ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΚΑΙ ΑΕΡΟΝΑΥΠΗΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΘΕΡΜΟΚΙΝΗΤΗΡΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Μελέτη των συνθηκών ψύξης πτερυγίων στροβίλου μέσω έγχυσης ψυχρού αέρα στην ζώνη ανακυκλοφορίας της πεταλοειδούς δίνης στην κόγχη σύνδεσης του πτερυγίου με τα πλαϊνά τοιχώματα του στροβίλου

**FILM COOLING EFFECTIVENESS IN THE BLADE-ENDWALL
JUNCTION CORNER WITH INJECTION ASSISTED BY THE
RECIRCULATING VORTEX FLOW**

Κύπρος Μηλιδόνης

ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΟΣ ΚΑΙ ΑΕΡΟΝΑΥΠΗΓΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΟΣ

ΡΙΟΝ / ΠΑΤΡΑ, ΝΟΕΜΒΡΙΟΣ 2014

Μελέτη των συνθηκών ψύξης πτερυγίων Στροβίλου μέσω έγχυσης ψυχρού αέρα στην ζώνη ανακυκλοφορίας της πεταλοειδούς δίνης στην κόγχη σύνδεσης του πτερυγίου με τα πλαϊνά τοιχώματα του Στροβίλου

FILM COOLING EFFECTIVENESS IN THE BLADE-ENDWALL JUNCTION CORNER WITH INJECTION ASSISTED BY THE RECIRCULATING VORTEX FLOW

Από τον

Κύπρο Μηλιδόνη

Πανεπιστήμιο Πατρών

Διδακτορική Διατριβή

Εργαστήριο Θερμοκινητήρων

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών

Νοέμβριος 2014

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

1. Αναπληρωτής Καθηγητής Δήμος Π. Γεωργίου, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, Επιβλέπων Καθηγητής
2. Αναπληρωτής Καθηγητής Κούτμος Παναγιώτης, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών.
3. Καθηγητής Σταματέλλος Αναστάσιος, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας.

ΛΟΙΠΑ ΜΕΛΗ ΕΠΤΑΜΕΛΟΥΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗΣ

4. Καθηγητής Καλλιντέρης Ιωάννης, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών.
5. Αναπληρωτής Καθηγητής Θράσος Πανίδης, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών.
6. Αναπληρωτής Καθηγητής Σιακαβέλλας Νικόλαος, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών
7. Καθηγητής Γιαννάκογλου Κυριάκος, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο.

ΗΜΕΡΟΜΗΝΙΑ ΕΓΚΡΙΣΗΣ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

21 Νοεμβρίου 2014

Ετους γονείς μου,
Φρίξο και Παναγιώτα

Η εξέλιξη μέσω του μοντέρνου
επιστημονικού ανδρώδους έχει διεύθυνση.
Οδηγεί προς την μετμορφώση της
ενέργειας του ρέει από μια αστρική ιαγή
στον ουράνιο νεροχύτη. Αν κάποτε ο
άνδρωδος αγγίζει αυτό το μέγεθος θα έχει
καταστραφεί το εύριαν γιατί θα έχει χαθεί
η νοημοσύνη.

"Ελευθέριος Ν. Γεωργίου"

"Μελέτη των συνθηκών ψύξης πτερυγίων στροβίλου μέσω έγχυσης ψυχρού αέρα στην ζώνη ανακυκλοφορίας της πεταλοειδούς δίνης στην κόγχη σύνδεσης του πτερυγίου με τα πλαϊνά τοιχώματα του στροβίλου "

