεγάλος λόγω της αποκόλλησης της στρωτής μετά τη θέση μέγιστου πάχους, που συμβαίνει τόσο νωρίτερα, όσο μειώνεται ο αριθμός Reynolds με αποτέλεσμα την αντίστοιχη αύξηση του συντελεστή αντίστασης. Στη περιοχή αυτή των υποκρίσιμων αριθμών Reynolds κάτω των  $80000$  ο Hoerner (1965) δίνει μια καμπύλη του συντελεστή αντίστασης που είναι τυπική για αεροδυναμικά σώματα μέγιστου πάχους ίσου προς το 12%, της χορδής. Στην ίδια περιοχή αριθμών Reynolds υπάρχουν και οι μετρήσεις των Decleure et al (1981), που έγιναν με αεροτομή NACA 0012 χορδής 3.5 cm, που απέχουν όμως αρκετά από τη καμπύλη του Hoerner (1965). Οι διαφορές οφείλονται πιθανότατα στην ιδιαιτερότητα της μορφής της αεροτομής NACA 0012 ή σε σφάλμα των Decleure et al λόγω της μικρής χορδής του πτερυγίου.



Στη περιοχή αριθμών Reynolds από 80000 έως 300000 περίπου το σημείο αποκόλλησης της ροής μετατοπίζεται προοδευτικά προς την ακμή φυγής με αποτέλεσμα μια ταχεία μείωση του  $c_{dmin}$  και τη προσέγγιση της καμπύλης στρωτής ροής(+). Στη περιοχή αριθμών Reynolds 80000 - 300000 οι μετρήσεις βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία με ορισμένες παλαιότερες (από το 1939) μετρήσεις που αναφέρει ο Hoerner (1965). Ας σημειωθεί επίσης, ότι διαπιστώνεται καλή συμφωνία και με τις τιμές που δίνουν οι Sheldahl, Klimas και Feltz (1980), που προέκυψαν από μετρήσεις της αντίστασης των πτερυγίων μιας Α/Γ Darrieus κατά τη περιστροφή του δρομέα σε συνθήκες άπνοιας.

Η περιοχή των κρίσιμων αριθμών Reynolds, που τοποθετείται περί τη τιμή  $Re = 350000$  κατά τους Hoerner και Borst (1975) χαρακτηρίζεται από τη μετάβαση της ροής από στρωτή σε τυρβώδη πέραν από ένα ορισμένο σημείο της αεροτομής. Σε αριθμούς Reynolds μικρότερους των 350000 η μετάβαση αρχίζει από την ακμή φυγής και, καθώς αυξάνεται ο αριθμός Reynolds το σημείο μετάβασης μετατίθεται προς το σημείο ελάχιστης πίεσης. Σε αριθμού Reynolds άνω των 300000 περίπου ο ρυθμός της πτωτικής τάσης του  $c_{dmin}$  μειώνεται, καθώς αυξάνεται αντίστοιχα η περιοχή τυρβώδους ροής, που χαρακτηρίζεται από μεγαλύτερους συντελεστές αντίστασης σε σύγκριση με τη στρωτή ροή. Διαπιστώνεται η απομάκρυνση των μετρήσεων από τη καμπύλη στρωτής ροής και η προσέγγιση περισσότερο προς την καμπύλη τυρβώδους ροής. Σε ορισμένες μάλιστα μετρήσεις παρατηρείται ένα ελάχιστο στη του  $c_d$ , σε αριθμούς Reynolds  $0.5 - 1 \cdot 10^6$ . Η ασθενής αύξηση του  $c_{dmin}$  μετά το ελάχιστο αυτό οφείλεται στην επικράτηση τυρβώδους ροής.

Η σύγκριση των μετρήσεων από διάφορες πειραματικές εργασίες, δείχνει ότι υπάρχουν διαφορές στον ελάχιστο συντελεστή αντίστασης στον αυτό αριθμό Reynolds. Ενδεικτικά αναφέρεται, ότι για  $Re = 700000$  οι Loftin et al και οι Sheldahl et al δίνουν  $c_{dmin} = 0.0064$  και  $0.0072$  αντίστοιχα, ενώ κατά τις παρούσες μετρήσεις βρέθηκε  $c_{dmin} = 0.0079$ . Επίσης για  $Re = 1.8 \cdot 10^6$  οι Critzos et al και οι Sheldahl et al (1981) δίνουν  $c_{dmin} = 0.007$  και  $0.006$  αντίστοιχα. Οι διαφορές αυτές, αν εξαιρεθούν πιθανά πειραματικά σφάλματα, πρέπει μάλλον να αποδοθούν σε ειδικούς παράγοντες όπως η τύρβη της ροής, η τραχύτητα της

επιφάνειας ή άλλες διαταραχές, που επιδρούν στη θέση μετάβασης του στρωτού οριακού στρώματος σε τυρβώδες. Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί, ότι η παρουσίαση αυτή αφορά υδραυλικά "λείες" επιφάνειες. Σύμφωνα με τον Schlichting (1968), όταν η σχετική τραχύτητα άμμου της επιφάνειας του πτερυγίου είναι  $k/c < 100/Re$ , τότε οι ανωμαλίες βρίσκονται στο οριακό υπόστρωμα και δεν επηρεάζουν το συντελεστή αντίστασης στη τυρβώδη ροή.

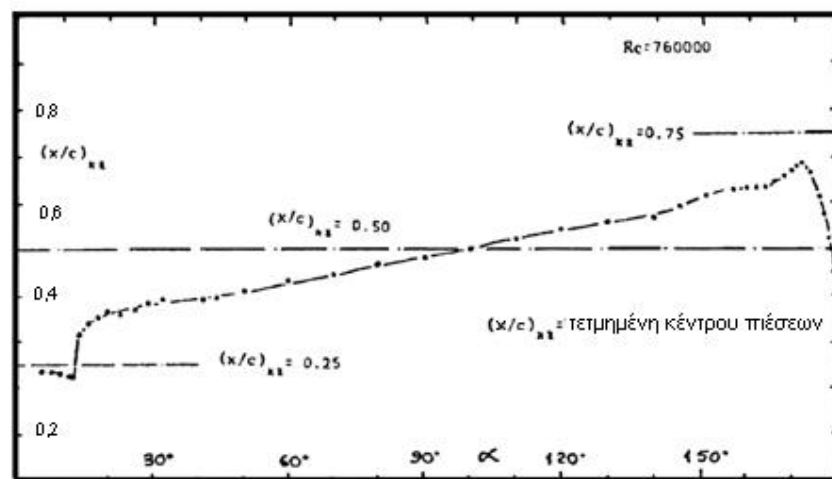
Ο συντελεστής αντίστασης στη περιοχή γωνιών πρόσπτωσης  $0 - 180^\circ$  παρουσιάζεται στο σχ. 2.8, σύμφωνα με τις μετρήσεις του ζυγού. Τα αποτελέσματα δείχνουν, ότι μετά την απώλεια στήριξης και μέχρι τις  $180^\circ$  ο συντελεστής αντίστασης είναι πρακτικά ανεξάρτητος από τον αριθμό Reynolds, λόγω της αύξησης της κάθετης δύναμης στην αεροτομή ο συντελεστής αντίστασης αυξάνεται προοδευτικά για να γίνει ίσος με τον συντελεστή  $c_n$  στη γωνία  $90^\circ$ , όπου παρουσιάζει μέγιστη τιμή ίση με 1.87 περίπου. Ο συντελεστής αντίστασης μεταβάλλεται κατά περίπου συμμετρικό τρόπο ως προς τη γωνία των  $90^\circ$  στη περιοχή  $90 - 180^\circ$ . Μια σημαντική διαφορά παρατηρείται στη περιοχή  $160 - 180^\circ$ , όπου η μεταβολή του  $c_d$  γίνεται ομαλά, σε αντίθεση με τη περιοχή  $0^\circ - 20^\circ$ , λόγω της προοδευτικής επανακόλλησης της ροής. Η ελάχιστη τιμή που μετρήθηκε στις  $180^\circ$  είναι 2.5 περίπου φορές μεγαλύτερη από την αντίστοιχη τιμή στις  $0^\circ$ , γεγονός που οφείλεται στην αποκόλληση της ροής στον ομόρου. Ενδεικτικά αναφέρονται οι τιμές του  $c_d$  στις  $180^\circ$  σύμφωνα με τις μετρήσεις του ζυγού:  $0.03 \pm 0.003$ ,  $0.026 \pm 0.002$  και  $0.024 \pm 0.001$  σε αριθμούς Reynolds 420000, 580000 και 760000 αντίστοιχα. Οι μετρήσεις αυτές δείχνουν, ότι υπάρχει μια τάση μείωσης του συντελεστή αντίστασης με την αύξηση του αριθμού Reynolds. Ας σημειωθεί, ότι οι Critzos et al (1955) μέτρησαν ακόμη χαμηλότερο συντελεστή αντίστασης (0.014) για  $Re = 1.8 \cdot 10^6$

Οι συντελεστές αντίστασης από την ολοκλήρωση των πιέσεων οδηγούν σε ανάλογα συμπεράσματα, ιδίως όσον αφορά την ανεξαρτησία των αποτελεσμάτων από τον αριθμό Reynolds. Οι διαφορές που παρουσιάζουν σε σύγκριση με τις μετρήσεις του ζυγού, είναι στις

περισσότερες περιπτώσεις μικρές, αλλά συστηματικές, λόγω της άγνοιας της πραγματικής διανομής πιέσεων κοντά στην οξεία ακμή φυγής.

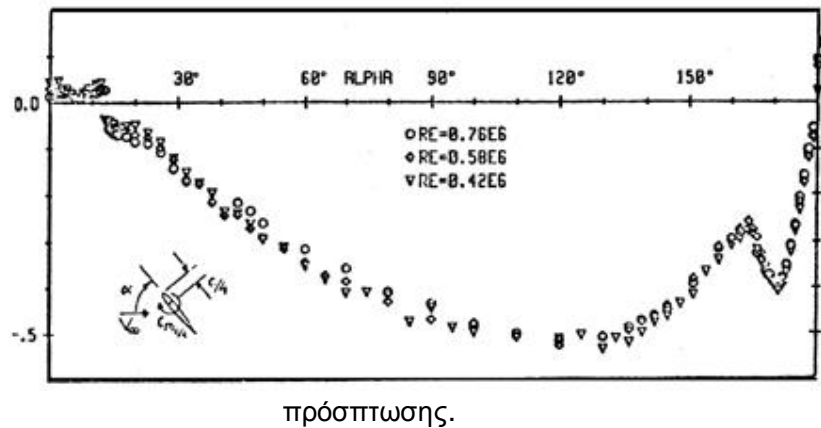
### 2.4.7 ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΡΟΠΗΣ ΚΑΙ ΚΕΝΤΡΟ ΤΩΝ ΠΙΕΣΕΩΝ

Στα σχ. 2.11 και 2.12 παρουσιάζονται αντίστοιχα η θέση του κέντρου των πιέσεων και ο συντελεστής ροπής στη περιοχή γωνιών πρόσπτωσης 0-180°. Το κέντρο των πιέσεων ορίζεται πάνω στη χορδή με βάση την απόσταση από την ακμή προσβολής. Ο συντελεστής ροπής εκφράζει την αδιαστατοποιημένη ροπή των αεροδυναμικών φορτίων ως προς το σημείο, που βρίσκεται σε απόσταση  $\varepsilon/4$  από το σημείο προσβολής και συμπίπτει με τη θέση, του κέντρου πιέσεων, που υπολογίζεται θεωρητικά σε μικρές γωνίες πρόσπτωσης. Ο συντελεστής ροπής από τις μετρήσεις των δυνάμεων παρουσιάζεται μόνο στη περίπτωση αριθμών Reynolds 420000-760000, λόγω του σχετικά μεγάλου πειραματικού σφάλματος σε μικρότερους αριθμούς Reynolds.



Σχ. 2.11 Η θέση του κέντρου πιέσεων συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης.

Σχ. 2.12 Ο συντελεστής ροπής της αεροτομής συναρτήσει της γωνίας



Όπως φαίνεται στο σχ. 2.11, για  $Re = 760000$  το κέντρο των πιέσεων σε γωνίες  $6^\circ$  έως  $13^\circ$ , δηλ. γωνίες μικρότερες από τη γωνία απώλειας στήριξης κυμαίνεται περί τις θέσεις  $x/c = 0.23 - 0.24$ . Οι Loftin και Smith (1949) παρατήρησαν, ότι για  $Re = 0.7 - 2 \cdot 10^6$  το κέντρο των πιέσεων βρίσκεται περί τη θέση  $x/c = 0.245$ . Σύμφωνα με τους Abbott και Doenhoff (1959), σε μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds (άνω του  $3 \cdot 10^6$ ), το κέντρο πιέσεων βρίσκεται στη θέση  $x/c = 0.25$  καθώς τα φαινόμενα λόγω συνεκτικότητάς γίνονται ασθενέστερα με την αύξηση του αριθμού Reynolds. Στο σχ, 2.11 και 2.12 παρατηρείται μια τάση μικρής ακόμη μετατόπισης του κέντρου πιέσεων προς τα ανάντη (έως τη θέση  $x/c = 0.225$ ) και μικρής αύξησης του συντελεστή ροπής (έως 0.03) λίγο πριν η απώλεια στήριξης, για  $Re = 760000$ . Αυτό πιθανότατα οφείλεται στην μείωση των αεροδυναμικών φορτίων κοντά στην ακμή φυγής λόγω της σταδιακής αποκόλλησης του οριακού στρώματος. Επειδή το μέγεθος του συντελεστή ροπής είναι τάξης μεγέθους του πειραματικού σφάλματος δεν υπάρχουν περιθώρια λεπτομερέστερης κριτικής των μετρήσεων, στη περιοχή αυτή και σε χαμηλότερους αριθμούς Reynolds.

Κατά την απώλεια στήριξης και σε γωνίες 11-14° παρατηρείται ένα άλμα στο συντελεστή ροπής (σε τιμές -0.06 έως -0.08) και μια απότομη μετατόπιση του κέντρου πιέσεων προς τα κατόντη σχ. 2.11), που οφείλεται στην πλήρη αποκόλληση της ροής και στη ριζική μεταβολή της διανομής της στατικής πίεσης στην επιφάνεια της αεροτομής. Περί τη γωνία 90° το κέντρο πιέσεων βρίσκεται περίπου στο μέσο της χορδής και μέχρι τη γωνία αυτή ο συντελεστής ροπής αυξάνεται απολύτως λόγω της ταυτόχρονης αύξησης της δύναμης στο πτερύγιο και της απόστασης του κέντρου πιέσεων από το σημείο  $x/c = 0.25$ . Σε γωνίες πρόσπτωσης άνω των 90°, λόγω της μετατόπισης του αεροδυναμικού κέντρου ταυτόχρονα με τη μείωση της κάθετης δύναμης (σχ. 2.5) ο συντελεστής ροπής παρουσιάζει ένα ακρότατο περί τις 120° ( $c_{m1/4} = -0,52$  περίπου) και σε μεγαλύτερες γωνίες πρόσπτωσης ο συντελεστής ροπής μειώνεται κατά την απόλυτη τιμή του. Στη περιοχή γωνιών από 150° έως 180° ο συντελεστής ροπής μεταβάλλεται κατ' ανάλογο τόπο, όπως και ο συντελεστής κάθετης δύναμης  $c_n$  (σχ. 2.5) και παρουσιάζει ένα τοπικό ακρότατο περί το -0.4 στις 170° περίπου. Λόγω των μεγαλύτερων αεροδυναμικών φορτίων κοντά στην ακμή προσβολής ( $x/c = 1$ ), στη γωνία 170° το αεροδυναμικό κέντρο απέχει απόσταση μόλις 0.3  $c$  από αυτήν περίπου. Η σταδιακή όμως μείωση των αεροδυναμικών φορτίων στο τμήμα προσβολής και η διαφοροποίηση των διανομών της πίεσης λόγω της αύξησης του πάχους της αεροτομής προς τα κατόντη συνεπάγεται μια τάση μετατόπισης του αεροδυναμικού κέντρου προς τα κατόντη (δηλ, προς τη θέση  $x/c=0$ ) καθώς η γωνία πλησιάζει τις 180° (σχ. 2.11).

Όπως διαπιστώθηκε και στις δύο προηγούμενες παραγράφους, η επίδραση του αριθμού Reynolds στη περιοχή γωνιών 14° –180°, όπως φαίνεται στο σχ. 2.12, δεν είναι σοβαρή και οι διαφορές βρίσκονται στα πλαίσια του πειραματικού σφάλματος. Η διασπορά των αποτελεσμάτων από την ολοκλήρωση των πιέσεων είναι πολύ μικρότερη σε σύγκριση με τις μετρήσεις του ζυγού, επειδή αυτά δεν εξαρτώνται από τη σχετική θέση της αεροτομής ως προς το κέντρο δυνάμεων και ροπών του ζυγού και

από την επίδραση που μπορούν να έχουν οι μηχανικές ταλαντώσεις του συστήματος στήριξης του πτερυγίου στις μετρήσεις. Στις αιτίες αυτές οφείλονται πιθανά ορισμένες διαφορές μεταξύ του συντελεστή ροπής που προκύπτει από τις μετρήσεις των πιέσεων και εκείνου που μετρήθηκε με το ζυγό. Σε γενικές όμως γραμμές η συμφωνία των αποτελεσμάτων είναι ικανοποιητική.

## 2.5 ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ Α/Γ

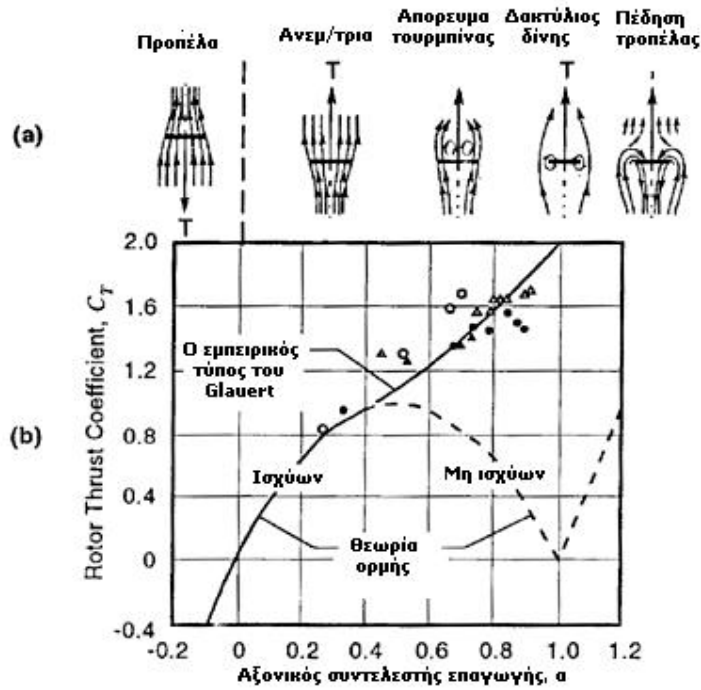
### 2.5.1 ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΡΟΗΣ

Στις προηγούμενες αναλύσεις είχαμε υποθέσει ότι ο ανεμοκινητήρας λειτουργεί ως μια συσκευή απόσπασης ενέργειας η οποία παράγει δύναμη με κατάντη διεύθυνση και επιβραδύνει την ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος του ανέμου. Αυτό απαιτεί ο αξονικός συντελεστής απαγωγής να είναι μεταξύ του μηδέν και του άπειρου. Το σχήμα 2.13(a) μας δείχνει μια ροική κατάσταση και τα διανύσματα της ώθησης  $T$  που συνδέονται με μια ευρεία σειρά από συντελεστές επαγωγής. Ο συντελεστής ώθησης ο οποίος μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για να χαρακτηρίσουμε την διαφορετική κατάσταση ροής του ρότορα φαίνεται στο σχήμα 2.13(β) καθώς η λειτουργία του αξονικού συντελεστή επαγωγής προσδιορίζεται ως:

$$C_T = \frac{T}{0.5\rho AU^2} \quad (2.6\alpha)$$

Από την θεωρία της ορμής:  $C_T = 4\alpha|1-\alpha|$  (2.6β)

όπου  $C_T$ : συντελεστής ώθησης του ρότορα.



Σχήμα 2.13

Οι ανεμοκινητήρες θα λειτουργούν φυσιολογικά με  $0 \leq \alpha \leq 0.5$ . Για αρνητικό συντελεστή ( $\alpha < 0$ ) είναι απλό να συνεχίζοντας την ανάλυση, να δείξουμε ότι το μηχάνημα θα ενεργήσει σαν ανεμιστήρας, παράγοντας μια δύναμη ανάντη προσφέροντας ενέργεια στο απόρρευμα.

Όταν ένας ανεμοκινητήρας λειτουργεί σε λόγους ταχύτητας ακροπτερυγίων που έχει εκτιμηθεί πάνω από την τιμή σχεδιασμού, τα ακροπτερύγια πιθανόν να δημιουργήσουν επιπλέον τύρβη στο απόρρευμα. Όπως διευκρινίζεται από τα δεδομένα της εικόνας 2.13d αποκτούνται σε ανεμοκινητήρες, αυτόγυρα και ελικόπτερα, η ώθηση του ρότορα αυξάνει με αύξηση του συντελεστή στη τυρβώδη κατάσταση απορεύματος αντί να ελαττωθεί όπως προβλέπεται από την σχέση (2.6β). Έτσι θεωρείται ότι η θεωρία της ορμής είναι βάσιμη για να συντελεστή επαγωγής μεγαλύτερο από 0.4. Ο εμπειρικός τύπος του Glauert (1926) έχει δείξει ότι η συμπεριφορά της ώθησης του ρότορα για συντελεστή επαγωγής από 0.4 σε 1.0 η ισοδύναμα  $0.96 < C_T < 2.0$  είναι ένα ευπρόσδεκτο μοντέλο. Όταν ο

συντελεστής επαγωγής είναι ελάχιστα μεγαλύτερος της μονάδας, η κατάσταση ροής καλείται κατάσταση δακτυλιοειδούς, μια κατάσταση η οποία λαμβάνεται τώρα κατά την πτώση της ταχύτητας περιστροφής στα ελικόπτερα. Μια ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα περίπτωση, συμβαίνει για τιμές του αξονικού συντελεστή επαγωγής μεγαλύτερους από την μονάδα, όπου ο ρότορας αντιστρέφει την κατεύθυνση της ροής.

### 2.5.2 ΣΥΝΟΠΤΙΚΑ ΣΧΟΛΙΑ ΠΑΝΩ ΣΤΗΝ ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ ΔΙΣΚΟΥ ΕΠΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Τα μοντέλα του δίσκου επενέργειας, συζητήθηκαν σε αυτή την ενότητα δίνοντας τιμές στις οποίες περιορίζεται η απόδοση του ρότορα και μια γενική ερμηνεία της διαμόρφωσης του ρότορα για μια ειδική λειτουργική κατάσταση. Για παράδειγμα υπάρχει ένας μέγιστος συντελεστής δύναμης 16/27 για ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα (HAWTS) και αυτό το όριο (καλείται ως το όριο του Betz η το όριο των Lanchester-Betz) μπορεί να είναι προσεγγιστικό, όταν η περιστροφή του απορεύματος είναι μικρή. Ακόμα σημειώνουμε ότι η λειτουργία του ανεμοκινητήρα σε υψηλές τιμές του συντελεστή επαγωγής, αναπτύσσουν δυνάμεις οι οποίες αξιοσημείωτα διαφορετικές από τις αξονικές δυνάμεις που προβλέφθηκαν από την εξίσωση της ορμής, 2.6. Οι υποθέσεις για την θεωρία του δίσκου επενέργειας, ειδικά η υπόθεση για έναν άπειρο αριθμό πτερυγίων, περιορίζει την κατανόηση της επίδρασης της γεωμετρίας του ρότορα (δηλ. τομέας αεροτομής πτερυγίων, χορδή και συστροφή) στην λειτουργία της ανεμογεννήτριας οριζοντίου άξονα (HAWT). Επιπλέον ανακαλύψαμε ότι το όριο του Betz είναι ψηλότερο από τον συντελεστή δύναμης στην πράξη, επειδή οι πραγματικοί αξονικοί ρότορες έχουν ένα άπειρο αριθμό από πτερύγια και δρουν σύμφωνα με τις δυνάμεις αντίστασης του αέρα.



### 2.5.3 Η ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΛΩΡΙΔΑΣ ΓΙΑ ΑΝΕΜΟΚΙΝΗΤΗΡΕΣ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥ ΑΞΟΝΑ

Για να γεφυρώσουμε το χάσμα μεταξύ των μοντέλων των δίσκων επενέργειας των ανεμοκινητήρων και της θεωρίας της δίνης, μια μεσολαβητική θεωρία, γνωστή σαν θεωρία της λωρίδας έχει αναπτυχθεί που συνδέει την απόδοση του ρότορα με την γεωμετρία του ρότορα. Μια σημαντική πρόβλεψη της θεωρίας της λωρίδας είναι το αποτέλεσμα της ύπαρξης πεπερασμένου αριθμού πτερυγίων. Βρίσκουμε πως βελτιστοποιημένη η απόδοση μιας ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα, έχει παρόμοια διαμόρφωση με τους βελτιστοποιημένους κατά GLAUERT ρότορες, όταν ο πεπερασμένος αριθμός πτερυγίων και η αντίσταση του αέρα συμπεριλαμβάνονται. Στην ανάπτυξη της θεωρίας της λωρίδας, η σχέση μεταξύ του τοπικού συντελεστή επαγωγής και του τοπικού συντελεστή ώθησης σε κάθε ροϊκό σωλήνα είναι κυρίαρχης σημασίας.

### 2.5.4 ΣΕ ΒΑΘΟΣ

Μια ανεμογεννήτρια οριζόντιου άξονα, μπορεί να θεωρηθεί σαν βίδα αέρος η όποια εξάγει κινητική ενέργεια από τον αέρα και το μετατρέπει σε μηχανική ενέργεια. Η ομοιότητα της ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα με μια προπέλα (η όποια βάζει ενέργεια μέσα στον αέρα) δίνει την δυνατότητα, την ίδια θεωρητική ανάπτυξη που χρησιμοποιήθηκε για μια προπέλα να ακολουθεί για τις ανεμογεννήτριες οριζόντιου άξονα. Η θεωρία της προπέλας, αναπτύχθηκε με δυο ανεξάρτητες προσεγγίσεις: θεωρία του δίσκου επενέργειας (που έχει ήδη συζητηθεί) και η θεωρία των στοιχειωδών πτερυγίων. Η θεωρία της λωρίδας, που θα παρουσιαστεί, έχει ονομαστεί τροποποιημένη θεωρία των στοιχειωδών πτερυγίων. Η θεωρία των στοιχειωδών πτερυγίων διατυπώθηκε αρχικά από τον FROUDE (1878) και αργότερα αναπτύχθηκε περισσότερο από τον DRZEWIECKI (1892). Η προσέγγιση αυτής της θεωρίας είναι αντίθετη με αυτή της ορμής, μιας και αυτή επικεντρώνεται στην ισχύ που παράγεται από τα πτερύγια, σαν

αποτέλεσμα της κίνησης του ρευστού. Εμποδίστηκε στην αρχική ανάπτυξη από την έλλειψη της γνώσης της τμηματικής αεροδυναμικής και της αμοιβαίας αλληλεπίδρασης των πτερυγίων.

Η μοντέρνα θεωρεία του ρότορα έχει αναπτυχθεί από την ιδέα των ελευθέρων στροβιλισμών όπου απορρίπτονται από περιστρεφόμενα πτερύγια. Αυτή αποδίδεται στην δουλεία των LANCHESTER(1907) και FLAMM (1919) για την αρχική ιδέα, στον JOUKOWSKI (1912) για το ότι συμπεριέλαβε την ανάλυση της ταχύτητας, στον BETZ (1919) για την βελτιστοποίηση, στον PRANTL (1919) και GOLDSTEM (1929) για την κατανομή της κυκλοφορίας η αλλιώς ανάλυση απώλειας ακροπτερυγίου και στους GLAUERT(1922a,1922b,1935) PISTOLESTI (1922) και KAWADA (1926) για γενικές βελτιώσεις. Έχει βρεθεί ότι η προσέγγιση της θεωρίας της λωρίδας είναι αρκετή για την ανάλυση της απόδοσης των ανεμοκινητήρων.

Ένας λόγος, είναι ότι το απόρρευμα ενός ανεμοκινητήρα επεκτείνεται παρά συρρικνώνεται. Σε λόγους υψηλής ταχύτητας ακροπτερυγίων προπέλες και ρότορες ελικοπτέρου, έχει παρατηρηθεί ότι απορρίπτουν έντονα στροβιλισμούς στα ακροπτερύγια. Καθώς τα απορεύματα αυτά συστέλλονται οι στροβιλισμοί έχουν εσωτερική κατεύθυνση με αποτέλεσμα να αλληλεπιδρούν έντονα με την ροή στο δίσκο του ρότορα.

Η προκύπτουσα ακτινική διανομή της αεροδυναμικής δύναμews έχει βρεθεί να είναι σημαντικά διαφορετική από αυτή που έχει προβλεφθεί από την θεωρεία της λωρίδας. Επειδή οι περισσότεροι ανεμοκινητήρες λειτουργούν με ένα λόγο υψηλής ταχύτητας ακροπτερυγίων, ίσως να περιμέναμε να παρουσιάζουν την ίδια έντονη αλληλεπίδραση. Από μια εξωτερική θέση η δίνη των ακροπτερυγίων που παράγεται, συμπεριλαμβάνει ταχύτητες που μειώνουν τις τοπικές γωνιές πρόσπτωσης και μειώνουν τα αεροδυναμικά φόρτια.

Μερικές μορφές της θεωρίας της λωρίδας έχουν γίνει οι βασικές μέθοδοι σχεδιασμού και του σχεδιασμού ανάλυσης των ανεμογεννητριών οριζοντίου άξονα. Οι θεωρίες λωρίδων είναι εύκολες να προγραμματιστούν, και πολύ εύκολα στο να προσαρμοστούν σε κάθε είδος computer. Έχουν χρησιμοποιηθεί με μεγάλη επιτυχία στο να

προβλέπουν το αποτέλεσμα της δύναμης. Πάρ' όλα αυτά, είναι σημαντικό να σημειώσουμε ότι οι μεγαλύτερες πηγές σφαλμάτων στην πρόβλεψη της παραγόμενης ισχύος, έχει να κάνει με δεδομένα για την άντωση και οπισθέλκουσα της αεροτομής, και αυτά τα λάθη είναι συχνά αρκετά μεγάλα να καλύψουν την ανακρίβεια της θεωρίας.

### 2.5.5 ΜΟΝΤΕΛΟ ΡΟΗΣ

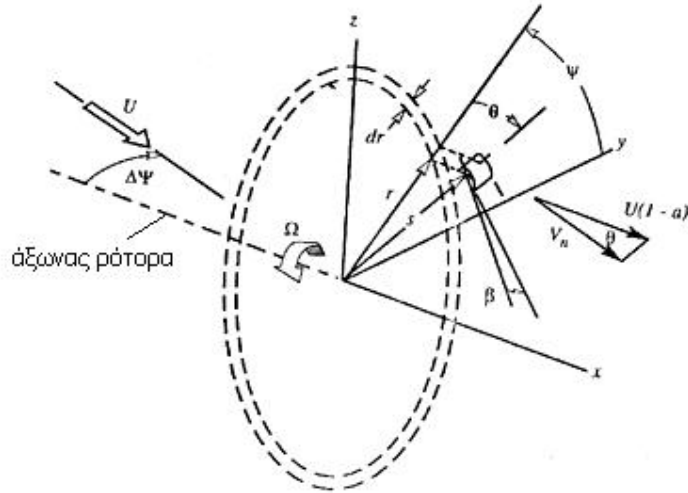
Η αρχική υπόθεση της θεωρία της λωρίδας είναι ότι ανεξάρτητοι σωλήνες ροής (η τομή ενός σωλήνα ροής και της επιφάνειας που σαρώνεται από τα πτερύγια) μπορεί να αναλυθεί ανεξάρτητα από την υπόλοιπη ροή. Αυτή η υπόθεση, εφαρμόζεται καλά για περιπτώσεις όπως η κυκλοφορία της διασποράς μέσα στα πτερύγια είναι σχεδόν ομοιόμορφη, έτσι ώστε πολλοί από τους στροβιλισμούς απορρίπτονται από την βάση του πτερυγίου και τα άκρα πτερυγίου.

Η ανάπτυξη της επιφάνειας ελέγχου, παρά όλα αυτά, μπορεί να αναστρέψει το συμπέρασμα αυτό. Για παράδειγμα, η χρήση σε ανεμογεννήτρια οριζοντίου άξονα παρουσιάζει διακοπές στην κυκλοφορία και σημαντικοί στροβιλισμοί μπορεί να δημιουργηθούν κοντά στην ένωση μεταξύ του εσωτερικού πτερυγίου του ελέγχου βήματος σε ορισμένο άνοιγμα και του κινητό ακροπτερυγίου.

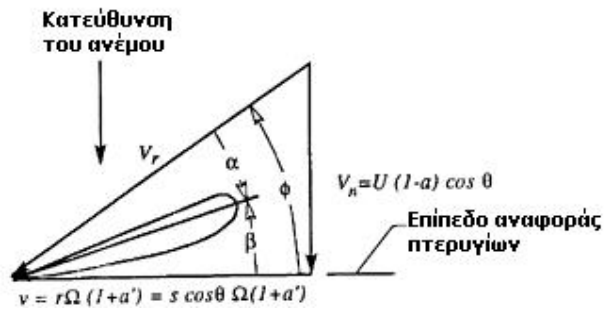
Οι επιφάνειες ελέγχου χρησιμοποιούνται κυρίως για τον έλεγχο της πλεονάζουσας ενέργειας σε υψηλές ταχύτητες ανέμου όταν η επαγόμενη ταχύτητα είναι σχετικά μικρή. Έτσι υπολογιστικά λάθη που προέρχονται, όταν η μέθοδος της θεωρίας της λωρίδας, χρησιμοποιείται για να αναλύσει ρότορες με αναπτυγμένη επιφάνεια ελέγχου δεν είναι πάντα συγκεκριμένα.

Μια δεύτερη υπόθεση, που συσχετίζεται με την δημιουργία της θεωρίας της λωρίδας, είναι πως η ροή κατά μήκος του πτερυγίου είναι ασήμαντη και για αυτό τα στοιχεία από την αεροτομή που παίρνονται από διδισστατες δοκιμές (πειράματα) είναι αποδεκτά. Η θεωρία της λωρίδας δεν προβλέπει κάποιες επαγόμενες ροές κατά μήκος των πτερυγίων. Εν

τούτοις όταν ένα πτερύγιο δεν είναι κάθετο στον περιστρεφόμενο άξονα (όταν το πτερύγιο έχει κωνική γωνία), ο άνεμος έχει μια συνιστώσα η οποία έχει κατεύθυνση κατά μήκος του πτερυγίου. Αυτή η συνιστώσα δεν λαμβάνεται υπ'οψιν και η ροή θεωρείται διδιαστατη, προσθέτοντας κάποιο σφάλμα στα δεδομένα της αεροτομής. Μια τρίτη υπόθεση, είναι ότι οι συνθήκες ροής δεν μεταβάλλονται περιφερειακά. Με αυτή την υπόθεση η λωρίδα προς ανάλυση, είναι ομοιογενής, δακτυλιοειδής, με κέντρο στον άξονα περιστροφής. Το σχήμα 2.14 μας δείχνει την γεωμετρία της λωρίδας και το συνεργαζόμενο σύστημα συντεταγμένων που χρησιμοποιείται. Πρέπει να σημειωθεί ότι η συντεταγμένη  $s$  μετριέται κατά μήκος του πτερύγιου και το  $r$  είναι στην δεξιά γωνία στον περιστρεφόμενο άξονα. Η ταχύτητα του ανέμου  $U$  θεωρείται ότι είναι σταθερή στον χρόνο και τον χώρο και ευθυγραμμίζεται με τον περιστρεφόμενο άξονα, έτσι ώστε το λάθος εκτροπής  $\Delta Y$  να είναι ίσο με μηδέν. Όταν τα περιστρεφόμενα πτερύγια είναι κωνικά το διάγραμμα της ταχύτητας, στο σχήμα 2.16 μεταβάλλεται κάπως, όπως δείχνουμε στο σχήμα 2.15 Η ταχύτητα ανέμου που είναι κάθετη στο επίπεδο αναφοράς του πτερύγιου,  $V_n$  είναι ίση με την ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος του αέρα, μειωμένη από τον συντελεστή αξονικής επαγωγής  $\alpha$  και το συνημίτονο της κωνικής γωνίας  $\theta$ . Το συνημίτονο της κωνικής γωνίας επίσης, εμφανίζεται στην εφαπτομενική ταχύτητα  $v$ , επειδή η τοπική ακτινική απόσταση από τον άξονα  $r$  ισούται με το  $s \cdot \cos \theta$ . Επιπρόσθετα, η αντίσταση του αέρα  $D$ , τώρα συμπεριλαμβάνεται.



Σχήμα: 2.14



Σχήμα: 2.15

2.5.6 ΕΞΙΣΩΣΗ ΡΟΗΣ ΣΤΟ ΔΑΚΤΥΛΙΟ

Οι σχέσεις για την ορμή και την ροπή της ορμής, χρησιμοποιούνται για να αποκτήσουμε σχέσεις, με τις οποίες θα προσδιοριστεί η επαγόμενη αξονική και εφαπτομενική (περιστροφική) ταχύτητα. Ο συντελεστής ώθησης στην σχέση 2.6 μπορεί να γράφει για έναν ανεξάρτητο ροϊκό σωλήνα όπως ακολουθεί:

$$C_t = \frac{dT}{0,5\rho U^2(2\pi r dr)} \quad 5-31a$$

$$T = \int_0^R dT$$

Όπου:  $C_t$  η τοπική τιμή του συντελεστή ώθησης στην ακτινική συντεταγμένη  $r$ .

$dT$  η αύξηση της αξονικής ωθήσεως πάνω στην περιοχή των πτερυγίων διάμεσο του ροϊκού σωλήνα.

Αναφερόμενη στο σχήμα 2.15 η αύξηση της ώθησης  $dT$  για το ρότορα με  $B$  πτερύγια με χορδή  $c$  είναι

$$dT = 0,5rV_r^2 Bc(C_L \cos f + C_D \sin f)dr \quad 5-31b$$

Συνδέοντας τις σχέσεις (5-31a) και (5-31b) θα έχουμε:

$$C_t = \frac{B}{2\pi} \left( \frac{c}{r} \right) \left( \frac{V_r}{U} \right)^2 (C_L \cos f + C_D \sin f)$$

Από το σχήμα 2.15, μπορούμε να εκφράσουμε το λόγο της ταχύτητας συναρτήσει της γωνίας του ανέμου  $\varphi$  και το συντελεστή αξονικής επαγωγής  $a$  και έτσι θα πάρουμε:  $C_t =$

$$\frac{B}{2\pi} \left( \frac{c}{r} \right) (1-a)^2 \left( \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \varphi} \right) (C_L \cos \varphi + C_D \sin \varphi) \quad 2.8 a$$

Όπου:  $\theta$  = κωνική γωνία, μετρίεται από το επίπεδο περιστροφής (rad)  
Εξετάζοντας την κατεύθυνση της εφαπτομένης, η εξέταση της ροπής του ρευστού, ως προς τον άξονα περιστροφής για τον σωλήνα ροής και στην αύξηση της ροπής του ρότορα από τις αντώσεις και αντιστάσεις του αέρα πάνω σε τμήμα του πτερυγίου διαμέσου του ροϊκού σωλήνα, μπορεί να δειχθεί ότι η σχέση 2.8 είναι εφαρμόσιμη με μια μικρή αλλαγή για τον υπολογισμό της κωνικότητας.

$$a'(1+a')x^2 = a(1-a)\cos^2 \varphi \quad 2.8- b$$

Έτσι, οι σχέσεις 2.8 είναι οι σχέσεις που προσδιορίζουν τις αδιάστατες επαγόμενες ταχύτητες  $\alpha$  και  $\alpha'$ . Πριν αυτές οι εξισώσεις μπορέσουν να χρησιμοποιηθούν, ο τοπικός συντελεστής ώθησης  $C_t$  πρέπει να τροποποιηθεί για να υπολογίζει δύο δεδομένα: την μεταβολή του τοπικού συντελεστή ώθησης από την σχέση της ορμής (όπως αναφέραμε σε προηγούμενες ενότητες), και την έλλειψη ομοιογένειας από τις επαγόμενες ταχύτητες στην ροή, συγκεκριμένα κοντά στο εξωτερικό χείλος.

### 2.5.7 ΘΕΩΡΙΑ ΒΕΛΤΙΣΤΟΥ ΔΙΣΚΟΥ ΕΠΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Ο GLAUERT (1935) ανέπτυξε ένα απλό μοντέλο για τον βέλτιστο περιστρεφόμενο ρότορα. Η προσέγγιση που, χρησιμοποιείται, είναι να γίνεται μεταχείριση του ρότορα ως ένα δίσκο επενέργειας (δηλ. ένα ρότορα με ένα άπειρο αριθμό από πτερύγια) και η ισχύς να υπολογίζεται μέσο ολοκλήρωσης.

Το ολοκλήρωμα της δύναμης υπολογίζει τη μέγιστη παραγόμενη ισχύ για δεδομένο λόγο ταχύτητας ακροπτερυγίου. Η ισχύς που αποσπάται από τον ροϊκό σωλήνα (σχήμα 2.18) δίνεται από την σχέση :

$$dP = \Omega dQ = \Omega r p V(r\omega)(2\pi r dr) \quad 5-20$$

όπου:  $dP$  η προσαύξηση της αποσπώμενης ισχύς από τον ροϊκό σωλήνα.

$\Omega$  η ροπή του ρότορα (N-m).

$dQ$  η προσαύξηση της ροπής του ρότορα που αποσπάται από τον ροϊκό σωλήνα (N-m).

Ο πρώτος όρος της παρένθεσης είναι η κλίση της εφαιπτομενικής ταχύτητας και ο δεύτερος όρος της παρένθεσης είναι η επιφάνεια του δακτυλιοειδούς ροϊκού σωλήνα.

Ο συντελεστής ισχύος των εξισώσεων μπορεί να γραφεί:

$$C_p = \frac{8}{\lambda^2} \int_0^{\lambda} (1-a) a' x^3 dx$$

$$x = r \Omega V \quad 5-21$$

$$a' = \frac{\omega}{2\Omega}$$

Επειδή αυτό το ολοκλήρωμα της ισχύος εμπλέκει δυο εξαρτώμενες μεταβλητές, είναι απαιτούμενη μια επιπλέον σχέση. Αυτή είναι η εξίσωση της ορμής, όπως ακόλουθη:

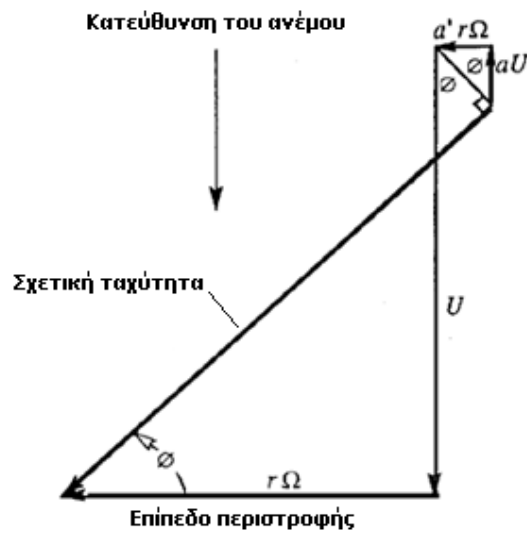
$$a' (1+a')x^2 = \alpha(1-\alpha) \quad 2.11$$

Μοναδικός τρόπος για να επεξηγήσουμε αυτή την σχέση, είναι να θεωρήσουμε τις ταχύτητες στο επίπεδο περιστροφής του ρότορα ανεμογεννήτριας οριζοντίου άξονα (HAWT), όπως φαίνεται στο σχήμα 2.16. Υποθέτουμε ότι η ροή είναι ομοιόμορφη μέσα στον δακτυλιοειδές ροϊκό σωλήνα, χωρίς περιφερειακές παρεκκλίσεις. Κάτω από αυτές τις συνθήκες πρέπει να υποθέσουμε δυσδιάστατη ροή. Λόγω της απουσίας της αντίστασης του αέρα, η ταχύτητα που επάγεται στο ρότορα αυτό, πρέπει να προκαλείται από άντωση και άρα είναι κάθετη στην σχετική ταχύτητα. Δυο εκφράσεις για την εφαπτόμενη της γωνίας που σχηματίζεται από το επίπεδο περιστροφής και το διάνυσμα της σχετικής ταχύτητας, προκύπτουν με την υπόθεση ότι η συνολικά επαγόμενη ταχύτητα είναι κάθετη στη σχετική ταχύτητα. Αυτές είναι:

$$\tan\varphi = \frac{(1-\alpha)U}{(1+\alpha')r\Omega} = \frac{(1-\alpha)}{(1+\alpha')x} \quad 5-23a$$

$$\tan\varphi = \frac{\alpha' r \Omega}{\alpha U} = \frac{\alpha'}{\alpha} x \quad 5-23b$$





Σχήμα: 2.16

$x$	$a$	$a'$	$\phi$ (deg)	$C_{p,r}$	$Bc\Omega C_L / 2\pi U$
0.25	0.280	1.364	50.6	0.176	0.3658
0.50	0.298	0.543	42.3	0.289	0.5205
0.75	0.310	0.294	35.4	0.364	0.5552
1.00	0.317	0.183	30.0	0.416	0.5359
1.25	0.322	0.124	25.8	0.451	0.4974
1.50	0.324	0.089	22.5	0.477	0.4551
1.75	0.326	0.067	19.8	0.456	0.4151
2.00	0.328	0.052	17.7	0.511	0.3791
2.50	0.330	0.034	14.5	0.532	0.3200
3.00	0.331	0.024	12.3	0.545	0.2750
3.50	0.331	0.018	10.6	0.555	0.2403
4.00	0.332	0.014	9.4	0.562	0.2129
4.50	0.332	0.011	8.4	0.566	0.1909
5.00	0.332	0.009	7.5	0.570	0.1729
5.50	0.332	0.007	6.9	0.573	0.1580
6.00	0.333	0.006	6.3	0.576	0.1453
7.00	0.333	0.004	5.4	0.580	0.1252
8.00	0.333	0.004	4.8	0.582	0.1099
9.00	0.333	0.003	4.2	0.584	0.0979
10.00	0.333	0.002	3.8	0.585	0.0883
11.00	0.333	0.002	3.5	0.586	0.0803
12.00	0.333	0.002	3.2	0.587	0.0737

Πίνακας: 2.1

Εξισώνοντας τα δεξιά μέρη των εξισώσεων (5-23), δημιουργούμε την εξίσωση (2.11). Ο διαφορικός λογισμός των μεταβολών μπορεί τώρα να χρησιμοποιηθεί για να λυθεί η εξίσωση (5-21) με τον περιορισμό της εξίσωσης (2.11) λαμβάνοντας την ακόλουθη σχέση μεταξύ του περιστροφικού και αξονικού συντελεστή επαγωγής.

$$\alpha' = \frac{1-3\alpha}{4\alpha-1} \quad 5-24$$

$$x = (4\alpha-1)\sqrt{\frac{1-\alpha}{1-3\alpha}} \quad 5-25$$

Συνεπώς,  $1/3 > \alpha > 1/4$

Η πινακοποίηση των μεταβολών των παραμέτρων  $x$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha'$ ,  $\varphi$ , και  $C_p$  δίνεται στο πίνακα (2.1). Εφόσον οι δρομείς υψηλών ταχυτήτων προσεγγίζουν εύκολα το λόγο της ταχύτητας ακροπτερυγίου σε 7 η' πάρα πάνω, αυτό μπορεί ναδειχθεί ότι ένας ιδεώδης ρότορας θα λειτουργήσει με  $\alpha=1/3$  και με μια περιστροφική ταχύτητα διανομής με τη μορφή μιας αστρόβιλης δίνης. Ο συντελεστής ισχύος, για ποικίλους λόγους ταχύτητας ακροπτερυγίων δίνονται επίσης στο πίνακα (2.1), με ισότητα του  $\lambda$  σε  $x$ .

Κατά τους χαμηλούς λόγους ταχύτητας ακροπτερυγίων, ο συντελεστής ισχύος είναι χαμηλός λόγω της μεγάλης περιστροφικής κινητικής ενέργειας στο απόρευμα. Σε υψηλό λόγο ταχύτητας ακροπτερυγίου, ο συντελεστής δύναμης πλησιάζει το 0,593 και το περιστρεφόμενο απόρευμα πλησιάζει το μηδέν. Περισσότερες πληροφορίες ίσως αποκτήσουμε από το μοντέλο δίσκου επενέργειας του GLAUERT χρησιμοποιώντας την θεωρία στοιχειωδών πτερυγίων. Η θεωρία των στοιχειωδών πτερυγίων, εξισώνει την ώθηση πάνω στην ακτινική αύξηση του μήκους του πτερυγίου  $dr$  με τη μεταβολή της ροής που διέρχεται από το ροϊκό σωλήνα δακτυλιοειδούς μορφής, επιφάνειας  $2\pi r dr$ . Στο σχήμα

2.16 δείχνονται οι ταχύτητες και οι δυνάμεις σε σχέση με την διαμόρφωση του πτερυγίου. Φυσικά, αφού έχουμε υποθέσει ότι η αντίσταση του είναι μηδέν, η μόνη δύναμη που ασκείται στο πτερύγιο είναι η άντωση. Η αυξανόμενη ώθηση  $dT$  και περιστροφική δύναμη  $dQ$  που δρουν πάνω σε έναν δακτύλιο δίνονται από τις σχέσεις:

$$dT=0,5\rho V_r^2 C_L c B \cos\phi dr \quad 2.13 a$$

$$dQ=0,5\rho V_r^2 C_L c B \sin\phi dr \quad 2.13 b$$

όπου:  $V_r$  = η σχετική ταχύτητα ανέμου (m/s)

$c$  = το μήκος της χορδής πτερυγίου της ακτίνας  $r$  (m)

$B$  = ο αριθμός των πτερυγίων του ρότορα

Υποθέτοντας ότι η αξονική επαγωγή του απορεύματος σε μεγάλη απόσταση από τον ρότορα είναι διπλάσια της αξονικής επαγωγής του ρότορα, οι σχέσεις που προκύπτουν είναι:

$$dT=4\pi r \rho U^2 (1-\alpha) \alpha dr \quad 2.14 a$$

$$dQ=4\pi r^3 \rho U \Omega (1-\alpha) \alpha' dr \quad 2.14 b$$

Η σύνδεση των εξισώσεων (2.13) και (2.14) μας δίνουν:

$$\frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{B c C_L \cos\phi}{8 \pi r \sin^2\phi} \quad (2.15\alpha)$$

$$\frac{\alpha'}{1+\alpha'} = \frac{B c C_L}{8 \pi r \cos\phi} \quad (2.15\beta)$$

Τώρα τα  $\alpha$ ,  $\alpha'$ , και  $\phi$ , είναι γνωστά ως συναρτήσεις του  $x$ , έτσι μια αδιάστατη παράμετρος του πτερυγίου ίση με  $(Bc\Omega C_L/2\pi U)$  μπορεί να υπολογιστεί. Τα αποτελέσματα έχουν καταχωρηθεί στη δεξιά στήλη του πίνακα (2.1). Σημειώνουμε ότι ένα βέλτιστο πτερύγιο για ένα δεδομένο

λόγο ταχύτητας ακροπτερυγίου και σταθερό  $C_L$  θα έχει χορδή η οποία θα προσεγγίζει το μέγιστο, για  $x$  που τείνει να γίνει ίσο με 0.75.