από τον Κύπρο Φ. Μηλιδόνη

Περίληψη - Summary

Η θερμοδυναμική ανάλυση του κύκλου Brayton υποδεικνύει ότι η θερμική απόδοση και το ειδικό έργο εξόδου ενός αεριοστροβίλου μπορούν να βελτιωθούν με την αύξηση της θερμοκρασίας εισόδου των αερίων της καύσης στον στροβίλο. Επιπλέον, οι αυξημένες θερμοκρασίες εισόδου στον στροβίλο συνοδεύονται και από μείωση της κατανάλωσης καυσίμου, ενώ σε αεροπορικές εφαρμογές οι υψηλότερες θερμοκρασίες έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της ώσης του κινητήρα. Δυστυχώς όμως, οι υψηλές αυτές θερμοκρασίες θέτουν σε κίνδυνο την ακεραιότητα των εξαρτημάτων του στροβίλου υψηλής πίεσης και ειδικότερα τα πτερύγια (blades) του στροβίλου και το δάπεδο (endwall) στο οποίο τα πτερύγια αυτά είναι προσκολλημένα. Στους μοντέρνους κινητήρες, η θερμοκρασία εισόδου στον στροβίλο μπορεί να φτάνει και στα επίπεδα των 1900K, θερμοκρασία η οποία υπερβαίνει το σημείο τήξης των υλικών από τα οποία είναι κατασκευασμένα τα εξαρτήματα του στροβίλου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τα εξαρτήματα του στροβίλου να λειτουργούν σε πολύ σκληρότερο περιβάλλον απ' ότι στο παρελθόν. Η διατήρηση επαρκούς διάρκειας ζωής στις υψηλές αυτές θερμοκρασίες απαιτεί την ανάπτυξη νέων υλικών κατασκευής και αποτελεσματικών μεθόδων ψύξης για τα εξαρτήματα του στροβίλου.

Για την αντιμετώπιση και την αποφυγή της αστοχίας των πτερυγίων (blades) και των δάπεδων (endwall) των πτερυγικών διακένων στους στροβίλους, η μέθοδος του "film cooling" έχει ενσωματωθεί στον σχεδιασμό τους. Κατά την διεργασία της ψύξης των εξαρτημάτων με την μέθοδο αυτή, ψυχρός αέρας αφαιμάσσεται από το στάδιο του συμπίεστη, διοχετεύεται μέσω εσωτερικών θαλάμων του κινητήρα στα εξαρτήματα του στροβίλου και εγχέεται μέσω διακριτών οπών στα τοιχώματα των πτερυγίων και των δαπεδικών τοιχωμάτων. Μετά την έξοδο του από τις οπές, ο ψυκτικός αέρας σχηματίζει ένα λεπτό, προστατευτικό στρώμα-φιλμ μεταξύ των θερμών αερίων της καύσης και της μεταλλικής επιφάνειας των εξαρτημάτων.

Μια εκ των κρίσιμων περιοχών οι οποίες υποβάλλονται σε αυξημένους ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας είναι και η περιοχή γύρω από την περιφέρεια σύνδεσης των πτερυγίων (blades) με τα δάπεδα (endwalls) του στροβίλου. Η περιοχή αυτή κυριαρχείται από την παρουσία ισχυρών τρισδιάστατων δευτερογενών ροών (γνωστές και ως junction flows) οι οποίες προκαλούν αύξηση των τοπικών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας στην περιοχή της τάξης του 350%. Επιπλέον, οι ροές αυτές, εμποδίζουν

την διείσδυση ψυκτικού ρευστού στην προβληματική περιοχή εκτοπίζοντας το μακριά από την επιφάνεια του δαπέδου πριν αυτό προλάβει να παράσχει ικανοποιητική ψύξη.

Αντικείμενο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, είναι η μελέτη, ανάπτυξη και δοκιμή (τόσο πειραματικά όσο και υπολογιστικά) μιας πρωτότυπης γεωμετρίας ψύξης (με την μέθοδο του film cooling), για την αποτελεσματική αντιμετώπιση του προβλήματος της υπερθέρμανσης της περιοχής σύνδεσης του περυγίου – δαπέδου κυρίως γύρω από το επίπεδο του χείλους προσβολής. Το κύριο χαρακτηριστικό της πρωτότυπης μεθόδου έγχυσης είναι ότι το ψυκτικό εκχέεται κατά τέτοιο τρόπο έτσι ώστε οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού να υποβοηθούνται από την περιστροφική κίνηση των τοπικών τρισδιάστατων ροών.