Για να διευκρινίσουμε την χρήση του πίνακα (2.1) για τον προσδιορισμό ενός βέλτιστου σχήματος πτερυγίου, θεωρούμε έναν δίπτερο ρότορα ο οποίος λειτουργεί για  $\lambda = 6$  σε  $C_L = 0.8$ . Η αριστερή στήλη του πίνακα θα χρησιμοποιηθεί να ορίσουμε την ακτινική θέση κατά μήκος του πτερυγίου

$$\frac{r}{R} = \frac{r\Omega / U}{R\Omega / U} = \frac{x}{\lambda} = \frac{x}{6} \quad (2.16\alpha)$$

Η απαιτούμενη χορδή του πτερυγίου μπορεί να ληφθεί από την δεξιά στήλη όπως ακολουθεί:

$$\frac{c}{R} = \left( \frac{Bc\Omega C_L}{2\pi U} \right) \frac{2\pi}{BC_L} \frac{U}{R\Omega} = 0.654 \left( \frac{Bc\Omega C_L}{2\pi U} \right) \quad (2.16\beta)$$

Η απαιτούμενη γωνία περιστροφής  $\beta$ , της γραμμής μηδενικής άντωσης (σχήμα 2.16) μπορεί να ληφθεί από την σχέση  $\beta = \varphi - \alpha$ , όπου  $\alpha$  είναι η γωνία πρόσπτωσης, θεωρώντας ιδεατή άντωση για  $C_L = 2\pi \sin \alpha$  η γωνία πρόσπτωσης είναι 7.3 μοίρες για  $C_L = 0.8$ . Έτσι :

$$\beta = \varphi - 7.3^\circ \quad (2.16\gamma)$$

$x$	$r/R$	$c/R$	$\beta$ (deg)
0.75	0.125	0.363	28.1
1.50	0.250	0.298	15.2
3.00	0.500	0.180	5.0
4.50	0.750	0.125	1.0
6.00	1.000	0.095	-1.0

Πίνακας: 2.2

Έτσι, αν και τα αποτελέσματα για άπειρο αριθμό πεπερασμένο δεν περιλαμβάνονται, Ο πίνακας 2.2 μας δίνει μια ένδειξη για την γεωμετρία του ρότορα που απαιτείται για να πάρουμε τον μέγιστο  $C_p$ , για λόγο ταχύτητας ακροπτερυγίου ίσο με 6.

Να σημειωθεί ότι το πτερύγιο μπορεί να έχει μη-γραμμική κωνικότητα και συστροφή. Για να ορίσουμε τα αποτελέσματα για πεπερασμένο αριθμό πτερυγίων, αντίσταση αέρα και λειτουργία για άλλους λόγους ταχύτητας ακροπτερυγίου είναι απαραίτητη άλλη προσέγγιση.

### 2.6.1 ΘΕΩΡΙΑ ΔΙΣΚΟΥ ΕΠΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΓΙΑ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥΣ-ΑΞΟΝΙΚΟΥΣ ΑΝΕΜΟΚΙΝΗΤΗΡΕΣ

Το απλούστερα αεροδυναμικό μοντέλο της ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα (HAWT) είναι ο δίσκος επενέργειας μέσα στον οποίο ο ρότορας γίνεται ένας ομοιογενής δίσκος που αποσπά ενέργεια από τον άνεμο. Η σύλληψη της θεωρίας του δίσκου επενέργειας, οφείλεται στον Rankine [1895]. Η αρχή του δίσκου επενέργειας, προωθήθηκε από την ανάπτυξη των ναυτικών ελίκων. Ο δίσκος επενέργειας έδωσε μια λογική βάση για να επεξηγήσουμε ότι η ταχύτητα ροής στον ρότορα είναι διαφορετική από την ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος. Παρόλο που η θεωρία του δίσκου επενέργειας υποβοηθά στην κατανόηση του πεδίου ροής, η θεωρία δεν συνδέει την γεωμετρία με την απόδοση του ρότορα.

### 2.6.2 ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ RANKINE-FROUDE

Η θεωρία της αξονικής κίνησης ορμής, εξιδανικεύει την ροή δια μέσου του ρότορα μιας ανεμογεννήτριας όπως φαίνεται στα σχήματα 2.17. Το ελεύθερο ρεύμα αέρα με ταχύτητα  $U$  επιβραδύνεται από την ανεμογεννήτρια. Εφαρμόζοντας τις αρχές της συνέχειας και ισοζυγίων της ροπής, μπορούμε να προσδιορίσουμε την ώθηση και την ισχύ εάν η ροή θεωρηθεί αξονική χωρίς περιστροφική κίνηση. Πρώτον από το θεώρημα της ορμής η ώθηση είναι:

$$T = M_a(U - V_1) = \rho A V (U - V_1) \quad 2.17$$

Όπου:  $T$  η δύναμη ώθησης πάνω στον δίσκο (N)

$M_a$  η τιμή της μαζικής ροής ανέμου διάμεσο του δίσκου (Kg/s)

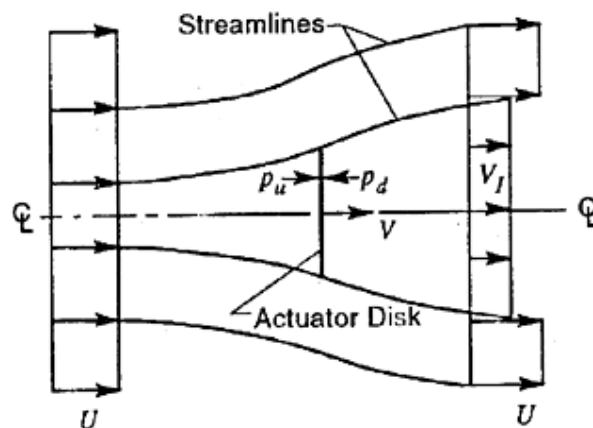
$V$  η ταχύτητα αέρα πάνω στον δίσκο (m/s)

$V_1$  η ταχύτητα του αέρα μέσα σε ένα απόρευμα (m/s)

Δεύτερον από την μελέτη της πτώσης πίεσης από την ανεμογεννήτρια:

$$T = A(\rho_u - \rho_d) \quad 2.18$$

όπου:  $\rho_u$ ,  $\rho_d$  η πίεση ανάντη και κατόντη αέρα αντίστοιχα στον δίσκο ( $N/m^2$ )



Σχήμα: 2.17

Η εξίσωση BERNOULLI μπορεί να χρησιμοποιηθεί ανάμεσα στο ελεύθερο ρεύμα και το ανάντη ρεύμα της ανεμογεννήτριας και ξανά ανάμεσα στο κατόντη ρεύμα αέρα της ανεμογεννήτριας και του απορεύματος (σε μεγάλη απόσταση από τον δρομέα), έτσι η εξίσωση (2.18) θα γίνει:

$$T = 0.5\rho A(U^2 - V_1^2) \quad 2.19$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (2.17) και (2.19) θα έχουμε:

$$V = 0.5(U + V_1) \quad 2.20$$

Έτσι, η ταχύτητα του άνεμου στον δίσκο θα είναι ο μέσος όρος των ταχυτήτων του ελεύθερου ρεύματος και του απορεύματος. Η ολική αλλαγή ταχύτητας του ελεύθερου ρεύματος σε αυτή του απορεύματος, είναι διπλάσια της μεταβολής της ταχύτητας από το ελεύθερο ρεύμα στον δίσκο.

$$\text{Αρχικά:} \quad U - V = \alpha U \quad 2.21 \text{ a}$$

$$\text{Τελικά:} \quad U - V_1 = 2\alpha U \quad 2.21 \text{ b}$$

Ο όρος  $\alpha$  είναι γνωστός ως αξονικός συντελεστής επαγωγής (η συντελεστής επιβράδυνσης) και αποτελεί ένα προσδιορισμό της επιρροής της ανεμογεννήτριας στον άνεμο. Επειδή η μικρότερη ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος είναι μηδέν, η μέγιστη τιμή του αξονικού συντελεστή επαγωγής θα είναι 0.5.

Η ώθηση δεν αποτελεί άμεση σπουδαιότητα, αλλά η ισχύς είναι. Από τους πρώτους νόμους της θερμοδυναμικής, υποθέτουμε ισόθερμη ροή και η εξωτερική πίεση στο απόρρευμα, η ισχύς θα ισούται με:

$$P = 0,5\rho A(U^2 - V_1^2)V = 0.5\rho AV(U + V_1)(U - V_1) \quad 5-14$$

Από την σχέση (5-14) σύμφωνα με την θεωρία των RANKINE-FROUDE θα έχουμε για το συντελεστής ισχύος και τον δίσκο επενέργειας:

$$C_p = \frac{P}{0,5\rho U^3 A} = 4\alpha(1-\alpha)^2 \quad 5-15a$$

ο οποίος γίνεται μέγιστος όταν  $\alpha=1/3$ .

$$\text{Έτσι: } C_{p_{MAX}} = (16/27) = 0,593 \quad 5-15b$$

Εξέταση της σχέσεως (5-15a) παρατηρούμε ότι ο παρανομαστής του κλάσματος είναι η κινητική ενέργεια του ελεύτερου ρεύματος αέρα που περιέχεται σε ένα σωλήνα με επιφάνεια ίση με αυτή του δίσκου. Εν τούτοις, η σχέση (5-15b), δεν αντιπροσωπεύει την μέγιστη απόδοση, από την στιγμή που η τιμή της μαζικής ροής διάμεσο του δίσκου δεν είναι  $\rho AU$  αλλά  $\rho AV$ .

$$\eta_d = \frac{P}{0,5\rho U^2 VA} = 4\alpha(1-\alpha) \quad 5-16$$

Όπου:  $\eta_d$  η απόδοση του δίσκου επενέργειας.

Η μέγιστη απόδοση είναι 100% για  $\alpha = 0.5$ . Η απόδοση του δίσκου είναι 88.8% για μέγιστη ισχύς απόδοσης του 0.593.

### 2.6.3 ΓΕΝΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΟΡΜΗΣ ΜΕ ΠΕΡΙΣΤΡΟΦΗ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΟΣ

Περαιτέρω εξιδανίκευση της ροής, μπορεί να επιτευχθεί με το να συμπεριληφθούν οι επιδράσεις της περιστροφής απορεύματος. Ενώ το αρχικό ελεύθερο ρεύμα αέρα δεν είναι περιστροφικό, η αλληλεπίδραση με μια μηχανή περιστροφής αέρα θα προκαλέσει την περιστροφή του απορεύματος.

Στην περίπτωση ενός έλικα, το απόρρευμα περιστρέφεται στην ίδια κατεύθυνση με τα πτερύγια. Στη περίπτωση μηχανής που αποσπά



ενεργεία (όπως της ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα) το απόρευμα περιστρέφεται κατά την αντίθετη κατεύθυνση. Αν υπάρχει περιστροφική κινητική ενέργεια (εκτός της μεταφορικής κινητικής ενέργειας), θα περιμέναμε (από θερμοδυναμικής απόψεως) λιγότερη απόσπαση ενέργειας από την περίπτωση που θα υπήρχε μόνο μεταφορική κινητική ενέργεια.

Ο JOUKOWSKI (1918) συμπεριέλαβε την επίδραση του της περιστροφής απορεύματος στην ανάλυση ελίκων. Υιοθετώντας τη σημειογραφία για την ανάλυση ανεμοκινητήρων, μπορούν να υπολογιστεί η επίδραση της περιστροφής του απορεύματος στην μεταφορά ενέργειας. Χρησιμοποιώντας την ανάλυση ενός σωλήνα ροής, μπορούν να γράφουν εξισώσεις που εκφράζουν τη σχέση της ταχύτητας στο απόρευμα (αξονική και περιστροφική) με την αντίσταση ταχυτήτων του ανέμου στο δίσκο του δρομέα. Επιπρόσθετα για ορισμένες ειδικές περιπτώσεις, μπορεί να αποκομιστεί μια έκφραση για τον συντελεστή ισχύος. Το κυριότερο εξαγόμενο αποτέλεσμα αυτής της προσέγγισης, είναι ένα μέτρο προσδιορισμού των επιδράσεων της περιστροφής. Η εικόνα (2.18) επεξηγεί την γεωμετρία του σωλήνα ροής αέρα διάμεσου μιας ανεμογεννήτριας οριζόντιου άξονα. Υποθέτοντας ότι η αντίσταση που προκάμει το ρευστό που σύρεται είναι μηδέν, οι σχέσεις που προκύπτουν είναι:

$$\text{Συνέχειας:} \quad Vrdr = V_1 r_1 dr_1 \quad 2.24$$

a

$$\text{Ροπή της ορμής:} \quad r^2 \omega = r_1^2 \omega_1 \quad 2.24$$

b

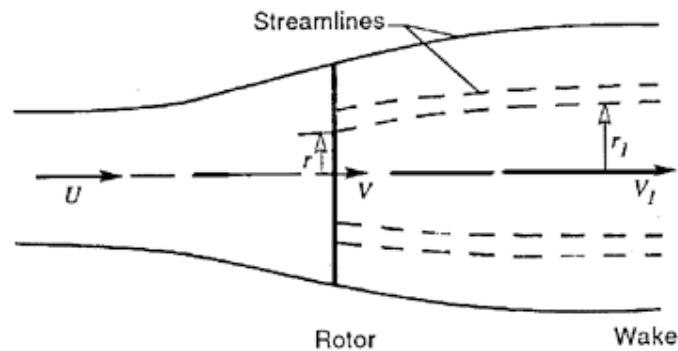
$$\text{Ενέργειας:} \quad 0,5(U - V_1)^2 = \left( \frac{\Omega + \omega_1/2}{V_1} - \frac{\Omega + \omega/2}{\omega} \right) V_1 \omega_1 r_1^2 \quad 2.24$$

c

όπου:  $r, r_1$  οι ακτινικοί συντεταγμένες στο ρότορα και το απόρευμα αντίστοιχα (m)

$dr$ ,  $dr_1$  το ακτινικό πάχος του σωλήνα ροής στο ρότορα και το απόρευμα αντίστοιχα (m)

$\omega$ ,  $\omega_1$  οι γωνιακές ταχύτητες του ρευστού στο ρότορα και το απόρευμα (rad/s)



Σχήμα: 2.18

Τελικά, μια έκφραση για την κλίση στην αξονική ταχύτητα λαμβάνεται από την εξίσωση του EULER:

$$\frac{d}{dr_1} \left[ \frac{U^2 - V_1^2}{2} \right] = (\Omega + \omega_1) \frac{d}{dr_1} (\omega_1 r_1^2) \quad 5-17d$$

Αυτές τις τέσσερις εξισώσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν για προσδιοριστούν εκφράσεις μεταξύ της ώθησης-περιστροφικής δυνάμεις και της ροής στο απόρευμα.

Δεν μπορούμε να κλείσουμε τις εξισώσεις χωρίς την γνώση μιας εκ των ζητούμενων μεταβλητών όπως το  $\omega$ . Όταν αυτό έχει γίνει, η ροή παρουσιάζεται να έχει τα παρακάτω χαρακτηριστικά:

--Η πίεση μεταβάλλεται διάμεσου του απορεύματος, κάτι το οποίο οφείλεται στην περιστροφική ταχύτητα.

--ο ρότορας και οι αξονικές ταχύτητες του απορεύματος μεταβάλλονται ακτινικά.

--Η γωνιακή ταχύτητα του ρευστού, η οποία έχει αντίθετη διεύθυνση από αυτή της περιστροφής του ρότορα μεταβάλλεται ασυνεχώς στο ρότορα.

Η έκφραση για την ακτινική κλίση της ταχύτητας στο απόρευμα, εξίσωση (5-17d), μας αφήνει να υποθέσουμε ότι  $r^2\omega$  είναι σταθερό. Η αξονική ταχύτητα στο απόρευμα είναι σταθερή κατά μήκος μιας ακτινικής απόστασης, επειδή το δεξί μέρος της εξίσωσης είναι μηδέν.

$$V = U(1-\alpha) \quad 2.25 \text{ a}$$

$$V_1 = U(1-b) \quad 2.25 \text{ b}$$

όπου:  $\alpha$  ο αξονικός συντελεστής επαγωγής στον δίσκο

$b$  ο αξονικός συντελεστής επαγωγής στο απόρευμα

Εμείς θα πάρουμε:

$$\alpha = \frac{b}{2} \left[ 1 - \frac{(1-\alpha)b^2}{4\lambda^2(b-\alpha)} \right] \quad 5-19a$$

Όπου, όπως πριν, το  $\lambda$  είναι ο λόγος ταχύτητας ακροπτερυγίου.

Ο συντελεστής ισχύος τότε θα δίνεται από την σχέση:

$$C_p = \frac{b^2(1-\alpha)^2}{b-\alpha} \quad \Bigg|$$

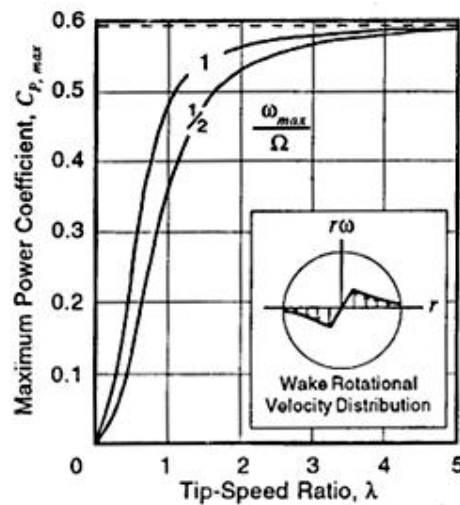
Η εξέταση της εξίσωσης (5-19a) δείχνει ότι η ελάττωση της αξονικής ταχύτητας πάνω στον δίσκο είναι πάντα περίπου το ήμισυ, της ελάττωσης στο απόρευμα για λόγο ταχύτητας ακροπτερυγίου μεγαλύτερο του δυο. Αυτό το συμπέρασμα είναι το ίδιο με το αποτέλεσμα που φτάνουμε όταν η περιστροφή του απορεύματος είναι αμελητέα. Η ανωτέρω εξίσωση, για τον συντελεστή ισχύος χρειάζεται κάποια τροποποίηση αφού η υπόθεση ότι το  $r^2\omega$  είναι σταθερό υποθέτει άπειρες ταχύτητες κοντά στον άξονα. Στην θέση ενός μη περιστρεφόμενου απορεύματος δίνης, ενδέχεται να το αντικαταστήσουμε με ένα RANKINE απόρευμα δίνης, το οποίο περιλαμβάνει ένα περιστρεφόμενο πύρινα με

μια σταθερή γωνιακή ταχύτητα ίση με τη μέγιστη, που έχει καθοριστεί για το ρότορα.

Αυτό μας οδηγεί στην σχέση:

$$C_p = \frac{b(1-\alpha)^2}{b-\alpha} [b + (2\alpha - b)\Omega/\omega_{\max}] \quad 5-19b$$

όπου:  $\omega_{\max}$  η γωνιακή ταχύτητα του απορεύματος του πύρινα.

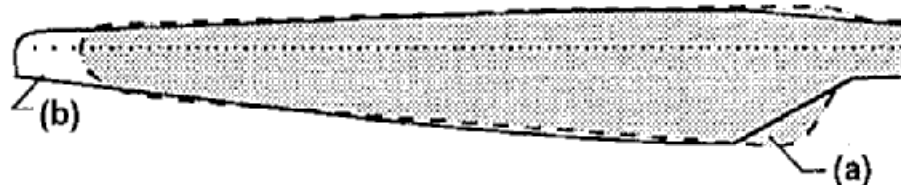


Σχήμα: 2.19

Ο μέγιστος συντελεστής ισχύος για τον ρότορα με ένα απόρευμα δίνης RANKINE φαίνεται στο σχήμα (2.19). Όπως περιμέναμε, ο συντελεστής ισχύος, είναι ανεξάρτητος του  $\omega_{\max}$  στον μέγιστο λόγο της ταχύτητας ακροπτερυγίου, όπου η ροπή και κατά συνέπεια και η περιστροφή του απορεύματος είναι ελάχιστη.

### 2.7.1 ΣΥΓΚΡΙΤΙΚΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ

Σαν ένα παράδειγμα δοκιμής θα εξετάσουμε τις παράλληλες δοκιμές λειτουργίας δύο ροτόρων που ελέγχονται με απώλεια στήριξης με τρία πτερύγια που τοποθετήθηκαν σε παρόμοιες δοκιμές μέσης κλίμακας ανεμογεννήτριες [ TANGLER et al 1990] . Οι ανεμογεννήτριες σ' αυτές τις δοκιμές ήταν MICON 65\13 HAWTs της κλίμακας των 65Kw . Η μια ανεμογεννήτρια είχε τον αυθεντικό της εξοπλισμό πτερυγίων Aerostar με αεροτομή NACA 4415-24, και μορφή που φαίνεται στο σχ. 2.20α. Ο περιορισμένος C-L max στην περιοχή του ακροπτερυγίου SERI επιτρέπει την επέκταση του μήκους και την χρήση 14% περισσότερης επιφάνειας σάρωσης για γεννήτρια της ίδιας κλίμακας .

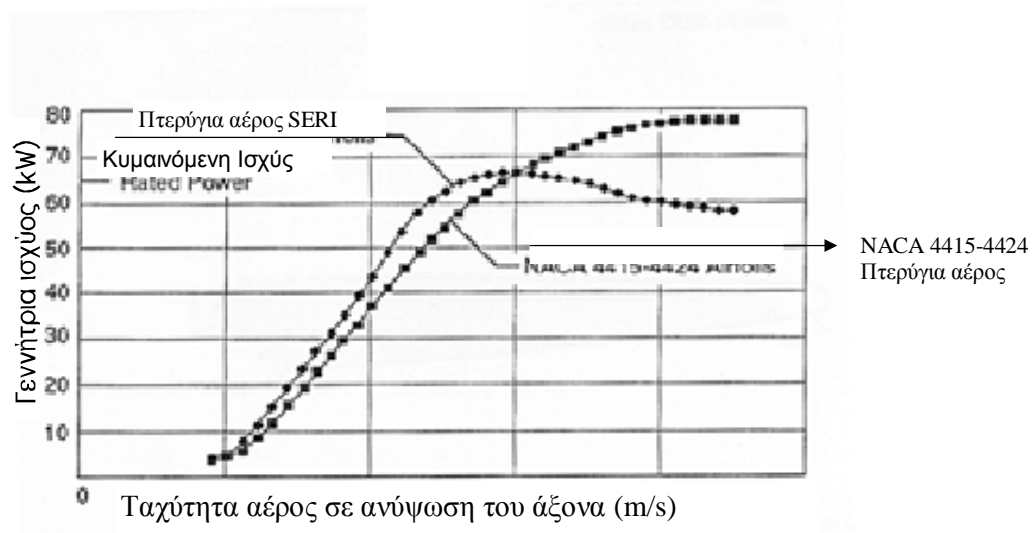


Σχήμα 2.20 Μορφές δύο πτερυγίων που χρησιμοποιήθηκαν για συγκριτικούς ελέγχους λειτουργίας σε Micon 65/13 HAWTs α) πτερύγιο Aerostar με NACA 4415-24, β) πτερύγιο SERI.

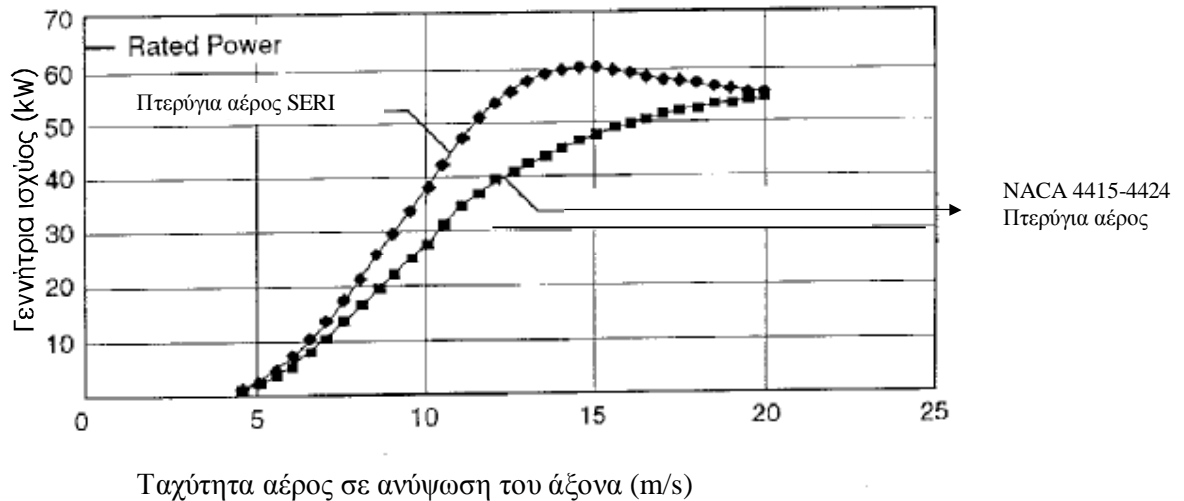
Λαμβάνοντας υπ' όψιν τις επικρατούσες συνθήκες του αέρα της τοποθεσίας οι ελεγχόμενες ανεμογεννήτριες είχαν διασταύρωση ανέμου που καταλάμβανε χώρο διαμέτρων 2,2 και έναν μετεωρολογικό πύργο με ένα ανεμόμετρο στον άξονα του ύψους τοποθετημένο 2,0 διαμέτρους πάνω από τον αέρα. Βασισμένοι στα παραπάνω, τα δεδομένα συλλέχθηκαν σε μια κλίμακα δειγματοληψίας του 1Hz. Οι μέσοι όροι των τιμών ελήφθησαν για χρονικό διάστημα 30 sec σε συμφωνία με τις τυποποιημένες διαδικασίες ( AWEA 1988). Καθαρά και ακάθαρτα

πτερύγια ελέχθησαν. Πάνω από 100 ώρες δεδομένων λειτουργίας συλλέχθηκαν για να είναι αξιόπιστη η δοκιμή. Τα αποτελέσματα αυτών φαίνονται γραφικά στις καμπύλες ισχύος στα σχ. 2.21, 2.22. Οι σημαντικές βελτιώσεις στην απόδοση με τα πτερύγια SERI σε σχέση με τα Aerostar αποδίδονται στους εξής παράγοντες [Tangler et al 1990] :

1. μεγαλύτερη επιφάνεια σάρωσης των πτερυγίων SERI που οφείλεται στην περιορισμένη τους C-L max .
2. λιγότερη ευαισθησία της C-L max στις ανωμαλίες της οδηγούσας άκρης στις εξωτερικές SERI αεροτομές .
3. αυξημένη αεροδυναμική απόδοση σε χαμηλές και μέσες ταχύτητες του ανέμου για το εσωτερικό μέρος των πτερυγίων τύπου SERI.



Σχήμα 2.21 Καμπύλες ισχύος από δοκιμές πεδίου καθαρών πτερυγίων



Σχήμα 2.22 Καμπύλες ισχύος από δοκιμές πεδίου ακαθάρτων πτερυγίων

### 2.7.2 ΣΥΓΚΡΙΤΙΚΗ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Οι συγκριτικές εξαγωγές ετήσιας ενέργειας υπολογίστηκαν συνδιάζοντας καμπύλες ισχύος, όπως αυτές στα σχ. 2.21, 2.22 με ένα καθορισμένο ιστόγραμμα ταχύτητας ανέμου. Δοκιμές σε Α/Γ που διεξήχθησαν σύμφωνα με τις τυποποιημένες διαδικασίες της ASME [ASME 1989] προσδιορίζουν την σχετική παραγωγή ενέργειας συναρτήσει του λόγου ετήσιας ενέργειας το οποίο είναι η εξαγόμενη ενέργεια της γεννήτριας ελέγχου προς μια καθορισμένη ποσότητα ενέργειας αναφοράς.

Για να απεικονισθούν οι συγκρίσεις απόδοσης στη βάση λόγω ετήσιας ενέργειας, θα υποθέσουμε ότι ο καθαρός αρχικός ρότορας είναι η αναφορά μας και ότι το ιστόγραμμα ετήσιας ταχύτητας ανέμου έχει μια κατανομή Weibull με παραμέτρους  $c = 8,51$  m/sec και  $k = 2,48$ . Τα τελευταία έχουν ληφθεί για μια ανύψωση 25 m και πλησιέστερη είσοδο 23 m του άξονα ύψους της Α/Γ Micon 65/13.

Οι σχετικές παραγωγές ενέργειας των δύο ροτόρων θα εξαρτηθούν από τις συνθήκες της τοποθεσίας όπως οι επιστρώσεις του πτερυγίου από ακαθαρσίες και έντομα και η συχνότητα καθαρισμού. Για παράδειγμα αν υποθέσουμε ότι η καθαρή κατάσταση είναι το 40% του χρόνου και η ακάθαρτη το 60%, ένας ρότορας με πτερύγια τύπου SERI, μπορεί να παράγει περίπου 24% περισσότερη ενέργεια κάτω από τη συγκεκριμένη κατάσταση . Αυτό υπολογίζεται, χρησιμοποιώντας τους λόγους ετήσιας ενέργειας στον πίνακα 6.3 ως ακολούθως:

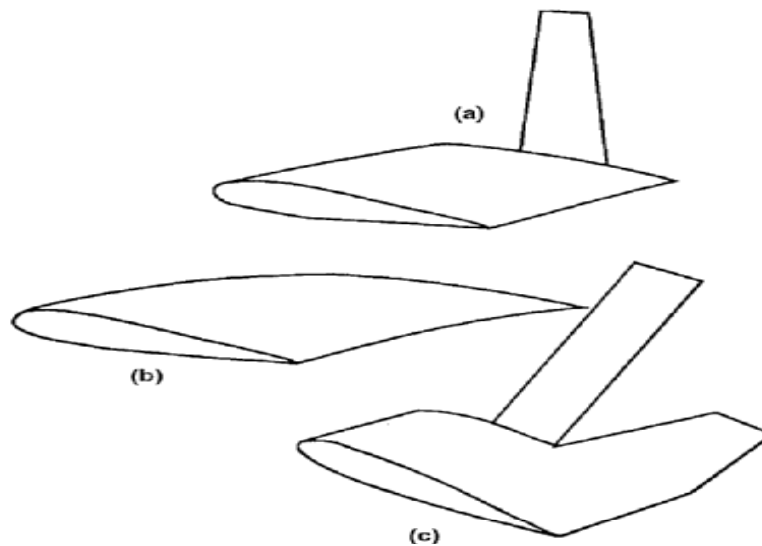
$$\frac{\text{(Αεροτομές SERI) – ενέργεια ρότορα}}{\text{(αρχική αεροτομή) – ενέργεια ρότορα}} = \frac{0,40*1,16+0,60*0,95}{0,40*1,00+0,60*0,72}$$

Διαμόρφωση ελέγχου ρότορα	Συνολική Ετήσια Απόδοση Ενέργειας (MWh/y)	Αναλογία Ετήσιας Ενέργειας
Αρχικό: Καθαρό	194	1.00
Αρχικό: Ακάθαρτο	139	0.72
SERI: Καθαρό	225	1.16
SERI: Ακάθαρτο	184	0.95

ΠΙΝΑΚΑΣ 1. Δείγμα συγκριτικών αναλογιών ετήσιας ενέργειας

Πραγματικές συγκρίσεις ελέγχου σε πεδίο σε αιολικά πάρκα στο Tehachari και στο San Gorgonio στην California έδειξαν βελτιώσεις στην ετήσια παραγωγή ενέργειας από 25% ως 30% [Tangler 1933]. Επιπλέον σύμφωνα με τους ετήσιους λόγους ενέργειας στον πίνακα 6.3 οι αεροτομές SERI παράγουν περισσότερη ενέργεια εξαιτίας της ευκολότερης εκκίνησης της γεννήτριας και των μεγαλύτερων διαστημάτων λειτουργίας σε χαμηλούς ανέμους . Αυτά είναι επιπρόσθετα πλεονεκτήματα της χαμηλότερης ευαισθησίας των αεροτομών SERI . Σε τοποθεσία με χαμηλό μέσο όρο ετήσιας ταχύτητας ανέμου έχουμε βελτιώσεις στην εξαγωγή ετήσιας ενέργειας περίπου 40%.





Σχήμα 2.23 Πειραματικές μορφές πτερυγίων για την βελτίωση της λειτουργίας των ρότορων ΗΑWΤ α) μόνο πτερύγιο, β) απόληξη πτερυγίου σε μορφή «καρχαρία», γ) διπλό πτερύγιο

### 2.7.3 ΜΟΡΦΕΣ ΑΚΡΟΠΤΕΡΥΓΙΟΥ Α/Γ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟΥ ΑΞΟΝΑ

Μια από τις διαφορές ανάμεσα στα πτερύγια Α/Γ οριζοντίου άξονα και VAWT είναι ότι ο πρώτος έχει ένα ακροπτερύγιο του οποίου τα αποτελέσματα στις δυνάμεις ανύψωσης και οπισθέλκουσας πρέπει να ληφθούν υπ' όψιν. Δύο βασικά ρευστοδυναμικά φαινόμενα λαμβάνουν χώρο . Το ένα είναι η ανυψωτική στροβιλότητα. Το δεύτερο είναι στο ιξώδες που σχετίζεται με την υψηλά τρισδιάστατη ροή γύρω από το άκρο.

Οι Gyatt και Lissman (1985) αναφέρουν δοκιμές πεδίου σε έναν αριθμό σχημάτων ακροπτερυγίου με σκοπό τη βελτίωση της λειτουργίας ελέγχοντας την απόρριψη της δίνης του ακροπτερυγίου. Οι διαμορφώσεις φαίνονται στο σχ. 2.23. Αυτές οι μορφές επιλέχθηκαν βάση της υποσχόμενης απόδοσής τους σε επίπεδα φτερά όπως προσδιορίστηκε με δοκιμές αεροσήραγγες, δοκιμές πτήσης και αναλυτικές προβλέψεις.

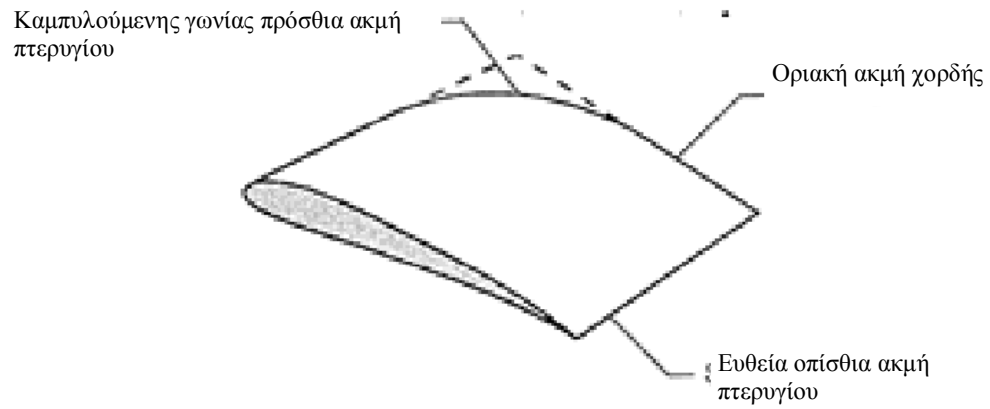
Το καθοδηγητικό άκρο του μονού πτερυγίου σχ. 2.23α τοποθετήθηκε κάθετη στο επίπεδο της χορδής του πτερυγίου στην

πλευρά χαμηλής πίεσης. Το “πτερύγιο καρχαρία” σχ. 2.23β είναι ένα άκρο με μια έντονα καμπυλωμένοι καθοδηγούσα άκρη. Το διπλό πτερύγιο σχ. 2.23 έχει δύο όμοιες επιφάνειες με το εμπρόσθιο στοιχείο τοποθετημένο περίπου σε ένα επίπεδο  $45^\circ$  στο επίπεδο του πτερυγίου και το πρυμναίο στοιχείο στο επίπεδο του πτερυγίου.

Συγκριτικά τεστ λειτουργίας διεξήχθησαν με και χωρίς αυτές τις μορφές των άκρων. Κάθε μία από αυτές τις διάφορες κατασκευές άκρων αντικατέστησαν ένα μήκος πτερυγίου ίσο με το 5% της ακτίνας του ρότορα. Έτσι η περιοχή σάρωσης παρέμεινε σταθερή κατά τη διάρκεια των δοκιμών. Προβλέφθηκαν μέτριες βελτιώσεις απόδοσης της τάξης του 3%. Παρόλα αυτά όμως μετρήθηκε μια μικρή αλλά σημαντική μείωση της ισχύος, περίπου 3-6%. Ενώ η θεωρητική βελτίωση μπορεί ακόμα να επιτευχθεί με κατάλληλη προσαρμογή των μη επίπεδων (non planar) στοιχείων, αυτές οι κατασκευές άκρων δε φαίνονται υποσχόμενες για σημαντική αύξηση της ισχύος ενός ρότορα Α/Γ οριζοντίου άξονα.

Το σχ. 2.24 απεικονίζει μια μορφή άκρου που βρέθηκε να είναι επιθυμητή για τα πτερύγια Α/Γ οριζοντίου άξονα. Τα χαρακτηριστικά είναι:

1. Στρογγυλεμένη γωνία καθοδηγητικής άκρης για να αποτραπεί η αρχή αποκόλλησης που προκαλείται από μεγάλες κλίσεις τρισδιάστατης αντίξοης πίεσης στην κοφτερή γωνία.
2. Πεπερασμένη χορδή άκρου (περίπου  $C/2$ ) για να διατηρηθεί ένας καλός αριθμός Reynolds και ένας καλός λόγος ανύψωσης προς την οπισθέλκουσα στο άκρο.
3. Ευθεία συρτή αιχμή για να παρέχει μια οδοντωτή αιχμή που είναι δυναμικά σταθερή.

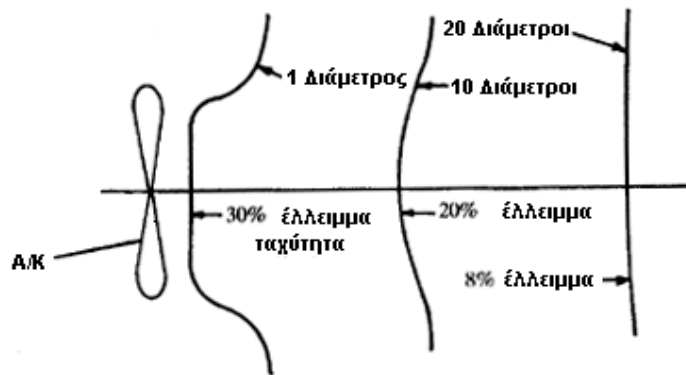


Σχήμα 2.24 Επιθυμητή αεροδυναμική μορφή για τα πτερύγια ΗΑWΤ. Καμπυλωμένοι κύρια άκρα, πεπερασμένη άκρη χορδής, ευθεία συνεχόμενη αιχμή

### 2.8.1 ΙΔΙΑΙΤΕΡΟΤΗΤΕΣ ΠΟΥ ΠΑΡΟΥΣΙΑΖΟΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΣΥΝΔΕΣΗ Α/Γ ΣΕ ΑΙΟΛΙΚΑ ΠΑΡΚΑ

Γενικά ο ανεμοκινητήρας επιβραδύνει τον αέρα που προσπίπτει σε αυτόν, με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένας όμορους χαμηλής ταχύτητας, ο οποίος ανοίγει βαθμιαία λόγω συνεκτικής και τυρβώδους ανάμειξης.

Στην περίπτωση όμως που το ρεύμα αυτό συναντήσει άλλη ανεμογεννήτρια πριν ολοκληρωθεί η επανεργοποίηση του, τότε σαφώς η απόδοση της δεύτερης μηχανής θα είναι μικρότερη από αυτή της πρώτης. Η απόδοση της δεύτερης μηχανής θα εξαρτάται από τη σχετική της θέση ως προς την πρώτη, αφού ο όμορος έχει διανομή ταχυτήτων της μορφής του σχήματος (2.25) που σταδιακά επενεργοποιείται.



Σχήμα: 2.25

Ιδωμένο καθαρά σαν πρόβλημα ανάμειξης, η ταχύτητα αέρα σε διαδοχικές σειρές σε μια συστοιχία ανεμογεννητριών φθίνει κατά γεωμετρική πρόοδο και επομένως οι ενεργειακές έξοδοι θα φθίνουν κατά παρόμοιο τρόπο.

Εν τούτοις, πετυχαίνεται τελικά ένα επίπεδο ισορροπίας ισχύος, προϊόν ισορροπίας της διανομής ταχυτήτων και αυξημένης τυρβώδους ανάμειξης.

Ο κενός χώρος μεταξύ των ανεμογεννητριών σε μια συστοιχία δεν πρέπει να είναι μικρότερος από 5÷6 διαμέτρους δρομέα αφού για

μικρότερα διαστήματα η απόδοση του αιολικού πάρκου πέφτει σε πολύ χαμηλά επίπεδα. Έχει υποστηριχτεί ότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν κατά την διεύθυνση του ανέμου αλλά σε αυτή την περίπτωση η παραγωγή ισχύος μειώνεται όταν η διεύθυνση του ανέμου συμπίπτει με την εφαπτομενική διεύθυνση εκτός εάν υπάρχει επικρατούσα κατεύθυνση ανέμου.

Ο Vermeulen παρουσίασε στοιχεία που δείχνουν ότι 6 διαμέτρους δρομέα και πέρα κατά την κατεύθυνση του ανέμου, τα μοντέλα εξασθένισης του όμορου μοντέλου οριζόντιου άξονα και ανεμογεννητριών Darrieus παρόλο που ο μηχανισμός αφαίρεσης ισχύος είναι διαφορετικός είναι πράγματι όμοια, πράγμα που ενισχύει την άποψη που εκτέθηκε για την ελάχιστη πρακτική απόσταση μεταξύ των ανεμογεννητριών. Ας σημειωθεί ότι μηχανές κατακόρυφου άξονα μπορεί να παράγουν όμορους που είναι γενικά άξονο-συμμετρικοί, λόγω διακυμάνσεως της περιφερειακής και της κατά την χορδή ωστικής δύναμης οπότε δημιουργείται εντονότερη τυρβώδης ανάμειξη από ότι στους Α/Γ οριζόντιου άξονα.

Η ισχύς εξόδου τώρα από ανεμοκινητήρα τοποθετημένο σε οποιοδήποτε σημείο μέσα στο όμορου που παράγεται από μια άλλη ανεμογεννήτρια μπορεί να υπολογιστεί θεωρητικά χρησιμοποιώντας τις τεχνικές προβλέψεις αεροδυναμικής απόδοσης.

Ο υπολογισμός είναι άμεσος ειδικά αν ληφθούν υπόψη οι μεταβολές της ταχύτητας με το ύψος όπως εμφανίζονται στο οριακό στρώμα.

Οποιοδήποτε τέτοιος υπολογισμός γίνεται ειδικά για την γεωμετρία της πτέρυγας του δρομέα και οι περισσότεροι μελετητές τείνουν να βασιστούν στις τεχνικές ολοκλήρωσης της ενέργειας πάνω στο δίσκο του δρομέα.

### 2.8.2 ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ Α/Γ

Τα διάφορα υπάρχοντα πρότυπα ανάλυσης για το πρόβλημα της αλληλεπίδρασης αιολικών πάρκων χρησιμοποιούν απλές προσεγγίσεις,

υποθέτοντας ότι το προσδιοριστικό έλλειμμα της ταχύτητας σε πολλαπλό ομόρου μπορεί να αναπαρασταθεί απλά από μια γραμμική υπέρθεση των επιμέρους ομόρων των ανάντη ανεμογεννητριών. Η προσέγγιση της υπέρθεσης οδηγεί σε μονότονη, μείωση της απόδοσης ανεμογεννητριών οι οποίες είναι τοποθετημένες σε σειρά κατά την κατεύθυνση του άνεμου. Η προσέγγιση αυτή, ενώ είναι αξιόπιστη για σχετικώς μικρά ελλείμματα ταχυτήτων, αναμένεται να δίνει σημαντικά σφάλματα στις περιπτώσεις μεγάλων ελλειμμάτων η όταν σε κάποιο σημείο επιδρούν όμοροι πολλών ανεμογεννητριών.

Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνεται τόσο από μετρήσεις πλήρους κλίμακας (TAYLOR: 1993, CLEIJNE: 1993) όσο και από μετρήσεις σε αεροσηραγγά (SMITH-TAYLOR :1991) όπου έγινε φανερό ότι ο διπλός ομόρους ανοίγει πιο γρήγορα σε σχέση με τον απλό και επιπλέον, ότι η απόδοση μηχανών τοποθετημένων σε σειρά κατά την κατεύθυνση του ανέμου τείνει να σταθεροποιηθεί στις κατάντη μηχανές. (CLEIJNE: 1993)

Ένα πλήθος φυσικών μηχανισμών συνεισφέρουν στην γρηγορότερη αποκατάσταση του διπλού η του πολλαπλού ομόρου ανεμογεννητριών.

Κατά αρχήν ο ομόρους της κατάντη μηχανής βρίσκεται σε περιβάλλουσα ροή, υψηλότερης τύρβης σε σχέση με τον ομόρου της ανάντη. Το γεγονός αυτό αναμένεται να επιταχύνει την διεργασία της ανάμειξης με συνέπεια, αφ' ενός την ελάττωση του μήκους του δυναμικού πυρήνα του διπλού ομόρου, αφ' ετέρου τη γρηγορότερη αποκατάσταση της ροής στην περιοχή του πλήρως ανεπτυγμένου ομόρου. Επίσης, ο όμορους που προσπίπτει στην κατάντη μηχανή έχει ήδη διαμορφωμένα διατμητικά στρώματα στην περιφέρεια του, τα οποία προκαλούν μια επιπρόσθετη διείσδυση ρευστού από την περιβάλλουσα ροή στον ομόρου, με συνέπεια την γρηγορότερη αποκατάσταση της ταχύτητας στο πολύ κοντινό τμήμα του ομόρου της κατάντη μηχανής.

### 2.8.3 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΟΜΟΡΩΝ

Είναι φανερό ότι η λεπτομερής αριθμητική προσομοίωση των παραπάνω φυσικών μηχανισμών απαιτεί την ανάπτυξη ενός υπολογιστικού εργαλείου που θα περιλαμβάνει την αεροδυναμική ανάλυση του δρομέα καθώς και την επίλυση της τυρβώδης ροής σε όλη την περιοχή του διπλού η του πολλαπλό ομόρου.

Μια τέτοια προσέγγιση είναι αριθμητικά υπερβολικά πολύπλοκη ενώ από την άλλη πλευρά, η κατανάλωση χρόνου που απαιτείται, ακόμη και για την επίλυση ενός απλού ομόρου, καθιστά αδύνατη την ενσωμάτωση της σε ένα πρότυπο για την ανάλυση αιολικών πάρκων.

Στην κατεύθυνση προσέγγισης του φαινομένου της αλληλεπίδρασης ομόρων, υιοθετείται ένας ισολογισμός των απωλειών κινητικής ενέργειας που ισοδυναμεί με τετραγωνική υπέρθεση των επιμέρους συνεισφορών (PANTOS, ZEPBOS, BOYTΣΙΝΑΣ, 1990). Η προσέγγιση αυτή εμπεριέχει μια σειρά από ευριστικές υποθέσεις των οποίων η υποστήριξη δεν είναι προφανής.

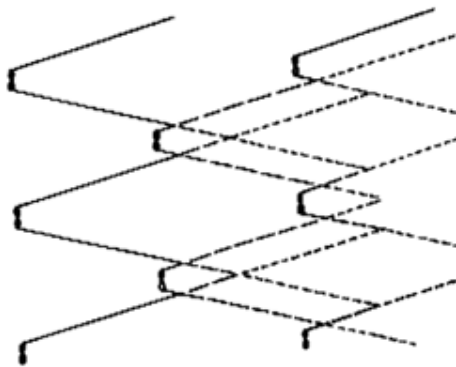
Ωστόσο, η διατήρηση των ενεργειακών απωλειών των επιμέρους αλληλεπιδρώντων ομόρων, αποτελεί σημαντική βελτίωση της γραμμικής υπέρθεσης ενώ αποφεύγεται η αριθμητική πολυπλοκότητα της επίλυσης των τυρβωδών εξισώσεων NAVIER-STOKES. Στην ίδια κατεύθυνση κινείται η προσπάθεια των (SMITH - TAYLOR: 1993) οι οποίοι προτείνουν μια παρόμοια τετραγωνική υπέρθεση, η οποία βασίζεται σε θεωρήσεις διατήρησης της ορμής.

Όπως επισημαίνει ο CLEIJNE 1993 σε σχετική επισκόπηση στο πλαίσιο ερευνητικού προγράμματος με αντικείμενο την ανάλυση ομόρου ανεμογεννήτριας και αιολικών πάρκων και οι δυο προσεγγίσεις αναπαράγουν επιτυχώς την γρηγορότερη αποκατάσταση του πολλαπλού ομόρου με την έκφραση των SMITH- TAYLOR 1993, να δίνει ελάχιστα υψηλότερα ελλείμματα ταχύτητας από την σχέση των PANTOY, ZEPBOY, BOYTΣΙΝΑ, 1990.

Τα αποτελέσματα που παρουσίασαν, είναι σε ικανοποιητική συμφωνία με μετρήσεις πλήρους κλίμακας και με πειραματικά αποτελέσματα σε αεροδυναμική σήραγγα.

#### 2.8.4 ΜΟΝΤΕΛΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ

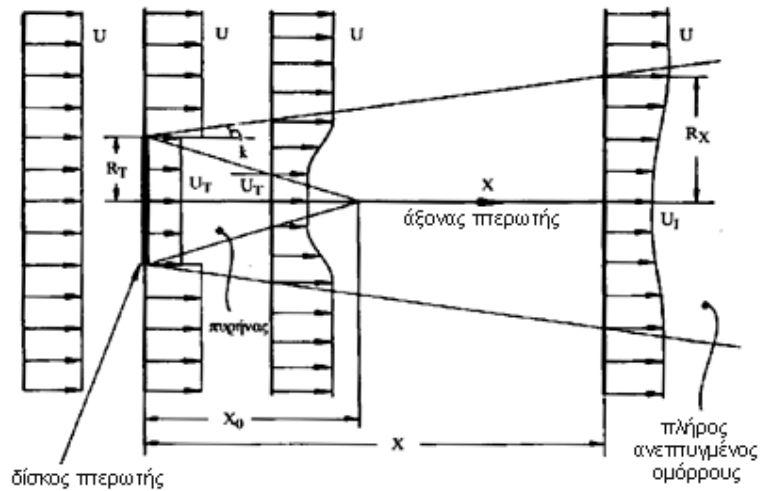
1) Το πρότυπο του LISSAMMAN: Για την ενεργειακή απόδοση ενός αιολικού πάρκου χρησιμοποιείται κυρίως το πρότυπο του LISSAMMAN σχ.2.26



Σχήμα: 2.26

Βασίζεται σε ένα μεγάλο ποσοστό, στο "παγκόσμιο ομόρου" του ABRAMOVICH, (όπου για απόσταση μεταξύ δυο A/G 5 διαμέτρων και πέρα κατά την φορά του ρεύματος, μπορεί να υπάρχει ένας "παγκόσμιος πρότυπος ομόρους" τον οποίο θα παράγουν όλες οι ανεμογεννήτριες που λειτουργούν με μέγιστη έξοδο). Το μοντέλο αυτό θεωρεί ότι δέχεται μια επιβράδυνση της ροής, λόγω της παρεμβολής της πτερωτής σε ομοιόμορφο πεδίο ταχύτητας.





Σχήμα: 2.27

Η επιβράδυνση αυτή αντιστοιχεί σε δυο ομοιόμορφες, αξονικά συμμετρικές δέσμες που η μίξη τους δημιουργεί τον ομόρου της ανεμογεννήτριας. Η υπόθεση αυτή φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 2.27 Στο σχήμα αυτό ακόμα διακρίνονται δυο περιοχές: α) Αρχική περιοχή : σε αυτή την περιοχή δημιουργείται έντονη τύρβη που έχει σχέση με την απορρόφηση ισχύος από την πτερωτή. Η τυρβώδης αυτή περιοχή, εκτείνεται προς τα μέσα και έξω από τα σύνορα του ομόρου και τερματίζεται στο σημείο που συναντώνται στην κεντρική γραμμή του ομόρου τα δυο επίπεδα τύρβης. Η εξέλιξη του ομόρου στην περιοχή, καθορίζεται κυρίως από την τοπική τύρβη και από την τύρβη λόγω περιστροφής. Η τύρβη λόγω περιστροφής, διαχέεται γρήγορα, στο τέλος δε της αρχικής περιοχής είναι ασήμαντη. Κατά τον ABRAMOVICH η διανομή της ταχύτητας στην περιοχή αυτή δίνεται με τη σχέση:

$$\frac{u}{U} = 1 - \left( 1 - \frac{U_T}{U} \right) \left( 1 - \eta^{1.5} \right)^2, \quad R_c \leq r \leq R_x$$

και:

$$\eta = \frac{r - R_c}{R_x - R_c}$$

όπου:  $U_T$  η ομοιόμορφη ταχύτητα ενός δυναμικού πυρήνα

$R_C$  η ακτίνα του πυρήνα

$U$  η ταχύτητα της εξωτερικής ροής

$R_x$  η ακτίνα του ομόρου σε απόσταση  $x$  από την πτερωτή.