Η πολυπλοκότητα του προβλήματος ψύξης της συγκεκριμένης περιοχής προκύπτει από δύο στοιχεία. Πρώτον, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, η ροή στην περιοχή σύνδεσης κοντά στο τοίχωμα χαρακτηρίζεται από πολύπλοκη τρισδιάστατη δομή. Δεύτερον, το πρόβλημα χαρακτηρίζεται από τρεις θερμοκρασίες: την θερμοκρασία της κύριας ροής, την θερμοκρασία του τοιχώματος και την θερμοκρασία του ψυκτικού αέρα. Για την πλήρη διερεύνηση των χαρακτηριστικών της προτεινόμενης μεθόδου ψύξης η εργασία περιλαμβάνει τόσο πειραματικό όσο και υπολογιστικό σκέλος:

Υπολογιστικό Σκέλος (Computational part):

Ο επιτυχής σχεδιασμός μιας πιθανής γεωμετρίας ψύξης για την συγκεκριμένη περιοχή του δαπέδου (endwall) απαιτεί την γνώση και κατανόηση της τοπικής ροής μέσα στην οποία το τζετ του ψυκτικού πρόκειται να εισέλθει. Επιπλέον, είναι σημαντική η κατανόηση της αλληλεπίδρασης που αναμένεται μεταξύ του ψυκτικού αέρα με την τοπική τρισδιάστατη ροή. Για τον σκοπό αυτό, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (Computational Fluid Dynamics) για την πρόβλεψη του σχετικού τρισδιάστατου βασικού πεδίου ροής στην περιοχή σύνδεσης του περυγίου (blade) - δαπέδου (endwall). Έγιναν προσομοιώσεις τόσο για την βασική γεωμετρία απουσία έγχυσης (οι οποίες χρησιμοποιήθηκαν ως πεδίο αναφοράς) όσο και προσομοιώσεις παρουσία της πρωτότυπης έγχυσης οι οποίες αφορούσαν την επίδραση διαφόρων παραμέτρων στην αποτελεσματικότητα της ψύξης της προβληματικής περιοχής. Στις προσομοιώσεις υιοθετήθηκε η εξής θερμοκρασιακή κατανομή: Θερμό δάπεδο (endwall) - Θερμότερη κύρια ροή (mainstream) - Ψυχρός αέρας έγχυσης, η οποία είναι και αντίστοιχη με αυτήν που εμφανίζεται σε πραγματικές εφαρμογές. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων βοήθησαν στην κατανόηση του ροϊκού πεδίου στην περιοχή σύνδεσης τόσο ποιοτικά όσο και ποσοτικά σε ότι αφορά τα σχετικά μεγέθη των ροϊκών δομών και των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών της περιοχής. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα τον αποτελεσματικό σχεδιασμό της πρωτότυπης γεωμετρίας έγχυσης. Επιπλέον, οι υπολογιστικές προβλέψεις ήταν πολύ βοηθητικές προς την κατεύθυνση κατανόησης και ερμηνείας των πειραματικών αποτελεσμάτων, αφού παρείχαν την δυνατότητα

συσχέτισης της προκύπτουσας κατανομής της θερμοκρασίας στο δάπεδο (endwall) με τις τοπικές τρισδιάστατες ροές.

Πειραματικό Σκέλος (Experimental part):

Για την πειραματική διερεύνηση της αποτελεσματικότητας της προτεινόμενης μεθόδου ψύξης, χρησιμοποιήθηκε μια νέα τεχνική η οποία αναπτύχθηκε ως μέρος της παρούσας εργασίας, υιοθετώντας θερμοκρασιακή κατανομή αντίστροφη από αυτήν που χρησιμοποιήθηκε για τις υπολογιστικές προβλέψεις, π.χ. Ψυχρή κύρια ροή (mainstream) - Θερμό πλαϊνό τοίχωμα (endwall) - Θερμότερος αέρας έγχυσης. Χρησιμοποιώντας την μέθοδο αυτή και με την χρήση υπέρυθρης θερμογραφίας (infrared thermography), ποσοτικοποιείται η αποτελεσματικότητα στην ψύξη του πλαϊνού τοιχώματος και προσδιορίζεται η περιοχή στην οποία η ψύξη είναι αποτελεσματική.