β) Πλήρως ανεπτυγμένη: στην περιοχή αυτή η τοπική τύρβη εξασθενεί σταθερά, η τύρβη λόγω περιστροφής έχει απορροφηθεί πλήρως και η εξέλιξη του ομόρου αρχίζει πλέον να καθορίζεται από την διάχυτη τύρβη της εξωτερικής ροής.

Η διανομή της ταχύτητας για την περιοχή αυτή δίνεται από την σχέση:

$$\frac{u}{U} = 1 - \Delta U (1 - \xi^{1.5})^2, \quad 0 \leq r \leq R_x$$

όπου:  $\Delta U$  είναι η αδιαστατοποιημένη μείωση της ταχύτητας στην κεντρική γραμμή του ομόρου και  $\xi = r/R_x$

**2)** Το μοντέλο που παρουσιάζεται στην συνέχεια, αποτελεί βελτιωμένη εκδοχή του LISSAMMAN και αναπτύχθηκε στο εργαστήριο αεροδυναμικής του Ε.Μ.Π.

Το πρωτότυπα που είχαν εισαχθεί στο ενεργειακό πρότυπο είναι δυο. Το πρώτο, αναφέρεται στον τρόπο που υπολογίζεται το πεδίο ταχύτητας στο πάρκο με σκοπό να λαμβάνεται υπόψη η τυρβώδης ανάμειξη των ομόρων των ανεμογεννητριών. Το δεύτερο αναφέρεται στη χρησιμοποίηση της εξίσωσης BERNOULI για τον υπολογισμό της μείωσης της τιμής της ταχύτητας του άνεμου στον άξονα της πτερωτής καθώς αυτός προσπίπτει στα πτερύγια της μηχανής. Αναφέρεται δηλαδή στον υπολογισμό της ταχύτητας αμέσως μετά το δρομέα.

### 2.8.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΑΜΕΣΩΣ ΜΕΤΑ ΤΟ ΔΡΟΜΕΑ

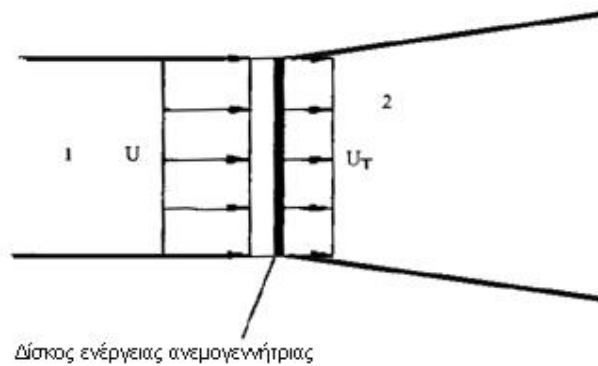
Υποθέτουμε ότι στην πτερωτή της μηχανής προσπίπτει ένα ομοιόμορφο πεδίο ταχύτητας άνεμου με τιμή  $U$ . Σύμφωνα με το μοντέλο, μετά το δίσκο ενέργειας έχουμε και πάλι ομοιόμορφη διανομή ταχύτητας με τιμή  $U_T$  όπως φαίνεται στο σχήμα 2.28 Εφαρμόζοντας την εξίσωση BERNOULI στις θέσεις (1) και (2) και υποθέτοντας ότι ο αέρας διαμέσω

της πτερωτής περνά με το ημίαθροισμα των ταχυτήτων  $U$  και  $U_T$  η ισχύς που απορροφά η μηχανή από τον άνεμο, δίνεται από την σχέση:  $P = 0,5\rho\pi R^2 (U^2 - U_T) 0,5 (U + U_T)$

όπου:  $P$  η ισχύς που απορροφά η πτερωτή

$\rho$  η πυκνότητα του αέρα

$R$  η ακτίνα του δρομέα



Σχήμα: 2.28

Διαστατοποιώντας τα διάφορα μεγέθη στην παραπάνω σχέση καταλήγουμε σε μια εξίσωση τρίτου βαθμού η οποία έχει την μορφή:  $\chi^3 + \chi^2 + \alpha - 1 = 0$

όπου:  $\chi = U_T/U$  και  $\alpha = \frac{4P}{\rho\pi R^2 U^3}$

Η σταθερά  $\alpha$  είναι γνωστή από την καμπύλη ισχύος ( $P-U$ ) της μηχανής, με την εισαγωγή του μηχανικού βαθμού απόδοσης ( $\eta_{μηχ}$ ) με τον οποίο λειτουργεί η ανεμογεννήτρια στην σταθερά  $\alpha$  θα έχουμε μείωση της ταχύτητας  $U_T$  που προκύπτει από τη λύση της παρά κάτω σχέσης:

$$\alpha = \frac{4P}{\rho\pi R^2 U^3 \eta_{μηχ}}$$

### 2.8.6 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗΣ ΣΤΟΝ ΔΡΟΜΕΑ Α/Γ ΠΟΥ ΒΡΙΣΚΕΤΑΙ ΣΕ ΑΙΟΛΙΚΟ ΠΑΡΚΟ

Έστω ότι σε αιολικό πάρκο μια ανεμογεννήτρια βρίσκεται στους ομόρους η το πλήθος ανεμογεννητριών. Οι ταχύτητες πρόσπτωσης του ανέμου στις μηχανές που επηρεάζουν την εξεταζόμενη ,είναι:  $U_1, U_2, \dots, U_n$ . Το πρόβλημα των αλληλεπιδρώντων όμορων λύνεται, εξισώνοντας τη μείωση της κινητικής ενέργειας του αναμειγμένου ομόρου με το άθροισμα των μειώσεων των κινητικών ενεργειών από κάθε ομόρου. Έτσι αν στο σημείο P(άξονας της μηχανής) επάγονται οι ταχύτητες  $W_1, W_2, \dots, W_n$ , από τις ανεμογεννήτριες, ισχύει η σχέση:

$$\frac{1 - W}{U_w} = \sum_{i=1}^n (U_i - W_i)^2$$

όπου:  $U_w$  είναι η ταχύτητα αναφοράς του ανέμου.

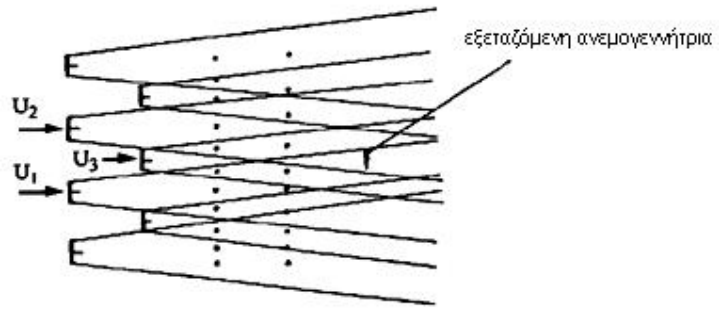
Από την σχέση αυτή υπολογίζεται η συνολική επαγομένη ταχύτητα  $W$  στον άξονα της πτερωτής. Στο σχήμα 2.29 παριστάνεται η καμπύλη μεταβολής του βαθμού απόδοσης της διατάξεως ανεμογεννητριών του σχήματος 2.27\_καθώς η διεύθυνση του ανέμου μεταβάλλεται από  $0^\circ$  έως  $90^\circ$ . Ο βαθμός απόδοσης ( $\eta$ ) αιολικού πάρκου ορίζεται από την σχέση:

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^n P_i}{\eta_T P_w}$$

όπου:  $\eta_T$  το συνολικό πλήθος των Α/Γ του πάρκου

$P_w$  η ισχύς που αντιστοιχεί στην ταχύτητα αναφοράς  $U_w$  του ανέμου βρίσκεται από την καμπύλη ισχύος των μηχανών.

$P_i$  η ισχύς της  $i$ -οστης ανεμογεννήτριας.



Σχήμα: 2.29

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3**

### **3.1 ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΑ ΡΟΤΟΡΑ**

#### **3.1.1 ΑΕΡΟΤΟΜΕΣ Α/Γ ΚΑΙ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΑ ΡΟΤΟΡΑ**

Σε αυτό το κεφαλαίο θα συζητήσουμε τα λεπτομερή χαρακτηριστικά των ανυψωτικών επιφανειών τις οποίες γνωρίζουμε ως αεροτομές, με στόχο την καθοδήγηση στην επιλογή αεροτομών που θα λειτουργήσουν ικανοποιητικά στο ευρείας λειτουργίας περιβάλλον μιας Α/Γ. επιπρόσθετα παρουσιάζονται σε αυτό το κεφάλαιο οι βασικές αεροδυναμικές αρχές που αφορούν στη μοντελοποίηση της δομής των απορευμάτων του ρότορα, και στον υπολογισμό των επιφερομένων επιδράσεων του απορευμάτος σε μια συστοιχία Α/Γ.

Οι Α/Γ λειτουργούν μέσω της αρχής της σχετικής ταχύτητας (του φυσικού ανέμου συν του ανέμου που δημιουργείται από περιστροφική κίνηση και από το επιφερόμενο ρεύμα του ρότορα), που δημιουργεί αεροδυναμικές δυνάμεις στα περιστρεφόμενα πτερύγια. Αυτές μπορούν κατά κανόνα να ομαδοποιηθούν σε ανυψωτικές δυνάμεις και σε δυνάμεις αντίστασης. Οι ανυψωτικές δυνάμεις λειτουργούν μέσω της παραγωγής κυκλοφορίας και δεν περιλαμβάνουν μεγάλες συνεκτικές απώλειες στη ροή και στην σχετική απώλεια του ολικού ύψους, ενώ οι δυνάμεις αντίστασης λειτουργούν μέσω του διαχωρισμού της ροής πάνω στο πτερύγιο και στην απώλεια της ολικής ενέργειας. Στο προηγούμενο κεφάλαιο συζητήθηκαν τα σχετικά πλεονεκτήματα των συσκευών άνωσης και οπισθέλκουσας ενέργειας, με την άνωση να αποτελεί την κύρια προτίμηση για έλικες Α/Γ όταν αναλογιζόμαστε την πιθανή επίδραση των απορευμάτων στην συνολική παραγωγή ενός σταθμού αιολικής ενέργειας. Μια συσκευή ανυψωτικού τύπου προτιμάται, καθώς μια μονάδα οπισθέλκοντα τύπου, παρουσιάζει μεγαλύτερο απόρευμα με αποτέλεσμα να είναι διαθέσιμη λιγότερη ενέργεια σε κατάντη Α/Γ. Γι' αυτό, η συνολική αποδοτικότητα μιας ομάδας μονάδων οπισθέλκοντα τύπου θα είναι χαμηλότερη από αυτήν Α/Γ ανυψωτικού τύπου.

Ο σχεδιασμός ανυψωτικού τύπου αιολικής ενέργειας μετατρεπτικών συστημάτων βασίζεται πάνω στην γνώση των ιδιοτήτων των αεροτομών. Υπάρχει εκτεταμένη εμπειρία στην τεχνολογία των αεροτομών, η οποία προέρχεται κυρίως από τον σχεδιασμό πτερυγίων αεροπλάνων. Συνήθως υποθέεται ότι οι ιδιότητες των αεροτομών που είναι επιθυμητές για φτερά θα είναι παρομοίως επιθυμητές για Α/Γ. Αυτή η υπόθεση είναι μόνο επιφανειακά έγκυρη για λόγους που θα περιγραφούν αργότερα. Πρέπει να σημειωθεί ότι σταθερού βήματος αεροτομές Α/Γ γενικά λειτουργούν με γωνίες πρόσπτωσης που κυμαίνονται από 0 έως 90 μοίρες, και γι' αυτό η συμπεριφορά τους κατα, και μετά την αποκόλληση, είναι σημαντικές. Αυτή η κατάσταση δεν ισχύει σε πτερύγια αεροπλάνου, τα οποία σπάνια απαιτούν λειτουργία σε γωνίες πέραν των 30°.

Μια εξαιρετική μελέτη των αεροτομών Α/Γ και των ιδιοτήτων τους δίνεται από τον Miley (1980). Εδώ συμπεριλαμβάνονται πολλές από τις αεροτομές που σχεδιαστές Α/Γ έχουν δανειστεί από την βιομηχανία αεροσκαφών. Πιο πρόσφατα ο Tamgeler (1987) έχει περιγράψει την ανάπτυξη πολλών οικογενειών αεροτομών που σχεδιάστηκαν ειδικά για HAWTs.

Οι αεροτομές σχεδιάζονται για να παράγουν ανύψωση. Αυτό σημαίνει για να δημιουργούν μια δύναμη ανάλογη της περιστασιακής ροής, όταν βυθίζονται στη ροή με μικρή γωνία προς τη χορδή των αεροτομών. Η γεωμετρία αυτής της ροής και οι δυνάμεις που δημιουργούνται παρουσιάζονται στο σχήμα (6-1). Η γωνία από την σχετική ταχύτητα  $V_r$  έως την χορδή είναι η γωνία πρόσπτωσης,  $\alpha$ . Η ανυψωτική δύναμη είναι ανάλογη του  $V_r$ . Γενικά αυτή η άνοση παράγεται ταυτόχρονα με μια δύναμη κατά τη φορά του ρεύματος, κάθετα σε σχέση με τον εαυτό της η οποία ονομάζεται οπισθέλκουσα. Αυτές οι δυνάμεις ομαλοποιούνται μέσω της αναγωγής των ανά μονάδα ανοίγματος, έσω της δυναμικής πίεσης και του μήκους της χορδής για να αποκτηθούν οι συντελεστές άντωσης και οπισθέλκουσας,  $C_L$  και  $C_D$ , σε συμφωνία με τις εξισώσεις (5-3).

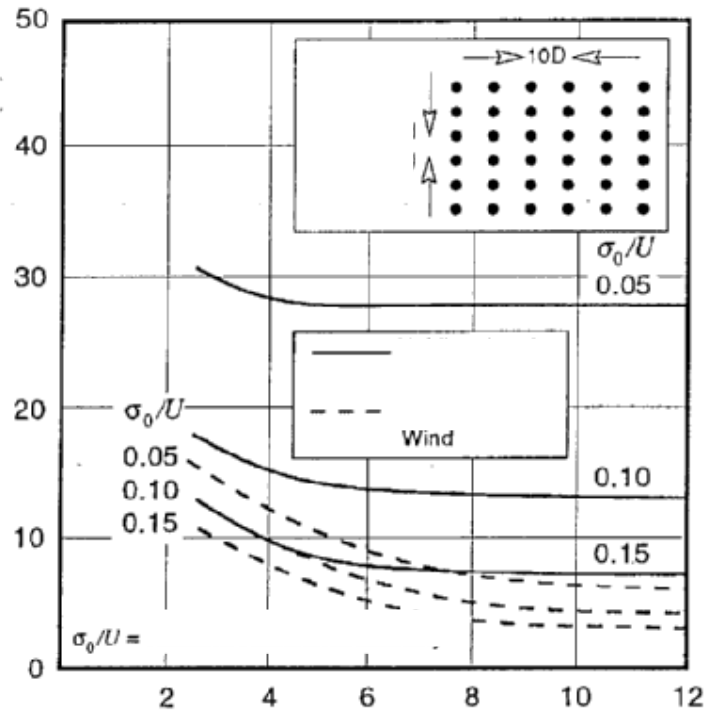
### 3.1.2 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΟΣ Α/Γ

Τα μοντέρνα αιολικά πάρκα αποτελούνται από αριθμούς μεμονωμένων γεννητριών που είναι τοποθετημένες σε μια δεδομένη τοποθεσία έτσι ώστε να αξιοποιεί με βέλτιστο τρόπο την τοπική αιολική ενέργεια. Έτσι θα πρέπει να τοποθετήσουμε τις μονάδες μας στα μέρη με την ισχυρότερη ροή. Παρόλα αυτά τέτοιες συγκεντρώσεις τουρμπίνων θα δημιουργήσουν σκίαση για τις γειτονικές μονάδες. Έτσι οι ανεμογεννήτριες καθοδικών ρευμάτων θα εκτίθενται σε χαμηλότερη ταχύτητα ανέμου. Ο σχεδιαστής ψάχνει να βρει μια βέλτιστη κατάσταση. Έχει επίσης διαπιστωθεί ότι σε πολύπλοκο έδαφος, ανεμογεννήτριες σε κλίσεις ανοδικών ρευμάτων ή κοντά σε κορυφές και οροσειρές μπορούν να επιφέρουν διαχωρισμό στην ροή του αέρα προκαλώντας ελλείμματα απορεύματος.

Η άυξηση του ελλείμματος είναι ένας σημαντικός παράγοντας στην οικονομία ενός αιολικού πάρκου. Μια εικόνα της κατάστασης απώλειας είναι στο σχ. 3.1. Σε αυτό το υποθετικό παράδειγμα, 36 ανεμογεννήτριες μαζεύτηκαν σε ένα σχηματισμό ορθογώνιου πλέγματος με απόσταση μεταξύ τους 10 διαμέτρων στη διεύθυνση του επικρατούντος αέρα και σε διάφορες αποστάσεις κάθετες στη διεύθυνση του ανέμου. Μια σημαντική παράμετρος στον προσδιορισμό της επιρροής του απορεύματος στις μηχανές κατάντη είναι η ένταση της τύρβης, του περιβάλλοντος. Το σχ. 3.1 δίνει τη συνολική απώλεια ενέργειας. Συνάρτηση της τύρβης και της απόστασης που είναι κάθετη στη διεύθυνση του ανέμου στο χώρο όπως υπολογίστηκε για δύο καταστάσεις ανέμου: όλοι οι άνεμοι έρχονται από την υπερισχύουσα κατεύθυνση και η ροή του ανέμου κατανέμεται εξίσου σε όλες τις διευθύνσεις.

Για μια τυπική περίπτωση  $\sigma/u=0.15$  και χώρου κατά τη διεύθυνση του ανέμου τριών διαμέτρων έχουμε μια απώλεια απορεύματος 10-12 %.





Σχήμα 3.1 Γενικά αποτελέσματα του χώρου και της έντασης της τύρβης στις ενεργειακές απώλειες απορεύματος σε μια διάταξη Α/Γ σε επίπεδο έδαφος.  
 Α: Διάστημα διασταύρωσης ρευμάτων αέρα, Β: Μονής κατεύθυνσης ρεύμα αέρα,  
 Γ: παγκατευθυνόμενο ρεύμα αέρα, Δ: ένταση στροβιλισμού περιβάλλοντος

Από μετρήσεις σε σταθμούς στην Καλιφόρνια δείχνει ότι οι απώλειες από τη διάταξη είναι τυπικά περίπου 10% αλλά μπορεί και να ποικίλουν από 2% ως 30%. Αυτό εξαρτάται από το έδαφος τη συγκέντρωση των τουρμπίνων και την τύρβη του αέρα.

Ένας άλλος παράγοντας που είναι επίσης σημαντικός αλλά λιγότερο μετρήσιμος είναι η επιπλέον τύρβη που δημιουργείται από ρότορες ανοδικών ρευμάτων. Αυτή η προκαλούμενη τύρβη μπορεί να επηρεάσει τη λειτουργία μιας κατάντι ανεμογεννήτριας μειώνοντας το όριο ζωής ,αυξάνοντας την πιθανότητα καταστροφής εξαιτίας των δυνατών ριπών ανέμου και προκαλώντας δονήσεις στα πτερυγία.

### 3.1.3 ΦΥΣΙΚΟΙ ΠΑΡΑΓΟΝΤΕΣ ΠΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥΝ ΤΗΝ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΟΣ

Οι κυρίαρχες παράμετροι είναι:

1. Η απόσταση κατάντη ανάμεσα στις μονάδες
2. Το ποσό ισχύος που εξάγεται από το ρεύμα αέρα από τις μονάδες ανεμογεννήτριας και
3. Η τύρβη του ρεύματος αέρα.

#### Κατάντη απόσταση

Ο κλειστός χώρος είναι πάντα ανεπιθύμητος. Η βέλτιστη χωροδιάταξη μπορεί να πραγματοποιηθεί με διατάξεις που δεν είναι ορθογώνια συμμετρικές αλλά είναι προσανατολισμένες ώστε να προσαρμόζονται στις επικρατούσες τοπικές συνθήκες ανέμου. Τυπικά οι κύριες ενεργειακές ροές είναι από μία επικρατούσα κατεύθυνση έτσι ώστε να μπορεί να περιοριστεί η μέση εγκύρεια απόσταση ώστε οι ενεργητικές ροές να είναι πολύ σπάνιες. Αυτό επιτρέπει τη χρήση περιορισμένου χώρου εγκάρσια και κατάντη .

#### Εξαγόμενη ισχύς

Όσο μεγαλύτερη είναι η εξαγωγή ενέργειας από μια γεννήτρια τόσο μεγαλύτερο είναι το κατάντη απόρρευμα. Η παρεμβολή σαν ένα ποσοστό παραγωγής δυναμικής ενέργειας είναι σχεδόν ανεξάρτητη της ταχύτητας του ανέμου με την προϋπόθεση ότι ο άνεμος δεν είναι πολύ δυνατός ή ασθενής. Στην περίπτωση πολύ ισχυρών ανέμων, οι γεννήτριες ανάντη που λειτουργούν σε κλίμακες ισχύος, θα δίνουν περίσσεια ισχύος αέρα μέσω ελέγχου βήματος ή ελέγχου απώλειας στήριξης. Αυτό με τη σειρά του μειώνει την ώθηση του ρότορα και τον συντελεστή αξονικής επαγωγής. Έτσι η επιβραδυνόμενη ταχύτητα του απορρεύματος μπορεί ακόμα να ξεπερνάει την ονομαστική ταχύτητα. Έτσι μονάδες του κατώτερου απορρεύματος θα λειτουργούν σε ονομαστική ισχύ και δε θα

υπάρχει απώλεια εξαιτίας της διάταξης. Για ασθενείς ανέμους, μέτριες αξονικές επαγωγές θα επιβραδύνουν την ταχύτητα του απορεύματος αρκετά ώστε οι μονάδες του κατώτερου απορεύματος να βιώνουν ανέμους κάτω από την ταχύτητα διακοπής. Σε αυτήν την περίπτωση δεν θα λειτουργούν. Το ποσοστό παρεμβολής θα είναι πολύ μεγάλο. Η ένταση της τύρβης δίνεται ως εξής:

$$s/U = \frac{s_0 + s_G}{U}$$

$$s_0 = RMS (u - U) \quad (3.3)$$

χρονικού διαστήματος ( τυπικά 6-12 min)

$u$ =στιγμιαία ταχύτητα του ελευθέρου ρεύματος m/s

$U$ =σταθερή ταχύτητα ελευθέρου ρεύματος του ανέμου κατά τη διάρκεια του δεδομένου χρονικού διαστήματος.

Η τύρβη περιβάλλοντος είναι κανονικά περίπου  $0,12U$ . Η προκαλούμενη τύρβη μέσα στις λίγες πρώτες διαμέτρους απόστασης του κατάντη απορεύματος μιας γεννήτριας είναι κανονικά περίπου  $0,08U$ .

Η τύρβη προκαλεί δύο αντίθετα αποτελέσματα στο ποσό της παρεμβολής απορεύματος. Τείνει να αυξήσει την διείσδυση του αέρα από το ελεύθερο ρεύμα που περικλείει το απόρρευμα. Έτσι ενεργοποιείται το απόρρευμα και μειώνεται το έλλειμμα της ταχύτητας. Ταυτόχρονα η τύρβη αυξάνει τη διάμετρο του απορρεύματος, γεγονός που ωθεί μια δεδομένη γεννήτρια να επηρεάσει περισσότερες μονάδες κατάντι. Έτσι η τύρβη επιταχύνει την απώλεια ενέργειας πάνω από μια ευρύτερη περιοχή. Όπως φαίνεται στο σχ.3.1 οι απώλειες ενέργειας λόγω τύρβης γενικά μειώνονται με αυξανόμενη ένταση, δείχνοντας ότι το θετικό αποτέλεσμα επανεργοποίησης είναι κυρίαρχο. Παρόλα αυτά στον ίδιο χρόνο τα φορτία κόπωσης αυξάνουν με αυξανόμενη τύρβη.

### Ατμοσφαιρική σταθερότητα

Πρόσφατη έρευνα έδειξε ότι η ατμοσφαιρική σταθερότητα μπορεί να είναι ένας κύριος παράγοντας στον προσδιορισμό του μεγέθους και της δομής του απορεύματος (Kelley 1994). Η ατμοσφαιρική σταθερότητα ελέγχει το μέγεθος των στροβίλων μέσα στην γενική ροή του ανέμου και ως εκ τούτου το ρυθμό διείσδυσης του αέρα από το ελεύθερο ρεύμα και την διάχυση της τύρβης του απορεύματος.

### Αποτέλεσμα της διαμόρφωσης της ανεμογεννήτριας

Η περιγραφή των επιδράσεων του απορεύματος που παρουσιάστηκε μέχρι εδώ δείχνει ότι, η παρεμβολή μιας δεδομένης γεννήτριας αέρα δεν εξαρτάται στενά από τις λεπτομέρειες του σχεδιασμού της γεννήτριας. Αυτό μπορεί επίσης να εξαχθεί σημειώνοντας ότι η επίδραση του απορεύματος συνεχίζει να υπάρχει 10 ή περισσότερες διαμέτρους κατόπι του ρότορα. Σ' αυτή την απόσταση το απόρρευμα του ρότορα έχει αρχίζει να αναπτύσσει μια γενική δομή που είναι κοινή σε όλα τα ελλείμματα απορρευμάτων. Παρόλο που φαίνεται να υπάρχουν μικρές διακρίσεις δεν χρειάζεται διαχωρισμός ανάμεσα στους HAWT και VAWT. Στην πραγματικότητα μπορούμε να συζητήσουμε την παρεμβολή απορρευμάτων σαν ένα γενικό φαινόμενο.