Επιπλέον της ποιοτικής και ποσοτικής αποτίμησης της αποτελεσματικότητας της ψύξης, ήταν αναγκαίες αεροδυναμικές μετρήσεις για τον καθορισμό του αεροδυναμικού κόστους της προτεινόμενης μεθόδου ψύξης. Οι μετρήσεις αυτές, δίνουν μια ένδειξη του κατά πόσον η μέθοδος επηρεάζει την μεγέθυνση και ένταση των δευτερογενών ροών (π.χ. δίνη διακένου (passage vortex)) στην περιοχή κατάντη της ζώνης αλληλεπίδρασης του ψυκτικού τζετ με την τοπική τρισδιάστατη ροή.

"FILM COOLING EFFECTIVENESS IN THE BLADE-ENDWALL JUNCTION CORNER WITH INJECTION ASSISTED BY THE RECIRCULATING VORTEX FLOW"

by Kypros F. Milidonis

Summary

The thermodynamic analysis of the Brayton cycle designates that the thermal efficiency and the specific work output of a Gas Turbine can be improved by increasing the Turbine Inlet Temperatures. Furthermore, increment of the turbine inlet temperatures also results into lower fuel consumption rates, while, if the gas turbine is meant for propulsion purposes, increment of the turbine inlet temperatures also results into increased engine thrust. Unfortunately, these high gas temperatures jeopardize the integrity of the high pressure turbine components and more particular, the turbine blades and the endwall on which the blades are attached. In modern turbines, the turbine inlet temperature may reach the level of 1900K, exceeding by far the melting temperature of the metal walls. As a result, the turbine components operate at much harsher environments than in the past. Maintaining adequate life in these high temperatures requires the development of new materials and manufacturing processes, as well as efficient cooling methods for the components of the turbine.

In order to address and avoid the failure of the blades and endwall of a turbine cascade, the method of "film cooling" has been incorporated as part of the components design process. In the latter method, air is bled from the compressor stage, passed through internal chambers of the engine to the turbine components and is injected through discrete holes in the walls of the blades and the endwall, forming a thin protective layer film between the hot combustion gases and the metal surfaces of the parts.

A critical region that is subjected into increased thermal stresses is the area around the leading edge - endwall juncture, which is inherently dominated by the presence of strong three dimensional secondary flows (also known as juncture flows) responsible for the increment of the local heat transfer rates to the order of 350%. Moreover, these flows, prevent the penetration of the fluid in the problematic area, displacing the coolant mass flux away from the surface of the endwall before providing adequate cooling.

The subject of the current thesis, is the design, development and testing (both experimental and computational) of a prototype cooling scheme (with the method of film cooling), in order to effectively address the endwall overheating problem around the leading edge - endwall juncture, especially around the stagnation plane area. The main feature of the novel injection method is that the coolant air is ejected in such a way that the cooling effectiveness in the area is assisted by the rotational sense of local three-dimensional flows.

The complexity of film cooling for the problematic area arises from two facts. Firstly, as mentioned previously the flow around the leading edge junction is characterized by complex three dimensional flows. Secondly, the problem is characterized by three temperatures: the temperature of the main flow, the endwall temperature and the temperature of the coolant air. In order to fully investigate the features and characteristics of the proposed cooling method, the work of the current thesis includes both, an experimental and a computational part:

Computational part:

The successful design of a possible cooling scheme for the particular region of the endwall requires the knowledge and understanding of local flow in which the coolant jet is to be entrained. Furthermore, it is important to understand the expected interaction between the coolant air and the local three-dimensional flow. For this purpose, the method of Computational Fluid Dynamics was employed for predicting the relevant three-dimensional flow field around the blade-endwall junction area. Simulations were made for both, the basic geometry in the absence of any coolant injection (which were used as a reference point) and simulations during the employment of the proposed coolant injection method which concerned the effect of various parameters on the cooling efficiency of the problematic area. For the simulations, the following temperature step was adopted: Warm endwall - Warmer main flow (mainstream) - Cold air injection, which is similar to that seen in real applications. The CFD predictions were very helpful towards understanding the relevant flow field in the junction area, both qualitatively and quantitatively in terms of the relative magnitudes of the flow structures and the aerodynamic characteristics of the flow in the region.