#### 3.1.4 ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΩΝ Α/Γ

Η πρώτη εργασία μοντελοποίησης της παρεμβολής απορεύματος, φαίνεται να είναι από τον Templin (1974). Αυτή ακολουθήθηκε από μια εργασία του Graaford (1975), που χειρίστηκε το θέμα θεωρώντας το αποτέλεσμα των γεννητριών σαν ισοδύναμο προς την ανωμαλία της επιφάνειας του εδάφους και εκτιμώντας

την επιβράδυνση της ροής στο οριακό στρώμα που προκαλείται από αυτό το αποτέλεσμα. Αυτή η προσέγγιση δίνει μια ισχυρή επισκόπηση με ενδιαφέροντα σφαιρικά αποτελέσματα. Όμως δεν παρέχει αρκετές λεπτομέρειες σχετικά με τη δομή του απορεύματος για χρήση στον πρακτικό σχεδιασμό αεροδυναμικών πάρκων.

Στις μέρες μας υπάρχουν τρεις γενικοί τύποι μοντέλων που περιγράφονται από τους Luken και Vermeulen (1986). Ο πρώτος είναι ο ημιεμπειρικός τύπος (Lissman και Bate 1976). Εδώ μια απλή αναλυτική σχέση χρησιμοποιείται για να καθιερώσει ένα αμετάβλητο για τις βασικές κλίμακες, ταχύτητας και ακτίνας, απορεύματος. Πειραματικά δεδομένα χρησιμοποιούνται για να δώσουν ένα μοντέλο των προφίλ της ροής του απορεύματος σε διάφορες περιοχές και μια εμπειρική κλίμακα για την ανάπτυξη του απορεύματος που εξαρτάται από την τύρβη. Ο δεύτερος τύπος μοντέλου (Ainslie 1985) χρησιμοποιεί μια αξονοσυμμετρική προσέγγιση του οριακού στρώματος στις εξισώσεις Navier - Stokes με ένα τυρβώδες μοντέλο για να προσδιορίσει την διατμητική τάση. Τελικά ένα μοντέλο πλήρους μίξης / ιξώδους διάτμησης (K,E) (Grespo et al 1985) είναι ένας προηγμένος τύπος που λαμβάνει υπόψη την ανωμαλία της επιφάνειας καθώς και την ατμοσφαιρική σταθερότητα. Ενώ η τελευταία διαδικασία είναι πολύτιμη για αναλυτική έρευνα, είναι πολύπλοκη για σχεδιασμό. Ποικίλες προσεγγίσεις χρησιμοποιούνται και στους τρεις τύπους μοντέλων για να μειωθούν οι υπολογιστικές απαιτήσεις.

Στην άλλη άκρη του φάσματος από το μοντέλο K,E είναι μια εξαιρετικά απλή ανάλυση που αναπτύχθηκε από τον Katic (1986). Παρά την απλότητα του, οι δοκιμές σε αεροσήραγγα ενός συνόλου 37 μοντέλων γεννητριών δείχνουν ότι, οι προβλέψεις του είναι τόσο ακριβείς όσο αυτές που γίνονται με πιο πολύπλοκα μοντέλα. Όπως σημειώνεται από τους συγγραφείς, καλός συσχετισμός ανάμεσα στις προβλέψεις του μοντέλου και τα δεδομένα διάταξης δοκιμών είναι μια συνέπεια ικανοποίησης της διατήρησης της ορμής του μοντέλου, που είναι η κυρίαρχη αμετάβλητη ποσότητα. Πάνω απ' όλα ένα ημιεμπειρικό μοντέλο περιέχει πρακτικές εκδηλώσεις όλων των σημαντικών ρευστομηχανικών φαινομένων και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για

διατάξεις περισσότερων από 500 γεννήτριες χωρίς υπερβολικό υπολογιστικό χρόνο. Έτσι οι βασικές αρχές μοντελοποίησης απορεύματος θα συζητηθούν χρησιμοποιώντας την ημιεμπειρική προσέγγιση.

### 3.1.5 ΒΑΣΙΚΕΣ ΡΕΥΣΤΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ

Θεωρώντας την γεννήτρια σαν ένα κινητήριο δίσκο σημειώνουμε ότι, βασικά αφαιρεί ενέργεια από την ολική ενέργεια του ρεύματος αέρα με μια μορφή πτώσης πίεσης στο ρότορα.

Επειδή δεν υπάρχει τρόπος διασκόρπισης της ισχυρής καμπύλωσης της ροής που απαιτείται για να διατηρηθεί μια διαφορά πίεσης ανάμεσα στο απόρευμα και το περιβάλλον ρεύμα αέρα η τιμή της πίεσης επιστρέφει στην κατάσταση της περιβαλλοντικής στατικής πίεσης. Σαν συνέπεια η απώλεια της ολικής ενέργειας του ρευστού εκδηλώνεται με μια μείωση στην ταχύτητα του χαμηλού ρεύματος σε μικρή απόσταση από το δίσκο. Αυτό είναι το επονομαζόμενο έλλειμμα ταχύτητας. Η θεωρία της στροβιλομηχανής λειτουργεί με την παραδοχή ότι αυτό το έλλειμμα εκτείνεται αναλλοίωτο από το δίσκο έως άπειρα μακριά και κατόντη, αντίληψη γνωστή σαν η αρχή του επιπέδου του Trefftz [σχ.5.7](#). Αυτή η αρχή δεν είναι επαρκής στον προσδιορισμό των λεπτομερειών της ροής στο ίδιο το απόρευμα και έτσι θα κατασκευάσουμε ένα πρότυπο, για να μοντελοποιήσουμε την ανάπτυξη απορεύματος κατόντη.

Πρώτα ορίζουμε το απόρευμα σαν κομμάτι ροής που έχει μια συνολική ενέργεια διαφορετική από το ελεύθερο ρεύμα. Επειδή το έλλειμμα ταχύτητας απορεύματος υπάρχει μέσα στο ελεύθερο ρεύμα, υπάρχει ένα χαρακτηριστικό αξονοσυμμετρικό στρώμα διάτμησης ανάμεσα τους με τυρβώδης μεταφορά που τείνουν να μειώσουν τις διαφορές ταχύτητας κατά μήκος του στρώματος. Συνέπεια το πιο ενεργητικό ελεύθερο ρεύμα κινείται μέσα στο απόρευμα. Αυτό αυξάνει και την μαζική ροή και την συνολική ενέργεια του απορεύματος. Το καθαρό αποτέλεσμα είναι μια ασυμπτωτική επιστροφή της ροής του απορεύματος στις μη διαταραγμένες συνθήκες. Παρόλα αυτά αφού η

ροή του απορεύματος κατάντη του ρότορα ήταν χαμηλής ενέργειας αυτή η επιστροφή στην κατάσταση ελεύθερης ροής μπορεί να λάβει χώρα μόνο όταν η μάζα του αέρα που πέρασε μέσα από το δίσκο έχει αραιωθεί άπειρα ή όταν το απόρευμα έχει μεγαλώσει σε άπειρη διάμετρο με ένα αμελητέο έλλειμμα ταχύτητας. Είναι σημαντικό να καθιερωθεί μια σταθερά γι' αυτή τη διαδικασία σημειώνοντας ότι ούτε το μαζικό ούτε το ενεργειακό ισοζύγιο διατηρείται στο απόρευμα.

Αν κάποιος θεωρήσει την κατάσταση μιας μονής γεννήτριας σαν μια ομοιόμορφη ροή σε επίπεδο δάπεδο μπορεί να ειπωθεί ότι η ώθηση του ρότορα πρέπει να επιδρά στο απόρευμα υποθέτοντας ότι η τυρβώδης επιδερμική τριβή στο επίπεδο του εδάφους δεν επηρεάζεται ισχυρά από τη ροή απορεύματος. Η ώθηση είναι ισοδύναμη με το ρυθμό μεταβολής του ελλείμματος ροής στο απόρευμα:

$$T = \frac{d}{dt} \left[ 2\rho r \int_0^{\infty} (U - V) dx r dr \right] = 2\rho r \int_0^{R_w} (U - V) V r dr \quad (3.4)$$

$T$  = δύναμη ώθησης ρότορα (N)

$r$  = ακτινικές και κατάντη συντεταγμένες μετρημένες από το κέντρο του ρότορα (m)

$U$  = ταχύτητα ανέμου ελεύθερης ροής στην ανύψωση του κέντρου του ρότορα (m/s)

$V$  = τοπική ταχύτητα στο απόρευμα συνάρτηση της συντεταγμένης της ακτίνας  $r$  (m/s)

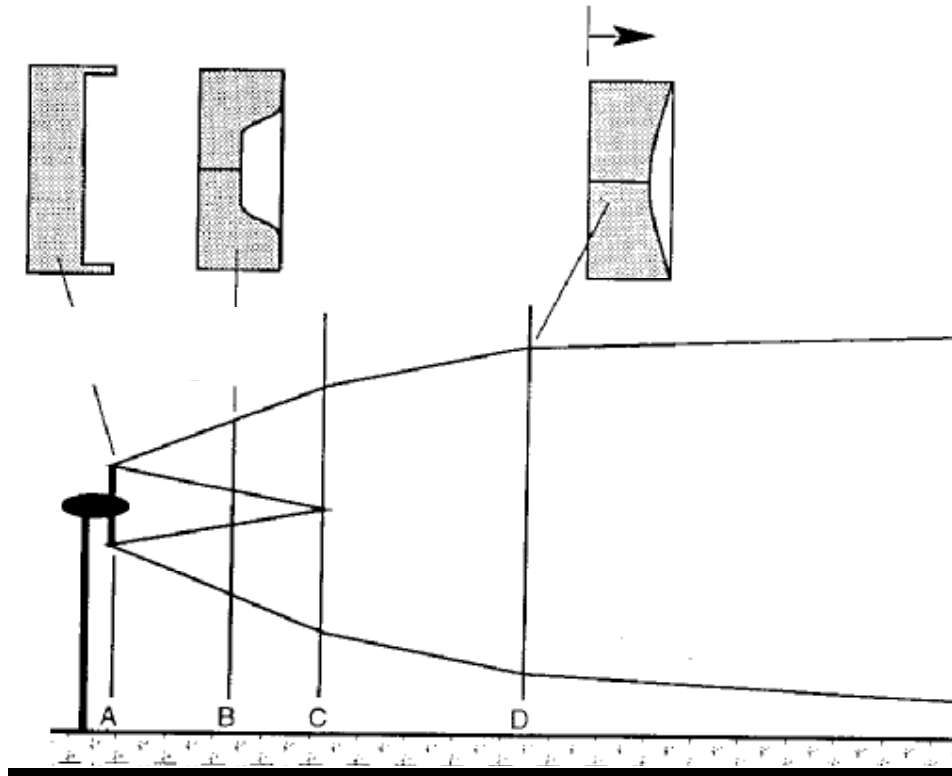
$R_w$  = πραγματική ακτίνα απορεύματος (m)

Κάθε επίδραση του εδάφους στην δημιουργία ενός μη αξονοσυμμετρικού απορεύματος έχει θεωρηθεί αμελητέο εδώ και θα υπολογιστεί αργότερα. Η εξίσωση 3.4 παρέχει το βασικό νόμο διατήρησης για την ανάπτυξη του απορεύματος. Τώρα αναζητάμε μια εξίσωση "σχήματος" για να ορίσουμε το προφίλ ταχύτητας  $V=V(r)$  και ένα νόμο "κλίμακας" που θα ορίσει την πραγματική ακτίνα απορεύματος  $R_w$ .

### 3.1.6 ΜΟΝΤΕΛΑ ΓΕΩΜΕΤΡΙΑΣ ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΟΣ

Έχει παρατηρηθεί ότι τα απορεύματα Α/Γ αναπτύσσονται σύμφωνα με μερικά καλώς καθορισμένα σχήματα σε διάφορες αποστάσεις κατάντη και αυτό μπορεί να απεικονιστεί στο σχ. 3.5. Πρώτα υπάρχει η ροή που προέρχεται από τον ίδιο τον δίσκο του ρότορα στον τομέα Α. Για καλά σχεδιασμένα πτερύγια τα αεροδυναμικά φορτία παράγουν ένα σχεδόν ομοιόμορφο έλλειμμα ταχύτητας αφαιρώντας την ίδια ενέργεια σε όλες τις ακτίνες. Η ταχύτητα του απορεύματος θεωρείται ότι είναι σταθερή κατά μήκος αυτού του τμήματος και ισοδύναμη με  $(1-\alpha)U$  όπου όπως και πριν  $\alpha$  είναι ο αξονικός συντελεστής επαγωγής. Το αρχικό απόρευμα συμπεριφέρεται άτριβα με την ταχύτητα να μειώνεται ομοιόμορφα, "βυθισμένο" στην εξωτερική ροή μεγαλύτερης ταχύτητας, σχηματίζοντας τον δυναμικό πυρήνα ή την συρρέουσα δέσμη. Προχωρώντας κατάντη του ρότορα στο τμήμα Β το προφίλ του ελλείμματος της ταχύτητας είναι διαμορφωμένο σε σχήμα "κώνου" και ένα έντονο στρώμα διάτμησης αναπτύσσεται εξασθενώντας την ασυνέχεια της ταχύτητας. Θεωρείται ότι αυτό το στρώμα εκτείνεται προς τα έξω και προς τα μέσα μέχρι η άτριβη περιοχή του πυρήνα να απομακρυνθεί στο τμήμα C. Το απόρευμα από το Α στο C ορίζεται σαν το αρχικό σχήμα του δυναμικού πυρήνα.





Σχήμα 3.5 Σχήματα ανάπτυξης απορεύματος και σχετικά ακτινικά προφίλ του ελλείμματος ταχύτητας

Περαιτέρω κατάντη στον τομέα D θεωρείται ότι το απόρευμα έχει υιοθετήσει μια ασυμπτωτική κατανομή, όπως η ακτινική κατανομή της ταχύτητας κατάντη ενός σώματος σε περιστροφή. Αυτή είναι η έναρξη της κατάστασης του πλήρως αναπτυγμένου απορεύματος. Το προφίλ του απορεύματος στο C όπου το ψαλιδωτό στρώμα έχει εισχωρήσει στην κεντρική ροή δεν είναι το ίδιο με το μακρινό προφίλ στο D. Έτσι είναι απαραίτητο να υποθέσουμε ότι υπάρχει μια μεταβατική κατάσταση που εκτείνεται μέχρι κάποια απόσταση και ενώνει τους δυο αυτούς τομείς. Τώρα παραμένει να καθιερωθούν απλά αναλυτικά μοντέλα για ενδιάμεσα προφίλ απορεύματος ανάμεσα στον ρότορα και το κατάντη ρεύμα και για τις μεταπτώσεις από το ανά στο άλλο [Lissman 1976,1979].

### 3.1.7 ΑΡΧΙΚΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΤΟΥ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΠΥΡΗΝΑ

Σ' αυτή την αρχική κατάσταση του δυναμικού πυρήνα υπάρχει μια κατανομή η οποία περιγράφεται από μοντέλο ενός ακτινικά συμμετρικού στρώματος διάτμησης και αναπτύσσεται σύμφωνα με το νόμο της διάτμησης. Εκεί ο βαθμός ανάπτυξης της πυκνότητας του στρώματος είναι ανάλογος με τη διαφορά ταχύτητας κατά μήκος αυτού. Αυτό θα καθορίσει μια κατανομή για κάθε κατάντη θέση για τη συγκεκριμένη κατάσταση .

Η βασική διατήρηση της οπισθέλκουσας συντηρείται επιλέγοντας την πραγματική ακτίνα στην εξίσωση 3.4,  $R_w$ , ώστε να διατηρηθεί το έλλειμμα ορμής στο απόρευμα. Αξονοσυμμετρικά στρώματα διάτμησης όπως αυτό δείχνονται στον Abramovitch [1963] και αναφέρθηκαν στον Lissman [1976].

#### Κατάσταση πλήρως αναπτυγμένου απορεύματος

Ένα κατάλληλο μοντέλο για το προφίλ ροής στο απομακρυσμένο απόρευμα που υποστηρίζεται καλά από πειραματικά αποτελέσματα, δίνεται από τον Abramovitch [1963]. Αυτό το προφίλ εκφράζεται σαν συνάρτηση της ακτινικής απόστασης  $r$ , κανονικοποιημένο με ένα ακτινικό συντελεστή. Για να καθιερωθεί ένας νόμος ανάπτυξης για το εύρος του απορεύματος σ' αυτή τη κατάσταση, υποθέτουμε ότι η πραγματική ακτίνα του απορεύματος αναπτύσσεται χρονικά και χωρικά σύμφωνα με τους ακόλουθους νόμους:

$$\frac{dR_w}{dt} = K_w(s_0 + s_G)$$

$$\frac{dR_w}{dx} = K_w \frac{s_0 + s_G}{U} \quad (3.7)$$

Όπου  $K_w$  = Εμπειρική σταθερά

Αυτό το μοντέλο παράγει ένα επίπεδο έως ενέργειας τύρβης που αυξάνεται από το ελεύθερο ρεύμα σε ένα υψηλότερο επίπεδο το

πέρασμα μέσα από το δίσκο του ρότορα, ενισχύεται στο κατάντι ρεύμα και τότε φθίνει για να επιστρέψει στο περιβαλλοντικό επίπεδο. Λεπτομέρειες δίνονται στον Lissman [1976].

### Μεταβατική κατάσταση

Ο νόμος μετάθεσης που περιγράφει τη ροή από τον άτριβο πυρήνα έως το μακρινό απόρρευμα βασίζεται απλώς στην καθιέρωση μιας γεωμετρικής σχέσης που θα παρέχει μια ήπια μετάθεση από το προφίλ στον τομέα C στον D στο σχ. 3.5.

### Επίδραση του εδάφους

Μια βελτιστοποίηση των εξισώσεων 3.6, 3.7 λαμβάνει υπόψη διαφορές ανάμεσα στην κάθετη και στην οριζόντια περιβαλλοντική τύρβη κοντά στο έδαφος και λαμβάνει υπόψη τις διαφορές στις κάθετες και οριζόντιες κλίμακες ανάπτυξης. Αυτό προκαλεί το απόρρευμα να αποκτήσει ελλειπτική μορφή από την αρχική κυκλική του μορφή. Μια άλλη επίδραση του εδάφους που λαμβάνεται υπόψη από τη τυποποιημένη μέθοδο κατοπτρισμού, έτσι ώστε η πραγματική διαταραχή του απορεύματος σε ένα δεδομένο σταθμό κατάντη γίνεται τώρα το άθροισμα αυτής στην άμεση ροή και αυτής στην φανταστική ροή. Αν οι διαταραχές γίνουν γραμμικές τότε η σταθερά ώθησης σχετίζεται τώρα με την ώθηση του ρότορα αν της φανταστικής του. Η έλλειψη ορμής που "αφαιρείται" από το έδαφος "αποκαθίσταται" από την προσθήκη στο πραγματικό απόρρευμα εδαφικής διαταραχής της ροής της εικόνας.

### 3.1.8 ΟΛΟΚΛΗΡΩΣΗ ΤΩΝ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΩΝ ΓΙΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ ΔΙΑΤΑΞΗΣ

Στα περισσότερα μοντέλα, θεωρείται ότι στα απορεύματα μιας συστοιχίας ανεμογεννητριών μπορεί άμεσα να γίνει υπέρθεση. Αυτή είναι μια γραμμικοποιημένη θεώρηση βασισμένη στο φυσικό γεγονός ότι οι διαταραχές του απορεύματος που προκαλούνται από μια μεμονωμένη γεννήτρια είναι σχετικά μικρές. Φυσιολογικά, ελλείμματα ταχύτητας είναι μικρότερα από 5% της ταχύτητας ελευθέρου ρεύματος από μια απόσταση 5 διαμέτρων κατάντη ενός ρότορα. Έτσι είναι μια καλή προσέγγιση για να παραβλέψουμε κάθε αλληλεπίδραση ανάμεσα στα απορεύματα.

Η τυπική διαδικασία για τον υπολογισμό της παρεμβολής απορεύματος για μια δεδομένη διάταξη γεννητριών είναι ως εκ τούτου απλή και έχει ως εξής: για τη δεδομένη αζιμούθια διεύθυνση του αέρα η πιο ανάντη μονάδα επιλέγεται, και η γεωμετρία του απορεύματος και υπολογίζονται τα ελλείμματα ταχύτητας για μια καθορισμένη ταχύτητα άνεμου και ένταση τύρβης, προχωρώντας κατάντη στην διάταξη. Το έλλειμμα σε κάθε γεννήτρια υπολογίζεται. Οι παράμετροι έλεγχου της γεννήτριας (όπως η ταχύτητα εισαγωγής στο δίκτυο και οι κλίμακες ταχυτήτων άνεμου) μπορεί να εισαχθούν στο μοντέλο. Στη συνέχεια γίνεται επιλογή μιας από τις υπόλοιπες Α/Γ που βρίσκονται ανάντη καθορίζεται η εσωτερική ταχύτητα ροής. Γενικά αυτό θα είναι το ανυσματικό άθροισμα της ροής ελεύθερου ρεύματος και του ελλείμματος ταχύτητας του απορεύματος της "αρχικής" ανάντη Α/Γ. Στη συνέχεια υπολογίζεται η ανάπτυξη του απορεύματος της δεύτερης μονάδας και προσδιορίζονται τα ελλείμματα ταχύτητας όλων των άλλων μονάδων. Αυτά πινακοποιούνται με τα ελλείμματα απορεύματος της περισσότερο ανάντη γεννήτριας.

Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι να φτάσουμε στην πιο κατάντη ανεμογεννήτρια και έχει ως αποτελέσματα τον υπολογισμό της εξαγωγής ενέργειας της διάταξης για μια δεδομένη διεύθυνση ανέμου, ταχύτητας και τύρβης. Ο υπολογισμός πρέπει να επαναληφθεί για

διαφορετικές διευθύνσεις ανέμου (λαμβάνοντας υπόψη την ετήσια κατανομή των κατευθύνσεων ανέμου), για ταχύτητες ανέμου (λαμβάνοντας υπόψη το ιστόγραμμα ετήσιας ταχύτητας του ανέμου και τα χαρακτηριστικά ελέγχου της Α/Γ). Αυτή η διαδικασία παρέχει μια μεθοδολογία για τον υπολογισμό της απόδοσης όλων των Α/Γ σε ένα αιολικό πάρκο αντιμετωπίζοντας όλες τις Α/Γ σαν μια μονάδα. Η παραγόμενη ισχύς της διάταξης θα καθοριστεί σαν μια συνάρτηση της ταχύτητας του ανέμου και της τύρβης, όπως ισχύει και για μια μεμονωμένη γεννήτρια. Αντίθετα με ότι συμβαίνει με μια μεμονωμένη Α/Γ, η παραγόμενη ισχύς της διάταξης είναι συνάρτηση της κατεύθυνσης του ανέμου και των μεταβολών της ταχύτητας κατά μήκος της τοποθεσίας, λαμβάνοντας υπόψη τη γεωμετρία της διάταξης και τις μορφές του δαπέδου.

Η επανάληψη αυτής της διαδικασίας για κάθε διεύθυνση του αέρα, ταχύτητα και τύρβη, είναι μια επίπονη αλλά όχι πολύπλοκη υπολογιστική διαδικασία. Η ολοκλήρωση των υπολογισμών για κάθε διάταξη μέσα σε ένα λογικό χρονικό διάστημα απαιτεί τη χρήση ενός απλού γραμμικού τυρβώδες μοντέλου απορεύματος όπως αυτό που περιγράφηκε προηγουμένως. Πιστεύεται ότι μοντέλα με περισσότερα ρευστοδυναμικά χαρακτηριστικά που χρησιμοποιεί πιο σύνθετες μεθόδους πεπερασμένων διαφορών θα ήταν απαγορευτικά πολύπλοκα για την ανάλυση μιας διάταξης πρακτικού μεγέθους. Τέτοια μοντέλα μπορούν παρόλα αυτά να χρησιμοποιηθούν για να πιστοποιήσουν απλά μοντέλα απορεύματος για την περίπτωση μιας μεμονωμένης ανεμογεννήτριας και να βοηθήσουν στον καθορισμό εμπειρικών σταθερών.

### 3.1.9 ΑΝΑΛΥΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΟΝΤΑΙ ΜΕ ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΠΟΡΕΥΜΑΤΟΣ

#### Επίπεδο εδάφους

Από τους πολλούς αριθμητικούς υπολογισμούς παρεμβολής απορεύματος που έχουν γίνει για την περίπτωση μιας ομοιόμορφης ροής πάνω από επίπεδα έδαφος, βρέθηκε ότι το επίπεδο περιβαλλοντικής τύρβης έχει πολλή μεγάλη επίδραση στην απώλεια ενέργειας της διάταξης. Τυπικά αναλυτικά αποτελέσματα για άπλες διατάξεις σε επίπεδο τοπίο είναι αυτά που φαίνονται στο σχ. 3.1. Στην πορεία των αριθμητικών εξερευνήσεων αυτού του τύπου έχει καθορισθεί ότι η δομή του απορεύματος μέσα στις πρώτες τέσσερις ή πέντε διαμέτρους κατάντη δεν έχει ισχυρή επίδραση στο έλλειμμα ταχύτητας σε περιοχές πιο κατάντη. Έτσι η μοντελοποίηση της αρχικής κατάστασης του δυναμικού πυρήνα σχ. 3.5 δεν χρειάζεται να αναλυθεί με την προϋπόθεση ότι περιγράφει πλήρως την αρχική κατάσταση για την περίπτωση του πλήρως ανεπτυγμένου απορεύματος. Στον σχεδιασμό ενός αιολικού πάρκου η κανονική μέθοδος είναι να αρχίσουμε με μια λογικά σχεδιασμένη διάταξη, μεγιστοποιώντας την χωροδιάταξη των γεννητριών στην κύρια κατεύθυνση ροής εις βάρος στενότερης χωροδιάταξης στην κατεύθυνση κάθετα στο διάνυσμα της ταχύτητας του ανέμου. Αυτό υποθέτει ότι η περίπτωση ανέμου με κάθετη διεύθυνση προς την επικρατούσα δεν συμβαίνει συχνά.