Experimental part:

For the experimental investigation regarding the effectiveness of the proposed cooling method, a new experimental technique was employed which was developed as part of the current thesis. In the latter technique, a reversed temperature step is adopted (when compared to the relevant temperature step adopted for the numerical simulations), e.g. Cold main flow (mainstream) - Warm endwall - Warmer air injection. Along with the use of infrared thermography, the endwall film cooling effectiveness is quantified and the region that the injection is effective is determined.

In addition to the qualitative and quantitative evaluation of the cooling effectiveness, extensive aerodynamic measurements were necessary in order to evaluate the aerodynamic costs of the proposed cooling method. These measurements provide an indication of whether the cooling process affects the growth and intensity of secondary flows (e.g. passage vortex) in the region downstream of the coolant jet-local three-dimensional flow interaction.

Πρόλογος (Preface)

Η παρούσα διατριβή είναι το αποτέλεσμα προσωπικής εργασίας η οποία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Θερμοκινητήρων του Τμήματος Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών. Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους έχουν συνεισφέρει στην επιτυχή ολοκλήρωση της παρούσας εργασίας, με ενέπνευσαν και με υποστήριξαν κατά την διάρκεια της εκπόνησης της Διδακτορικής μου διατριβής.

Πρωτίστως θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή μου κ. Δήμο Π. Γεωργίου υπό την επίβλεψη του οποίου πραγματοποιήθηκε η παρούσα εργασία, τον οποίο ευχαριστώ θερμά για την πολύτιμη καθοδήγησή του· καθοδήγηση που με δίδαξε πολλά για την επιστημονική προσέγγιση του χάους και της αβεβαιότητας που κρύβεται πίσω από κάθε παρατήρηση.

Εκτός του επιβλέποντα καθηγητή μου, θα ήθελα να ευχαριστήσω τα υπόλοιπα μέλη της Τριμελούς Συμβουλευτικής μου Επιτροπής, η οποία αποτελείτο από τον Αν. Καθηγητή Κούτμο Παναγιώτη και τον Καθηγητή Σταματέλλο Αναστάσιο για τις χρήσιμες συμβουλές και επισημάνσεις τους προς την αναβάθμιση της παρούσας εργασίας. Στην Επταμελή Επιτροπή συμμετείχαν εκτός από τα τρία συμβουλευτικά μέλη, ο Αν. Καθηγητής Σιακαβέλλας Νικόλαος, ο Καθηγητής Καλλιντέρης Ιωάννης, ο Αν. Καθηγητής Πανίδης Θρασύβουλος και ο Καθηγητής Γιαννάκογλου Κυριάκος, τους οποίους ευχαριστώ θερμά για τις χρήσιμες υποδείξεις και τις ουσιαστικές παρατηρήσεις τους.

Εκφράζω επίσης τις θερμές μου ευχαριστίες στον δάσκαλό μου Ελευθέριο Γεωργίου γιατί με την ευβουλία του, μου έμαθε πως να βρίσκω κουράγιο στις δύσκολες στιγμές μου.

Τέλος, θα ήθελα να εκφράσω τις βαθύτερες ευχαριστίες σε κάθε σιωπιλό συμπαραστάτη και ιδιαίτερα στην οικογένειά μου, για την οικονομική και αμέριστη ηθική συμπαράσταση που μου προσέφεραν πριν και καθόλη την διάρκεια της εκπόνησης αυτής της διατριβής.

Κύπρος Φ. Μηλιδόνης
Πάτρα, 2014

Πίνακας Περιεχομένων (Table of Contents)

Περίληψη (Summary).....	I
Πρόλογος (Preface).....	II
Πίνακας Περιεχομένων (Table of Contents).....	III
Ορολογία (Nomenclature).....	IV
Λίστα Σχημάτων και Πινάκων (Figures and Tables list).....	V
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ (Introduction)	
2. ΔΕΥΤΕΡΟΓΕΝΕΙΣ ΡΟΕΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΣΥΝΔΕΣΗΣ (Junction area Secondary Flows and Heat Transfer)	
2.1. ΟΙ ΔΕΥΤΕΡΟΓΕΝΕΙΣ ΡΟΕΣ ΣΤΟΝ ΣΤΡΟΒΙΛΟ	18
2.1.1 Μοντέλα δευτερογενών ροών	18
2.1.2 Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας κυλινδρικού χείλους προσβολής	24
2.1.3 Θεωρητική ανάπτυξη ροής στο δάπεδο	26
2.1.3.1 Θεωρητική ανάπτυξη της ροής στο δάπεδο	26
2.1.3.2 Το πεδίο ροής στο δάπεδο	29
2.2. ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ ΚΑΙ ΨΥΞΗ ΤΟΥ ΔΑΠΕΔΟΥ	30
2.2.1 Μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο	30
2.2.2 Ο αριθμός Stanton	33
2.2.3 Ψύξη δαπέδου με έγχυση ψυχρού αέρα	34
2.2.4 Κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας	37
2.3. ΥΠΟΒΟΗΘΗΣΗ ΤΗΣ ΨΥΞΗΣ ΤΟΥ ΔΑΠΕΔΟΥ ΜΕ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΕΛΕΓΧΟΥ ΤΗΣ ΡΟΗΣ	38
2.3.1 Διαμόρφωση πτερυγίων στο χείλος	39
2.3.2 Διαμόρφωση της επιφάνειας του δαπέδου	41
2.3.3 Αναρρόφηση αντί έγχυση από το δάπεδο	42
2.4. ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ	43
2.5. ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ	48

3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ (Experimental Facility)

3.1. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ	51
3.1.1. Η υποχηητική Αεροσήραγγα.....	51
3.1.2 Το τμήμα δοκιμών	53
3.1.2.1 Το δάπεδο.....	53
i. Σύνθεση δαπέδου	53
ii. Συστοιχία θερμοζεύγων στο τοίχωμα	55
iii. Υπολογισμός θερμαινόμενης ηλεκτρικής αντίστασης	56
iv. Εκτίμηση απωλειών θερμότητας.....	57
3.1.2.2 Το σώμα εμπόδιο και η γεωμετρία έγχυσης	59
i. Σώμα εμπόδιο (Πτερύγιο) και γεωμετρία έγχυσης.....	59
ii. Σύστημα μέτρησης και ελέγχου του εγχέομένου αέρα	59
iii. Μονάδα θέρμανσης του θερμού αέρα έγχυσης.....	60
3.1.3 Όργανα μέτρησης και ανάκτηση δεδομένων.....	61
3.1.3.1 Συστοιχία θερμοζεύγων τύπου K.....	61
3.1.3.2 Σωλήνας Pitot 5 οπών.....	62
3.1.3.3 Ανεμομετρία θερμού σύρματος.....	63
3.1.3.4 Υπέρυθρη θερμική κάμερα.....	64
3.1.3.5 Περιφερειακά Όργανα.....	65
3.2. ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΕΙΣΟΔΟΥ ΡΟΗΣ	65
3.2.1 Αεροδυναμικά Χαρακτηριστικά.....	66
3.2.1.1 Κατανομή του συντελεστή τριβής της επιφάνειας.....	66
3.2.1.2 Προσπίπτον οριακό στρώμα εισόδου	67
3.2.1.3 Κατανομή της στατικής πίεσης κατά το μήκος της γραμμής του χείλους προσβολής του σώματος	69
3.2.2 Θερμικά Χαρακτηριστικά	70
3.3. ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΟΡΓΑΝΩΝ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	72
3.4. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	74

4. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ (CFD Methodology)

4.1. ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ ΚΑΙ ΕΠΙΛΟΓΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΥΡΒΗΣ	79
4.2. ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΙ ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΤΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ (GEOMETRIC MODEL AND MESH GENERATION)	89
4.2.1 Γεωμετρικά Χαρακτηριστικά του μοντέλου	89
4.2.2 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά της πρωτότυπης γεωμετρίας έγχυσης	89
4.2.3 Ανάπτυξη του υπολογιστικού πλέγματος	90