Έπειτα η αρχική διάταξη εξετάζεται χρησιμοποιώντας το μοντέλο παρεμβολής του απορεύματος για να προσδιοριστούν ανεμογεννήτριες που έχουν ιδιαίτερα χαμηλή παραγωγή. Αυτό γίνεται γιατί είναι σε προφυλαγμένες τοποθεσίες με αποτέλεσμα να πρέπει να βρεθούν πιο ευνοϊκές θέσεις. Οι αποστάσεις χωροδιάταξης "μεταβάλλονται" μέχρι η μέγιστη ετήσια παραγωγή ενέργειας να προσδιοριστεί. Έτσι ο σχεδιασμός της διάταξης περίπου βελτιστοποιείται με μια επαναληπτική διαδικασία.

Αφιερώθηκε αρκετή προσπάθεια για τον προσδιορισμό μιας θεωρητικά ακριβούς βέλτιστη διαμόρφωσης για απλές διατάξεις σε επίπεδο τοπίο. Τέτοιες διατάξεις δεν θα μπορούσα να χρησιμοποιηθούν άμεσα σε σχεδιασμό αφού κάθε τοποθεσία έχει τις δικές της κατανομές ταχύτητας και διεύθυνση του ανέμου. Παρόλα αυτά η αξία των μελετών βέλτιστης χωροδιάταξης είναι στον προσδιορισμό της ευαισθησίας της εξαγόμενης ενέργειας της διάταξης σε αλλαγές χωροδιάταξης από το θεωρητικό βέλτιστο. Δυο παραδείγματα θα επιδείξουν την έρευνα αυτής της ευαισθησίας στην χωροδιάταξη. Κατ' αρχήν οι γεννήτριες τοποθετούνται σε μια γραμμή κατά τη διεύθυνση του ανέμου με τον περιορισμό ότι ένας δεδομένος αριθμός μονάδων πρέπει να τοποθετηθεί σε έναν διάδρομο δεδομένου μήκους. Αυτό είναι αρκετά απλό καθότι, μια διαδικασία μεταβολής αρκεί να χρησιμοποιηθεί για να καθοριστεί μια ιδανική χωροδιάταξη. Η βέλτιστη κατανομή είναι συμμετρική γύρω από το κέντρο του διαδρόμου με τη χωροδιάταξη κατά τι ευρύτερη για τις μονάδες κοντά στο κέντρο [Lissman et al 1982]. Αυτό συνεπάγεται ότι η αύξηση του χώρου στο κέντρο χρησιμεύει στο να παρέχει μια περιοχή επανεργοποίησης για τη ροή, ένα συμπέρασμα που υποστηρίζεται από τον Kaminsky et al (1987).

Το δεύτερο παράδειγμα είναι ένα τετράγωνική συστοιχία με έναν σταθερό άνεμο που εμφανίζεται με ισοδύναμη συχνότητα απ' όλες τις διευθύνσεις. Μια μελέτη βέλτιστης χωροδιάταξης αυτής της περίπτωσης δείχνει επίσης ότι είναι ελαφρά πλεονεκτικότερο να έχουμε ευρύτερο χώρο στην εσωτερική περιοχή με μεγαλύτερη συγκέντρωση γεννητριών κοντά στην περιφέρειες του τετραγώνου.

Το πιο σημαντικό συμπέρασμα από αυτές τις μελέτες βέλτιστων χωροδιατάξεων είναι ότι η ομοιόμορφη χωροκατανομή δίνει εξαγόμενη ενέργεια για διάταξη που απέχει ελάχιστα από τη βέλτιστη χωροδιάταξη για χωροδιατάξεις της τάξης των 6 με 10 διαμέτρων. Επιπλέον αυτή η διαφορά ενέργειας είναι μικρότερη από την εμπλεκόμενη ακρίβεια που σχετίζεται με τις προσεγγίσεις στα μαθηματικά μοντέλα. Αυτό παρέχει ένα πολύτιμο πρακτικό αποτέλεσμα ότι μια ομοιόμορφη χωροδιάταξη τουλάχιστον στην υπερισχύουσα διεύθυνση ανέμου, είναι μια

εξαιρετική αρχική διάταξη που μπορεί τότε να βελτιστοποιηθεί για τις πραγματικές συνθήκες της τοποθεσίας και τα χαρακτηριστικά του ανέμου.

### 3.1.10 ΠΟΛΥΠΛΟΚΟ ΤΟΠΙΟ

Στην περίπτωση ενός μη ομοιόμορφου πεδίου ανέμου που προκαλείται από πολύπλοκο έδαφος δεν είναι δυνατό να χρησιμοποιηθεί η βασική σταθερά ελλείμματος ροής, που συνδέεται με την ώθηση της γεννήτριας. Σε πολύπλοκο έδαφος η ώθηση σε ένα επίπεδο κατάντη της ανεμογεννήτριας εκδηλώνεται με διαταραχές πίεσης στο κεκλιμένο έδαφος καθώς και στο προφίλ ταχύτητας του απορεύματος. Έτσι το έλλειμμα ορμής στο απόρευμα δεν διατηρείται για μη ομοιόμορφες ροές. Για να χειριστούμε αυτή την περίπτωση θα χρησιμοποιήσουμε την αντίληψη της μη μεταβαλότητας της συνολικής ενέργειας στη ροή αφού οι διασκορπιστικές απώλειες που οφείλονται στη διείσδυση έχουν ληφθεί υποψη στον υπολογισμό (Lissman et al 1986).

Αν δεν υπήρχαν απώλειες καθώς η ροή κινείται σε περιοχές διαφορετικής πίεσης η ταχύτητα του απορεύματος θα άλλαζε σε συμφωνία με την εξίσωση του Bernoulli που συνδέει την ταχύτητα του ρευστού και την πίεση. Παρόλο αυτά η διείσδυση προκαλεί διασκορπιστικές απώλειες στο συνολικό ύψος της ενέργειας έτσι ώστε η ταχύτητα να μην μπορεί να συνδεθεί με την πίεση. Σαν μια πρώτη προσέγγιση μπορεί να θεωρηθεί ότι ο διασκορπισμός (που είναι μια συνάρτηση των διατμητικών κλίσεων και της παραμόρφωσης του αέρα) είναι ο ίδιος για την ανομοιόμορφη και ομοιόμορφη ροή. Έτσι η μοντελοποιημένη μορφή για μεταβαλλόμενη ατμοσφαιρική πίεση είναι να λάβουμε το πεδίο απορεύματος που θα υπήρχε σε επίπεδο έδαφος, να υπολογίσουμε τον διασκορπισμό για αυτή την περίπτωση σταθερής πίεσης και μετά να εφαρμόσουμε αυτό το διασκορπισμό στην ταχύτητα ροής απορεύματος σε κάθε γεννήτρια για την περίπτωση μιας μεταβαλλόμενης πίεσης σε πολύπλοκο έδαφος.

Για παράδειγμα θεωρήστε ίδιες γεννήτριες σε δυο τοποθεσίες που φαίνονται στο σχ. 3.11 όπου η τοποθεσία (α) είναι επίπεδη και η



τοποθεσία (b) έχει ένα σύνθετο έδαφος. Οι ταχύτητες απορεύματος μπορούν να εκφραστούν σαν:

$$V_f = U_f(1 - d_f) \quad (3.8)$$

$$V_c = U_c(1 - d_c) \quad (3.9)$$

$$V_f = U_f(1 - d_f) \quad V_c = U_c(1 - d_c) \quad (3.10)$$

όπου :

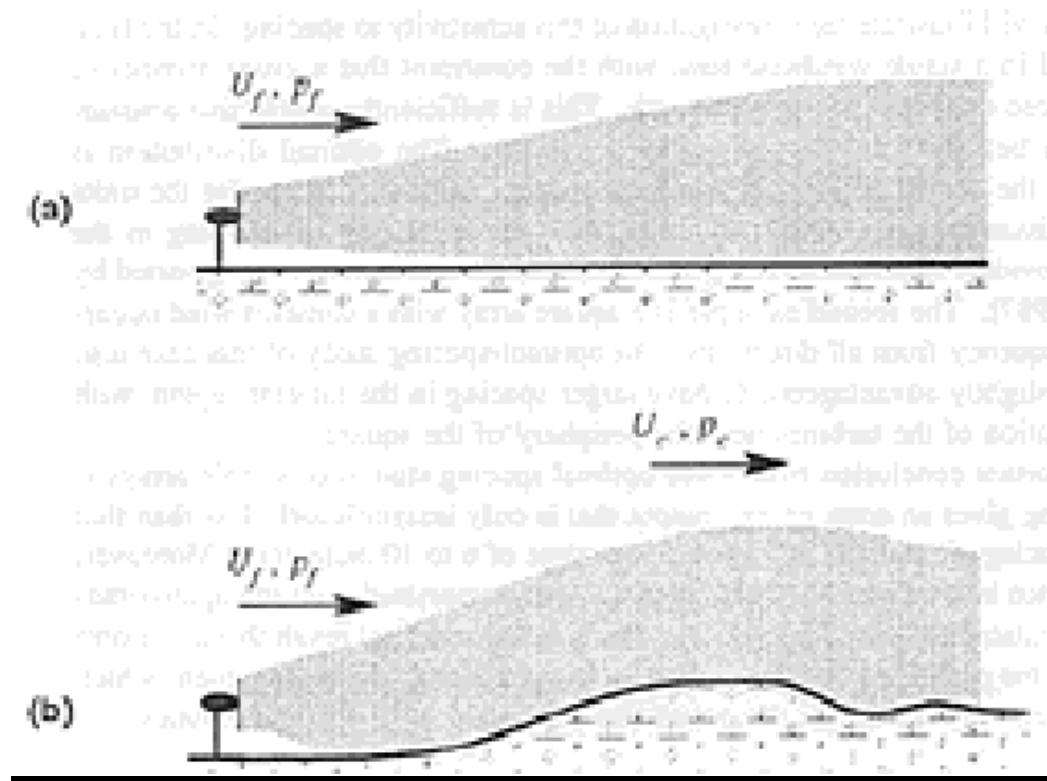
$V_f$ = ταχύτητα απορεύματος σε δεδομένη τοποθεσία πάνω από το επίπεδα έδαφος

$V_c$ = ταχύτητα απορεύματος στην ίδια τοποθεσία πάνω από το σύνθετο έδαφος

$U_c, U_f$ = ατμοσφαιρικές ταχύτητες ανέμου για επίπεδα και σύνθετο έδαφος αντίστοιχα

$d_f$ = γνωστός συντελεστής ελλείμματος απορεύματος υπολογισμένος χρησιμοποιώντας το μοντέλο επίπεδης τοποθεσίας

$d_c$ =άγνωστος παράγοντας ελλείμματος απορεύματος για σύνθετο έδαφος



Σχήμα 3.11 Σύγκριση των συνθηκών ροής απορεύματος σε επίπεδο και πολύπλοκο έδαφος, α) επίπεδο έδαφος, β) πολύπλοκο έδαφος

Η ολική ενέργεια των ρευστών στην ίδια απόσταση καθοδικού αέρα σε κάθε τοποθεσία μπορεί να γραφεί σαν:

$$\begin{aligned} h_f &= p_f + 0,5 r U_f^2 (1 - d_f)^2 \\ h_c &= p_c + 0,5 r U_c^2 (1 - d_c)^2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

όπου:

$h_f, h_c$  = η ολική ενέργεια του απορεύματος για επίπεδο και ανώμαλο έδαφος αντίστοιχα σε  $N/m^2$

$P_f, P_c$  = τοπική στατική πίεση για επίπεδα και ανώμαλο έδαφος αντίστοιχα σε  $N/m^2$

Τώρα, έξω από το απόρευμα, οι ταχύτητες ανέμου και οι στατικές πιέσεις λαμβάνονται από τη μη διασκορπιστική εξίσωση του Bernoulli για να δώσουν:

$$P_f + 0,5 r U_f^2 = P_c + 0,5 r U_c^2 \quad (3.14)$$

Αν θεωρήσουμε ότι ο διασκορπισμός σε μια δεδομένη κατάντη απόσταση είναι η ίδια και για τα επίπεδα και για τα πολύπλοκα εδάφη, τότε η ολική ενέργεια των ρευστών σε κάθε απόρευμα είναι επίσης η ίδια και  $h_c=h_g$ . Αυτό παρέχει ένα απλό αποτέλεσμα:

$$U_c^2(-2d_c + d_c^2) = U_f^2(-2d_f + d_f^2) \quad (3.15)$$

το οποίο για μικρές τιμές των  $d_c, d_f$  γραμμικοποιείται σε:

$$d_c = d_f \left( \frac{U_f}{U_c} \right)^2 \quad (3.16)$$

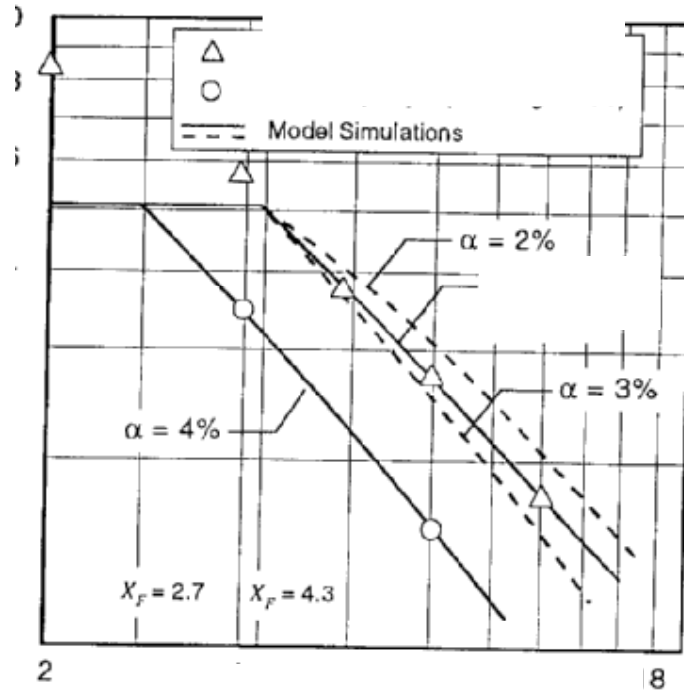
Αυτή είναι μια προσέγγιση που συγκλίνει κατάλληλα για ομοιόμορφη ροή με διασκορπισμό καθώς και για ανομοιόμορφη ροή χωρίς διασκορπισμό. Έτσι μπορεί να αναμένεται ένα λογικό μοντέλο για την περίπτωση μη ομοιόμορφης ροής με διασπορά.

### 3.2 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΤΩΝ ΕΠΙΔΡΑΣΕΩΝ ΤΟΥ ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΟΣ

#### 3.2.1 ΔΟΚΙΜΕΣ ΣΕ ΑΕΡΟΣΗΡΑΓΓΕΣ

Δοκιμές σε αεροσήραγγες έχουν διεξαχθεί για να μετρηθούν τα ελλείμματα απορεύματος μεμονωμένων γεννητριών. Αυτά προσδιόρισαν την ισχυρή εξάρτηση του ελλείμματος απορεύματος από την τύρβη της αεροσήραγγας όπως προβλέφθηκε από τη θεωρία που εκφράζεται στις εξισώσεις 3.6, 3.7. Έδειξαν επίσης λογική συσχέτιση με το ημί εμπειρικό μοντέλο στον νόμο της φθοράς και την πραγματική κλίμακα φθοράς. Ένα τυπικό παράδειγμα μετρούμενων ελλειμμάτων συγκρινόμενα με τις προβλέψεις του μοντέλου δείχνονται στο σχ. 3.17. Τα δεδομένα και το μοντέλο δείχνουν ότι το έλλειμμα ταχύτητας της κεντρικής γραμμής ( $U-V_{min}$ ) φθίνει κατά μια τάξη αντίστροφα ανάλογη προς την κατάντη απόσταση  $x$ . Οι εντάσεις της τύρβης στις δοκιμές αεροσήραγγας είναι γενικά χαμηλές ακόμα και όταν αυξάνονται

τεχνητά με τη χρήση πλεγμάτων και συσκευές ελέγχου οριακού στρώματος. Παρόλα αυτά είναι φανερό ότι ακόμα και για χαμηλές εντάσεις τύρβης μια αύξηση στην ένταση αταξίας μόνο κάτω 0,01 αυξάνει σημαντικά τη κλίμακα φθοράς του απορреύματος.

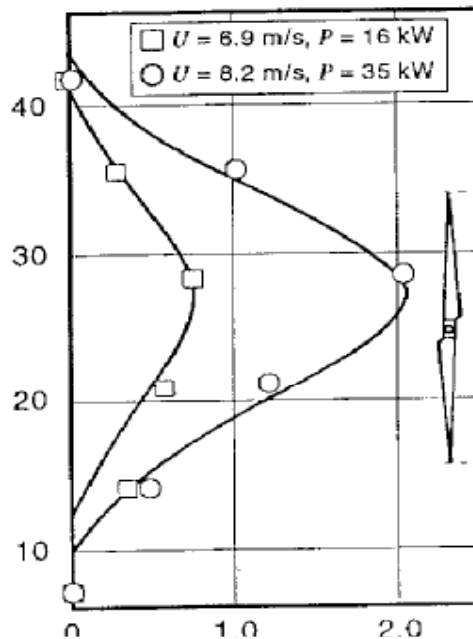


Σχήμα 3.17 Μετρούμενα ελλείμματα αισολικών πάρκων συγκρινόμενα με τα ελλείμματα ταχύτητας. Α: τραχύ πλέγμα, Β: Οριακό στρώμα (ύψος άξονα 0.70), Γ: προσομοιώσεις μοντέλου

Εξαιτίας της δυσκολίας αναπαραγωγής της πραγματικής φύσης και των κλιμάκων της ατμοσφαιρικής τύρβης οι προοπτικές πιστοποίησης ενός αναλυτικού μοντέλου σε μια δοκιμή αεροσήραγγας σε μεγαλύτερο βαθμό απ' αυτόν που δείχνεται στο σχ.3.17 είναι πολύ χαμηλές.

### 3.2.2 ΔΟΚΙΜΕΣ ΠΕΔΙΟΥ ΣΕ ΜΟΝΗ ΓΕΝΝΗΤΡΙΑ

Έλεγχοι πεδίου για την κατανόηση των μεμονωμένων παραγόντων που προκαλούν παρεμβολή στη διάταξη είναι εξαιρετικά δύσκολο να διεξαχθούν. Κατ' αρχήν είναι απαραίτητο να ελεγχθούν τα διάφορα αποτελέσματα ξεχωριστά. Αυτά περιλαμβάνουν τουλάχιστον την ανάπτυξη απορρεύματος (έλλειμμα ταχύτητας, ακτίνα απορρεύματος, ανατάραξη) κατάντι μιας μονής γεννήτριας καθώς και την λειτουργικότητα μιας κατάντη μονάδας ενώ επηρεάζεται από τη ροή απορρεύματος. Περαιτέρω προσδιορισμοί στον έλεγχο πεδίου θα περιείχαν μετρήσεις στο απόρρευμα της λειτουργίας μιας γεννήτριας μέσα στο απόρρευμα μιας άλλης. Ορισμένα βασικά σχήματα της φύσης των απορρευμάτων ΑΓ έχουν ήδη καθιερωθεί με δοκιμές πεδίου πλήρους κλίμακας. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων από τον Faxen (1978) του προφίλ της ταχύτητας πίσω από έναν HAWT σε λειτουργία φαίνονται στο σχ. 3.18. Αυτά επιβεβαιώνουν το αναμενόμενο προφίλ τύπου Grauss του ελλείμματος στο κατάντη απόρρευμα.



Σχήμα 3.18 Αποτελέσματα μετρήσεων του προφίλ της ταχύτητας κατά τη

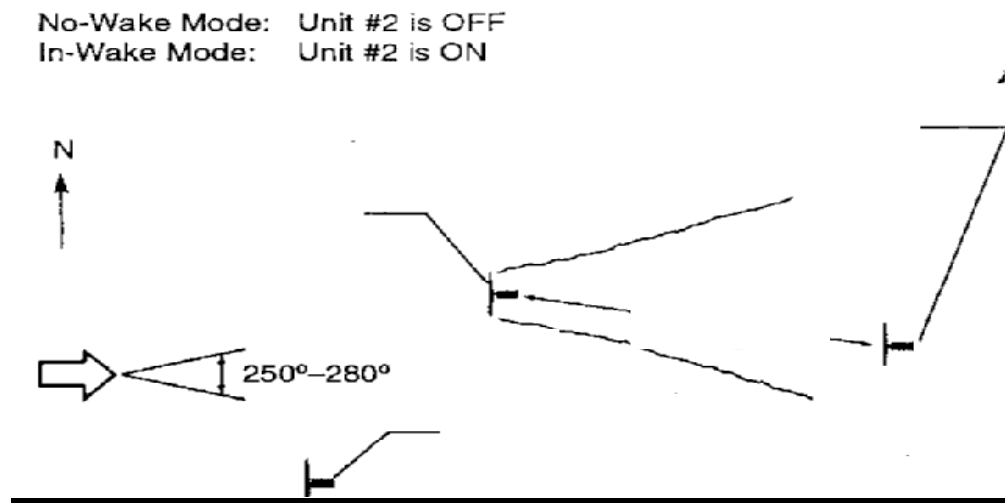
### Λειτουργία ενός HPWT σε μέση κλίμακα

Μπορούμε να εξάγουμε μερικές επιπρόσθετες πληροφορίες σχετικά με τα απορεύματα των ροτόρων HAWT από τα δεδομένα στο σχ. 3.18 αν ενσωματώσουμε τους όγκους ελλειμμάτων κάτω από τα δυο προφίλ και κανονικοποιήσουμε τα αποτελέσματα. Σημειώνουμε ότι οι λόγοι ελλείμματος προς την ταχύτητα του ανέμου δεν είναι σταθεροί για τις δυο περιπτώσεις δοκιμών αλλά αυξάνουν με αυξανόμενη ισχύ. Οι λογιικοποιημένες παράμετροι που βρέθηκαν να είναι περίπου ίσες στις δυο περιπτώσεις είναι ο λόγος μέσης τιμής προς μείωση / απώλεια στο κέντρο (0,28 συγκρινόμενο με 0,22 για μια ιδανική κατανομή Gauss) και το έλλειμμα προς τα κλάσματα πυκνότητας ισχύος. Το τελευταίο είναι περίπου  $0,042(\text{m/sec})/(\text{W/m}^2)$  για το μέσο όρο ελλείμματος και  $0,0142(\text{m/s})/(\text{W/m}^2)$  για το μέγιστο.

### 3.2.3 ΕΛΕΓΧΟΙ ΠΕΔΙΟΥ ΣΕ ΠΟΛΛΑΠΛΕΣ ΓΕΝΝΗΤΡΙΕΣ

Μετρήσεις ταχύτητας ανέμου έγιναν στο απόρρευμα ενός Mod-2 HAWT χρησιμοποιώντας όργανα συνδεδεμένα σε δεμένα μπαλόνια (Zambrano et al 1982). Δυστυχώς τα αποτελέσματα αυτών των δοκιμών είναι πολύ διασκορπισμένα για να παρέχουν οριστική επιβεβαίωση των μοντέλων απορεύματος. Για να ξεπεραστούν προβλήματα με διεσπαρμένα δεδομένα, απουσία συνθηκών σταθερής κατάστασης και αναμενόμενες διαφορές ισχύος ανάμεσα στις άνετα χωροδιατεταγμένες γεννήτριες, οι Neustadter και Spera (1984) ανέπτυξαν μια μέθοδο ενέργειας για να μετρήσουν τις απώλειες παρέμβασης απορεύματος. Σ' αυτή τη διαδικασία, η εξαγωγή ενέργειας μιας εξεταζόμενης γεννήτριας γίνεται με και χωρίς αποτέλεσμα απορεύματος, κανονικοποιείται από την εξαγόμενη ενέργεια μιας παραπλήσιας γεννήτριας ελέγχου κατά τη διάρκεια των ίδιων περιόδων δοκιμών. Αυτό διορθώνει τις αλλαγές στην ταχύτητα αέρα ελεύθερου ρεύματος πριν τον υπολογισμό των απωλειών της παρεμβολής.

Η ζητούμενη διαμόρφωση των Α/Γ εικονίζεται στο σχ. 3.19 χρησιμοποιώντας την ομάδα 3 μονάδων Mod-2 HAWT σαν ένα παράδειγμα. Οι εξεταζόμενες και ελεγχόμενες γεννήτριες (μονάδες 1 έως 3 αντίστοιχα) δουλεύουν συνεχώς ενώ η γεννήτρια παραγωγής απορεύματος (Α/Γ 2) λειτουργεί κατά διαστήματα. Τα δεδομένα της δοκιμής είναι η παραγωγή ενέργειας σε 10 λεπτά διαστήματα για τις τρεις Α/Γ σε ένα συνολικό λειτουργικά χρόνο 27 ωρών. Μόνο τα χρονοδιαστήματα κατά τα οποία το απόρευμα περιβάλλει την εξεταζόμενη Α/Γ (διεύθυνση αέρα από 250-280 deg σ' αυτή τη περίπτωση) χρησιμοποιούνται. Για την 7 διαμέτρων χωροδιάταξη κατάντη, το έλλειμμα ενέργειας βρέθηκε να είναι 10,4% το οποίο είναι συμβατό με τις προβλέψεις του μοντέλου. Ο ισοδύναμος μέσος ορός του ελλείμματος ταχύτητες του ανέμου ήταν μόνο 0,3m/s πράγμα που δίνει έμφαση στις δυσκολίες μέτρησης της στιγμιαίας ισχύος και της ταχύτητας του ανέμου και τα πλεονεκτήματα μέτρησης της εξαγόμενης ενέργειας.



Σχήμα 3.19 Διαμόρφωση Mod-2 HAWT κατά τη διάρκεια επιδράσεων των απορευμάτων χρησιμοποιώντας ενεργειακή μέθοδο.