4.3. ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ (BOUNDARY CONDITIONS).....	92
4.4. ΣΤΗΣΙΜΟ (SETUP) ΚΑΙ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΕΙΣ ΚΟΝΤΑ ΣΤΑ ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ (NEAR WALL TREATMENTS).....	94
4.4.1 Στήσιμο (Setup).....	94
4.4.2 Χαρακτηριστικά του μοντέλου $k - \omega SST$	94
4.4.3 Προσεγγίσεις κοντά στα τοιχώματα (Near Wall Treatment)	96
4.5. ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΣΥΓΚΛΙΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΛΕΤΗ ΑΝΕΞΑΡΤΗΣΙΑΣ ΤΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ	99
4.5.1 Κριτήρια Σύγκλισης.....	99
4.5.2 Μελέτη Ανεξαρτησίας του πλέγματος	99
3.5.3 Σύγκριση τοπολογίας δινών με άλλες μεθόδους	102
5. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΕΣ ΠΡΟΒΛΕΨΕΙΣ (Numerical Predictions)	
5.1. Ο ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑΣ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΤΗΣ ΠΕΤΑΛΟΕΙΔΟΥΣ ΔΙΝΗΣ	106
5.2. Η ΔΟΜΗ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΤΗΣ ΠΕΤΑΛΟΕΙΔΟΥΣ ΔΙΝΗΣ ΚΑΙ Η ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΑΥΤΗΣ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ ΚΑΙ ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ.....	108
5.2.1 Η τυπική δομή χωρίς έγχυση και η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο.....	109
5.2.2 Η περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης $Ir = 0.2$	114
5.2.2.1 Η διεύθυνση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας.....	114
5.2.2.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή	116
5.2.2.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο.....	117
5.2.3 Η περίπτωση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης $Ir = 0.5$	119
5.2.3.1 Η διεύθυνση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας.....	119
5.2.3.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή	121
5.2.3.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο.....	122
5.2.4 Η περίπτωση της υψηλής αναλογίας έγχυσης $Ir = 0.8$	124
5.2.4.1 Η διεύθυνση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας.....	124
5.2.4.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή	126
5.2.4.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο.....	127
5.2.5 Το πεδίο ροής στο επίπεδο συμμετρίας και η μετατόπιση του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης.....	129
5.2.5.1 Το μέσο (χρονικά) πεδίο ροής στο επίπεδο συμμετρίας	129
5.2.5.2 Το τριδιάστατο πεδίο ροής σε σχέση με την αναλογία έγχυσης Ir	133
5.2.5.3 Ιχνογραμμές (Streaklines) της ροής στο δάπεδο	137

5.2.	Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΑΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΟΡΟΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ θ_c	140
6.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ (Experimental Results)	
6.1.	ΤΟ ΠΡΟΦΙΛ ΤΟΥ ΕΠΕΡΧΟΜΕΝΟΥ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΚΑΤΑ ΤΟ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ.....	156
6.2.	Η ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΟΥ ΑΡΙΘΜΟΥ STANTON ΚΑΤΑ ΤΟ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ, ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ	157
6.3.	Η ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΤΩΝ ΥΠΕΡΥΘΡΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ ΚΑΙ Ο ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΩΝ ΑΡΙΘΜΩΝ STANTON ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ	160
6.4.	Η ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΟΥ ΑΡΙΘΜΟΥ STANTON ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ	163
6.4.1	Η περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.2$) και η επίδραση του θ_c	163
6.4.2	Η περίπτωση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.5$) και η επίδραση του θ_c	167
6.4.3	Η περίπτωση της υψηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.8$) και η επίδραση του θ_c	170
6.7.	Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΑΝΑΛΟΓΙΑΣ ΕΓΧΥΣΗΣ I_r ΚΑΙ ΤΟΥ ΑΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΟΡΟΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ θ_c	174
6.8.	ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΣΕ ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΕΣ ΠΡΟΒΛΕΨΕΙΣ	180
6.8.1	Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων με τις αντίστοιχες υπολογιστικές προβλέψεις	180
6.8.2	Ερμηνεία των αποκλίσεων μεταξύ Υπολογιστικών Προβλέψεων και Πειραματικών μετρήσεων.....	190
7.	ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΣΤΟ ΔΙΑΚΕΝΟ (Passage Aerodynamics)	
7.1.	Η ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΤΩΝ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ	197
7.2.	Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ θ_c^{NI} ΣΕ ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΔΙΕΡΕΥΝΩΜΕΝΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΕΓΧΥΣΗΣ.....	198
7.1.1	Κατανομή στατικής πίεσης στα επίπεδα.....	198
7.1.2	Ιχνογραμμές ροής (Streamtraces) στα επίπεδα	204
8.	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ (Conclusions and Further Research)	