### 3.2.4 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΙΚΑ ΣΧΟΛΙΑ ΣΤΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΠΟΡΡΕΥΜΑΤΟΣ ΚΑΙ Α/Γ

Καθώς η ζήτηση για εγκαταστάσεις Α/Γ αυξάνει και η διαθεσιμότητα ευρέων τοποθεσιών με υψηλή ενέργεια ροής μειώνεται θα είναι απαραίτητο να χρησιμοποιηθούν διατάξεις μεγαλύτερης πυκνότητας στις περιοχές με υψηλό αιολικό δυναμικό καθώς και να εγκατασταθούν διατάξεις σε τοποθεσίες με χαμηλότερες ταχύτητες άνεμου. Και στις δυο περιπτώσεις μια κατανόηση των αποτελεσμάτων της διάταξης είναι κρίσιμη ώστε να μεγιστοποιηθεί η παραγωγή ενέργειας. Από το 1976 υπάρχει μια εκτεταμένη έρευνα αφιερωμένη στην πρόβλεψη των αποτελεσμάτων παρεμβολής απορρεύματος. Για ομοιόμορφες ροές που αντιστοιχούν σε επίπεδο έδαφος, η αριθμητική μοντελοποίηση έφτασε ένα επαρκές στάδιο ιδιαίτερα με τα ημί εμπειρικά μοντέλα στα οποία οι σταθερές μπορούν να ρυθμιστούν ώστε να συμβαδίσουν με τη συσσωρευμένη βάση δεδομένων. Για ανομοιόμορφες ροές παρόλα αυτά η κατάσταση είναι ακόμα σχετικά αμέτρητη. Αξιόπιστα δεδομένα αποτελέσματος (δράσης) απορρεύματος χρειάζονται ακόμα από εμπορικούς σταθμούς αιολικών πάρκων που είναι τοποθετημένα σε ανώμαλο έδαφος. Σημειώνεται ακόμα ότι η τυποποίηση της παρεμβολής χωροδιάταξης σε αυτή τη περίπτωση πρέπει να βασίζεται σε μια ακριβή τυποποίηση της ίδιας της ροής του ανέμου πάνω από ανώμαλο έδαφος. Αυτό το σημείο γενικά θεωρείται να είναι αφελώς κατανοητό. Πρέπει να έχει κάποιος ένα αποδεκτό μοντέλο ροής ανέμου χωρίς Α/Γ πριν κάποιος να μπορεί αξιόπιστα να επιβάλει τα αποτελέσματα διάταξης των γεννητριών. Απλά κατά προσέγγιση μοντέλα για παρεμβολή απορρεύματος είναι τόσο ακριβή όσο τα μοντέλα που είναι διαθέσιμα τώρα για τη ροή σε ανώμαλο έδαφος. Περαιτέρω λεπτομέρειες χρειάζονται και για τα δυο με σκοπό τη παραγωγή ενός αποδεκτού λειτουργικού μοντέλου για την μικροεγκατάσταση Α/Γ.



## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4**

### **4.1 ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ ΟΜΟΡΟΥ ΣΕ ΑΙΟΛΙΚΑ ΠΑΡΚΑ**

Το έλλειμμα της ταχύτητας που εμφανίζεται στον όμορου σε μια ανεμογεννήτρια αντιστοιχεί στην κινητική ενέργεια που απορρόφησε η μηχανή ενώ η αύξηση της τύρβης οφείλεται στην αλληλεπίδραση του δρομέα με την ροή του ανέμου.

Κατάντι μιας ανεμογεννήτριας το πεδίο ροής είναι αρκετά περίπλοκο. Η ροή του αέρα χτυπά τα πτερύγια όπου εξαιτίας του προσανατολισμού τους αναπτύσσονται αεροδυναμικά φορτία δυναμικής άνωσης και αντίστασης. Ο συνδυασμός τους δίνει μια θετική μηχανική ροή που κινεί τον άξονα της γεννήτριας με αποτέλεσμα την παραγωγή ενέργειας. Στην περιοχή αυτή σε κάθε ακτινική θέση η αξονική δύναμη που ασκείται στον δρομέα προκαλεί πτώση πίεσης που καθορίζεται από τον τοπικό συντελεστή ώσης. Αποτέλεσμα της ώσης είναι η μείωση της μέσης τιμής της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας του ανέμου. Λόγω του πεπερασμένου πλήθους των πτερύγιων η ταχύτητα στον όμορου είναι περιοδική συνάρτηση του χρόνου .

Επίσης κατάντι της ανεμογεννήτριας βρίσκεται η περιοχή του “κοντινού ομόρου”. Ο “κοντινός όμορος” χαρακτηρίζεται από την χαλάρωση των αξονικών και ακτινικών κλίσεων της πίεσης που δημιουργήθηκαν στην περιοχή του δρομέα. Στην περιοχή αυτή χαρακτηριστικές είναι οι μορφές ακτινικής διανομής της τύρβης που εμφανίζουν μέγιστες τιμές στην περιοχή του όμορου. Η εξέλιξη του κοντινού ομόρου υπακούει κυρίως σε ένα συνδυασμό επιδράσεων της ατμοσφαιρικής, της τύρβης λόγω διάτμησης στην περιφέρεια του ομόρου και της μηχανικής τύρβης λόγω περιστροφής του δρομέα.

Στο τέλος του κοντινού ομόρου έχουμε την αρχή του πλήρως ανεπτυγμένου ομόρου . Εδώ οι κλίσεις της πίεσης έχουν σχεδόν μηδενιστεί και η ανάπτυξη της ομόρου εξαρτάτε αποκλειστικά από την ανάμειξη της ατμοσφαιρικής και της τύρβης λόγω διάτμησης . Επίσης

κατάντι στην περιοχή αυτή η εξέλιξη της ομόρου επηρεάζεται μόνο από την ατμοσφαιρική τύρβη .

Το πρόβλημα αυτών των “επιδράσεων ομόρου” μπορεί να κατανοηθεί μέσω του φυσικού επιπέδου ανάλυσης και του τεχνολογικού .Από φυσική άποψη το πρόβλημα αντιστοιχεί στην δημιουργία και εξέλιξη στον χώρο ενός κυκλικού διατμητικού στρώματος που εμφανίζεται στην περιφέρεια του δίσκου περιστροφής ανεμογεννήτριας οριζοντίου άξονα λόγω αλληλεπίδρασης αυτής με το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα. Από τεχνολογική άποψη το πρόβλημα είναι ο σχεδιασμός και η ανάλυση αεροδυναμικών πάρκων.

#### 4.2 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΗΣ ΡΟΗΣ

Έχει επισημανθεί ότι για την ανάλυση της ροής μόνο οι πλεγματικές μέθοδοι επίλυσης των τυρβωδών εξισώσεων Navier - Stokes μπορούν να δώσουν αξιόπιστες λύσεις. Όμως τέτοιου είδους προσεγγίσεις δεν μπορούν να συμπεριλάβουν την ροή γύρω από τα πτερύγια. Έτσι για την ανάλυση της ροής αναπτύχθηκε αρχικά ένα απλοποιημένο πρότυπο. Το πρότυπο ανήκει στην κατηγορία των κινηματικών προτύπων και στηρίζεται στην θεωρία ανάμειξης τυρβωδών δεσμών. Σε σχέση με τα υπάρχοντα κινηματικά πρότυπα παρουσιάζει ομοιότητες που περιορίζονται στην βασική θεωρία του Abramovich (1963). Ωστόσο εισάγει τις παρακάτω καινοτομίες:

- Είναι εμπλουτισμένο με εκφράσεις ώστε να δίνει τα χαρακτηριστικά τύρβης στον ομόρου.
- Έχουν εισαχθεί τεχνικές προσομοίωσης της επίδρασης του εδάφους .
- Λαμβάνει υπόψη την επίδραση της ανομοιομορφίας του πεδίου ταχύτητας του ανέμου που σχετίζεται με ανώμαλη τοπογραφία.

Για την λεπτομερή περιγραφή του ομόρου, την κατανόηση των μηχανισμών και τον καθορισμό των συνθηκών συναρμογής με την

περιοχή του πλήρους εξελιγμένου ομόρου χρησιμοποιείται η μέθοδος SIMPLE πεπερασμένων όγκων στην ελλειπτική της μορφή.

Κώδικες αυτού του τύπου μπορούν να υπολογίσουν μόνιμες, διδιάστατες ( επίπεδες ή αξονομετρικές ) τυρβώδης ροές με συστροφή, να επιλύσουν την εξίσωση της συνέχειας και ορμής μαζί με τις εξισώσεις μεταφοράς των μεγεθών  $\kappa$  ,  $\varepsilon$  . Οι σταθερές του προτύπου επιλέχθηκαν σε συμφωνία αφενός με υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για ατμοσφαιρικές ροές και αφετέρου με τις βασικές υποθέσεις του προτύπου τύρβης  $\kappa - \varepsilon$  . Πιο συγκεκριμένα:

$$C_\mu = 0,033, C_{\varepsilon_1} = 1,21, C_{\varepsilon_2} = 1,92, \sigma_\kappa = 1, \sigma_\varepsilon = 1,3 \text{ και } C_{\varepsilon_1} = C_{\varepsilon_2} - \frac{\kappa^2}{\sigma_\varepsilon \sqrt{C_\mu}} \text{ όπ}$$

ου  $\kappa$  η σταθερά του Von Karman ( $\approx 0,4$ ) και  $1,8 < C_{\varepsilon_2} < 2$  .

#### 4.3 ΕΞΙΣΩΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Υποτίθεται μόνιμη αξονοσυμμετρική τυρβώδης ροή ασυμπίεστου ρευστού . Οι εξισώσεις που είναι εκφρασμένες στο κυλινδρικά σύστημα συντεταγμένων  $(x, r, \varphi)$  είναι :

- εξίσωση της συνέχειας: 
$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0 \quad (4.1)$$

- εξισώσεις ορμής: 
$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v U V) = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u}^2) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{u} v) - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 U \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U V) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V^2) = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{u} v) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{v}^2) - \frac{\partial p}{\partial r} + \rho \frac{\bar{w}^2}{r} + \rho \frac{W^2}{r} + \mu(\nabla^2 V - \frac{V}{r^2}) \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho UW) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho VW) = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho \overline{wv}) - \frac{\partial}{\partial r}(\rho \overline{wv}) - \rho \frac{WV}{r} - 2\rho \frac{\overline{wv}}{r} + \mu(\nabla^2 W - \frac{W}{r^2})$$

(4.4)

όπου  $\rho$  = πυκνότητα ρευστού

$\mu$  = μοριακή συνεκτικότητα του ρευστού

$U, V, W$  = μέσες τιμές των συνιστωσών της ταχύτητας κατά την αξονική ακτινική και περιφερειακή κατεύθυνση αντίστοιχα

$u, v, w$  = οι διαταραχές των  $U, V, W$

$p$  =  $\eta$  μέση πίεση

Οι όροι της μορφής  $\overline{u_i u_j}$  αναπαριστούν τις τυρβώδεις τάσεις ή τις τάσεις Reynolds . Οι όροι αυτοί προσομοιώνονται με την βοήθεια του προτύπου τύρβης δύο εξισώσεων  $K - \epsilon$  . Το πρότυπο  $K - \epsilon$  προσδιορίζει τις τάσεις Reynolds και έχουμε :

$$\rho \overline{uv} = -\mu_t \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \quad \rho \overline{v^2} = \frac{2}{3} \rho \kappa - 2\mu_t \frac{\partial U}{\partial x} \quad (4.5)$$

$$\rho \overline{v^2} = \frac{2}{3} \rho \kappa - 2\mu_t \frac{\partial V}{\partial r}, \quad \rho \overline{vw} = -\mu_t r \frac{\partial (W/r)}{\partial r} \quad (4.6)$$

$$\rho \overline{wv} = -\mu_t \frac{\partial W}{\partial x}, \quad \rho \overline{w^2} = \frac{2}{3} \rho \kappa - 2\mu_t \frac{V}{r} \quad (4.7)$$

Το  $\mu_t$  = τυρβώδης συνεκτικότητα ,  $\mu_t = C_\mu \kappa^2 / \epsilon$  όπου

$\kappa = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$ : η κινητική ενέργεια της τύρβης ,  $\epsilon$  = ο ρυθμός καταστροφής της .

Η ενεργός συνεκτικότητα  $\mu_{eff}$  είναι το άθροισμα της τυρβώδους και της μοριακής συνεκτικότητας δηλαδή  $\mu_{eff} = \mu_t + \mu$  όπου υποτίθεται σταθερό .

Οι εξισώσεις μεταφοράς και διάχυσης για τις μεταβλητές  $\kappa$ ,  $\varepsilon$  είναι:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \kappa) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho U \kappa) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_{\kappa}} \frac{\partial \kappa}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_{\kappa}} \frac{\partial \kappa}{\partial r} \right) + P - \rho \varepsilon \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \varepsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho V \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{\varepsilon}{\kappa} (C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (4.9)$$

όπου  $P$  είναι ο ρυθμός παραγωγής της κινητικής ενέργειας της τύρβης που δίνεται άπω την σχέση :

$$P = \mu_{\text{eff}} \left[ 2 \left( \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{V}{r} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left( r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{W}{r} \right) \right)^2 \right] \quad (4.10)$$

Για το εξεταζόμενο πρόβλημα χρησιμοποιούνται οι παρακάτω οριακές συνθήκες:

- Συνθήκες εισόδου: Στην είσοδο σε όλες τις μεταβλητές του προβλήματος  $U$ ,  $V$ ,  $W$ ,  $\kappa$ ,  $\varepsilon$  δίνονται συγκεκριμένες τιμές. Θεωρώντας ότι οι υπολογισμοί αρχίζουν από κάποιο επίπεδο αμέσως κατάντι του δίσκου διακρίνουμε δυο περιπτώσεις: α) αν δεν είναι γνωστές οι διανομές μεγεθών στην είσοδο: υποτίθεται βηματική διανομή για την αξονική συνιστώσα της ταχύτητας, η ακτινική  $V$  και η περιφερειακή  $W$  συνιστώσα της ταχύτητας αγνοούνται, υποτίθεται βηματική διανομή για την κινητική ενέργεια της τύρβης  $\kappa$  και τον ρυθμό καταστροφής της  $\varepsilon$ , και υποτίθεται ότι η ανισοτροπία της τύρβης στον ομόρου είναι παρόμοια με αυτή της περιβάλλουσας ατμοσφαιρικής ροής, β) οι τιμές των μεγεθών δίνονται από τους υπολογισμούς στην περιοχή του δρομέα με την εφαρμογή του αριθμητικού προτύπου GENUVP. Στην περίπτωση αυτή είναι γνωστό το πεδίο ταχύτητας  $U, V, W$  στην είσοδο του υπολογιστικού χωρίου.
- Συνθήκες εξόδου: Στην έξοδο όλες οι μεταβλητές του προβλήματος έχουν μηδενική κλίση κατά την κατεύθυνση της ροής  $\partial j / \partial x = 0$ . Η μόνη εξαίρεση είναι για την αξονική ταχύτητα  $u$ .

- Συνθήκες στον άξονα συμμετρίας: Τίθεται μηδενική κάθετη παράγωγος  $\partial j / \partial r = 0$  για όλες τις μεταβλητές του προβλήματος εκτός της ακτινικής  $V$  και τη περιφερειακής  $W$  στις οποίες δίνεται η τιμή μηδέν σε όλο το μήκος του άξονα συμμετρίας.
- Συνθήκες στο βόρειο σύνορο: Εδώ δίνεται μηδενική κλίση για όλες τις μεταβλητές του προβλήματος κατά την κάθετη στο σύνορο κατεύθυνση  $\partial j / \partial r = 0$ .

#### 4.4 ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΣ SIMPLE

Ο αλγόριθμος SIMPLE αναπτύχθηκε για τον υπολογισμό του πεδίου ροής. Τα βήματα που ακολουθούνται κατά την εκτέλεση του είναι :

1. Εκτιμάτε το πεδίο πίεσης  $p^*$ .

2. Λύνονται οι εξισώσεις ορμής:

$$\alpha_w U_w^* = \sum \alpha_{nb} U_{nb}^* + b + (P_w - P_p) A_w$$

$$\alpha_s U_s^* = \sum \alpha_{nb} V_{nb}^* + b + (P_s - P_p) A_s$$

$$\alpha_p W_p^* = \sum \alpha_{nb} W_{nb}^* + b \quad \text{οπότε λαμβανονται τα μεγεθη } U^*, V^*, W^*$$

3. Λύνεται η εξίσωση :

$$\alpha_p P'_p = \alpha_\varepsilon P'_\varepsilon + \alpha_w P'_w + \alpha_N P'_N + \alpha_s P'_s + b \text{ για το } P'.$$

4. Υπολογίζεται το  $P$  απο την εξίσωση  $P = P^* + P'$ .

5. Υπολογίζονται τα  $U, V$  απο τα  $U^*, V^*$  απο τις εξισώσεις  $U = U^* + U'$  και  $V = V^* + V'$ .

6. Λύνεται η διακριτοποιημένη εξίσωση για τα μεγέθη  $W, \kappa, \varepsilon$ .

7. Χρησιμοποιείτε η διορθωμένη πίεση  $P$  για το νέο υποθετικό πεδίο  $P^*$ , επιστρέφουμε στο βήμα 2 και όλη η διαδικασία επαναλαμβάνεται έως

όπου επιτευχθεί σύγκλιση (  $P' = 0$  ) . Οι εξισώσεις που αναφέρθηκαν είναι οι διακριτοποιημένες εξισώσεις των παραπάνω εξισώσεων.

#### 4.5 ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΠΛΗΡΟΥΣ ΑΝΕΠΤΥΓΜΕΝΟΥ ΟΜΟΡΟΥ

Η περιοχή του πλήρως ανεπτυγμένου ομόρου είναι αυτή που ενδιαφέρει για την ανάλυση των αιολικών πάρκων. Αυτό που θέλουμε να επιτύχουμε είναι η διατύπωση ενός απλοποιημένου πρότυπου ομόρου που να προλέγει ικανοποιητικά τα χαρακτηριστικά της ροής ( ταχύτητα και ένταση τύρβης ) τουλάχιστον στην περιοχή του πλήρως ανεπτυγμένου ομόρου . Για το σκοπό αυτό προσφέρονται οι ασύμπτωτες μεθοδολογίες . Ειδικότερα λόγω της ύπαρξης ασθενούς συστροφής του ρευστού αμέσως κατάντι της πτερωτής , οι προσεγγίσεις θα αναζητηθούν στην περιοχή των ασυμπτωτικών μεθοδολογιών για ροές δέσμης ( jet flows) με συστροφή.

Βασική υπόθεση των ασυμπτωτικών προτύπων είναι η ομοιότητα που παρουσιάζουν οι διανομές ταχύτητας στο μακρινό πεδίο ροής της δέσμης υπό την προϋπόθεση εύρεσης μιας κατάλληλης παραμέτρου ομοιότητας η οποία συνδέει την αξονική με την ακτινική ανεξάρτητη μεταβλητή . Η επίδραση του εδάφους και οι επιδράσεις τοπογραφίας προσομοιώνονται εκ των υστέρων .

Υποθέτοντας ομοιότητα επιτυγχάνεται διαχωρισμός μεταβλητών τόσο για την αξονική όσο και για την περιφερειακή συνιστώσα της ταχύτητας μετατρέποντας έτσι το πρόβλημα από αξονομετρικό σε μονοδιάστατο. Η επίλυση του οδηγεί στον υπολογισμό της μεταβολής είτε κατά την αξονική είτε κατά την ακτινική κατεύθυνση των συνιστωσών της ταχύτητας.

Θα θεωρήσουμε γνωστές τις διανομές συνάρτησης της παραμέτρου ομοιότητας ενώ για την επίλυση του προβλήματος απαιτείτε το πεδίο ταχύτητας στην είσοδο του μακρινού πεδίου ροής.

Διατύπωση του πλήρως ανεπτυγμένου ομόρου Α / Γ

Έστω  $U_a + U(x,r)$  και  $W(x,r)$  οι διανομές τις αξονικής και περιφερειακής ταχύτητας αντίστοιχα όπου  $U_a$  η αδιατάραχτη ταχύτητα του ανέμου. Σύμφωνα με την υπόθεση της ομοιότητας οι διανομές  $U(x,r)$  και  $W(x,r)$  μπορούν να γραφτούν ως εξής:  
 $U(x,r) = v_m(x) \cdot f(\xi_\mu)$  (I)  $W(x,r) = w_m(x) \cdot g(\xi_w)$  (II) όπου  $\xi_\mu$  και  $\xi_w$  παράμετροι ομοιότητας που σχετίζουν τις ανεξάρτητες μεταβλητές  $x$  και  $r$ . Το  $v_m$  είναι το έλλειμμα της αξονικής ταχύτητας στην κεντρική γραμμή της ομόρου ενώ το  $w_m$  η μέγιστη κότα την ακτίνα περιφερειακή συνιστώσα της ταχύτητας. Υποτίθεται ότι οι παράμετροι ομοιότητας είναι της μορφής  $\xi_\mu = v / x^{m_u}$ ,  $\xi_w = v / x^{m_w}$  για τις διανομές της αξονικής και περιφερειακής ταχύτητας.

Οι εξισώσεις κίνησης εκφρασμένες σε κυλινδρικό σύστημα ( $x, r, \varphi$ ) είναι:

$$\text{Εξίσωση συνέχειας: } \frac{\partial}{\partial x}(rU) + \frac{\partial}{\partial r}(rV) = 0 \quad (4.1)$$

$$\text{Εξίσωση ορμής: } (U_a + U) \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\rho \partial x} - \frac{\partial}{\partial r} \overline{uv} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{v^2} - \frac{\overline{v^2}}{r} + v \nabla^2 U$$

(4.2)

$$(U_a + U) \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} = -\frac{\partial p}{\rho r \partial r} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{v\overline{v}} - \frac{\partial}{\partial r} \overline{v^2} - \frac{\overline{v^2}}{r} + \frac{\overline{w^2}}{r} + v(\nabla^2 U - \frac{V}{r^2})$$

(4.3)

$$(U_a + U) \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial r} - \frac{WV}{r} = -\frac{\partial}{\partial r} \overline{v\overline{w}} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{v\overline{w}} - 2 \frac{\overline{v\overline{w}}}{r} + v(\nabla^2 W - \frac{W}{r^2}) \quad (4.4)$$

Αν υποθέσουμε ότι οι όροι διάχυσης λόγω μοριακής συνεκτικότητας μπορούν να αγνοηθούν, ότι για μέση και έντονη συστροφή οι δύο πρώτοι όροι της εξίσωσης (3),  $(U_a + U) \frac{\partial V}{\partial x}$  και  $V \frac{\partial V}{\partial r}$

μπορούν να αγνοηθούν συγκρινόμενοι με τον όρο  $\frac{W^2}{r}$ . Από την άλλη

πλευρά για ασθενή συστροφή όλοι οι όροι μεταφορές της εξίσωσης (3)



είναι της ίδιας τάξης μεγέθους. Ωστόσο μπορούν να αγνοηθούν συγκρινόμενη με τον όρο πίεση  $\frac{\partial p}{\rho r \theta r}$ . Επίσης στην εξίσωση (3) ο όρος

$\frac{\partial}{\partial x} \overline{uv}$  είναι μικρότερης τάξης μεγέθους από τους υπόλοιπους τυρβώδεις

όρους. Σύμφωνα με αυτές τις υποθέσεις και τις οριακές συνθήκες:

$$r = 0 : V = W = \partial r(\overline{uv}) = 0$$

$$r \rightarrow \infty : U = W = (\overline{uv}) = (\overline{vw}) = \partial r U = \partial r W = \partial r(\overline{uv}) = \partial r(\overline{vw}) = 0$$

η εξίσωση (2) μας δίνει:

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty r[(P - P_\alpha) + \rho(2U_\alpha U + U^2 + \overline{v^2})]dr + \lim_{x \rightarrow \alpha} (rVU_\alpha) = 0 \quad (4.11)$$

και οι εξισώσεις (3), (4) μας δίνουν :

$$\int_0^\infty r[(P - P_\alpha)]dr = -\rho \int_0^\infty \frac{W^2 + \overline{w^2} + \overline{v^2}}{2} r dr \quad (4.12)$$

Υποθέτοντας ότι  $\overline{v^2} - \frac{(\overline{w^2} + \overline{v^2})}{2} \ll v^2$  και  $\overline{uv} \ll uv$  από τις εξισώσεις

(4.11), (4.12) έχω:

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty r(U_\alpha U + U^2 + W^2/2) dr = 0 \quad (4.13)$$

Ολοκληρώνοντας την (u) και χρησιμοποιώντας την εξίσωση της συνέχειας και τις κατάλληλες οριακές συνθήκες έχω :

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty r^2 (U_\alpha + U)W dr = 0 \quad (4.14)$$

Από (I), (II), (4.13), (4.14) έχω :

$$\frac{d}{dx} [x^{2m_u} (U_{\alpha m} R_1 + v_m^2 R_2) - x^{2m_u} \frac{W_m}{2} R_3] = 0 \quad (4.15)$$

$$\frac{d}{dx} [x^{3m_u} U_\alpha W_m R_v + x^{3m_u} U_m W_m R_s(x)] = 0 \quad (4.16)$$

$$\text{όπου } R_1 = \int_0^\infty f(\xi_v) \xi_v d\xi_v, \quad R_2 = \int_0^\infty f^2(\xi_v) \xi_v d\xi_v$$

$$R_3 = \int_0^\infty g^2(\xi_w) \xi_w d\xi_w, \quad R_4 = \int_0^\infty g(\xi_w) \xi_w^2 d\xi_w$$

$$R_5(x) = \int_0^\infty f(\xi_u) g(x^{m_u - m_w} \xi_u) \xi_u^2 d\xi_u$$

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Μίχου ΑΓ.Φ., 1985, Συμβολή στην Ααεροδυναμική Μελέτη του Ανεμοκινητήρα Κατακόρυφου Άξονα Τύπου Darrieus
2. Μπεργελές Γ., Καθηγητής ΕΜΠ, Ανεμοκινητήρες
3. Gourieres D.Le. 1980, Wind Energy
4. Braasch R.H. , Kadlec E.G. , 1983 ,Vertical Axis Wind Turbine Research and Development,
5. Brulle R. , Ganoylis J., 1982, flow Visualisation Around a Blade of a Darrieus Wind turbine.
6. Glauert H., 1959, The Elements of Airfoil and Airscrew Theory.
7. Loth J.L., 1983, Optimazation of Darrius Turbines with an Upwind and Downwind Momentum Model.