Βιβλιογραφία - Πηγές (References)

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ I: Η πειραματική εγκατάσταση

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ II: Ανάλυση αβεβαιότητας

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ III: Η θερμοδυναμική της ψύξης των αεριοστροβίλων

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ IV: Η “φύση” της πεταλοειδούς δίνης

Ορολογία - Nomenclature

Αγγλικά Σύμβολα

S_t	Αριθμός Stanton ($h/\rho C_p V_\infty = N_u/R_e P_r$)
d_T	Εσωτερική διάμετρος σωλήνων μέτρησης της παροχής ψυκτικού (mm)
L_T	Μήκος σωλήνων μέτρησης της παροχής ψυκτικού (mm)
V_T	Ταχύτητα ψυκτικού στις σωλήνες μέτρησης (m/sec)
ΔP	Pressure difference on air metering device (Pa)
f	Συντελεστής τριβής για στρωτή ροή
$\dot{m}_c$	Παροχή μάζας ψυκτικού (kg/sec)
R_e	Αριθμός Reynolds
P_r	Αριθμός Prandtl
N_u	Αριθμός Nusselt
R	Ηλεκτρική αντίσταση αγωγού (Ω)
R_{TOTAL}	Συνολική αντίσταση δαπέδου (Ω)
ρ_c	Ειδική αντίσταση αγωγού ($\Omega.m$)
l_c	Μήκος αγωγού (m)
A_c	Εμβαδόν διατομής αγωγού (mm^2)
I	Ένταση ρεύματος τροφοδοσίας (A)
V_{PL}	Τάση τροφοδοσίας (V)
$\dot{q}_{conv}$	Ροή θερμικής ενέργειας στην αντίσταση ($\dot{Q}_{el}/A_{heated}$)
q_{conv}	Απώλειες θερμότητας λόγω μεταφοράς
q_{rad}	Απώλειες θερμότητας λόγω ακτινοβολίας
q_{cond}	Απώλειες θερμότητας λόγω αγωγής
$\dot{Q}_{el}$	Παρεχόμενη ηλεκτρική ισχύς (W)
$R_{COR.}$	Διορθωμένη αντίσταση (Ω)
$A_{tot.}$	Συνολική επιφάνεια αντίστασης (m^2)
$T_{B\infty}$	Τοπική θερμοκρασία της κύριας ροής (bulk temperature) (K)
T_w	Τοπική θερμοκρασία δαπέδου (K)
C_p	Ειδική θερμοχωρητικότητα ($J/kg.K$)

I_r	Αναλογία έγχυσης (V_{INJ}/V_{∞})
V_{INJ}	Ταχύτητα έγχυσης ψυκτικού (m/sec)
V_{∞}	Ταχύτητα κύριας ροής (m/sec)
A_T	Εμβαδόν διατομής της θυρίδας ψύξης (mm^2)
r	Ακτινική απόσταση ανάντη του σώματος – εμποδίου – πτερυγίου (mm)
r^*	Αδιάστατη ακτίνα (r/R_{LE})
h	Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας ($W/m^2 \cdot K$)
T_{∞}	Θερμοκρασία κύριας ροής ανάντη του τμήματος δοκιμών (K)
T_{ex}	Θερμοκρασία κύριας ροής κατάντη του σώματος (K)
T_c	Θερμοκρασία ψυκτικού αέρα (K)
X_{UP}	Αδιάστατη απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής (X/D_{LE})
D	Διάμετρος χείλους προσβολής (mm)
R_{LE}	Ακτίνα χείλους προσβολής (mm)
CP_p	Συντελεστής γωνίας προσβολής
CP_y	Συντελεστής γωνίας πρόνευσης
CP_s	Συντελεστής στατικής πίεσης
CP_t	Συντελεστής ολικής πίεσης
$\bar{P}_{ave}$	Μέση πίεση ($P_1 + P_2 + P_3 + P_4/4$)
$P_1 \sim P_5$	Πίεση που αντιστοιχεί στη κάθε θύρα του Pitot 5-οπών (Pa)
P_t	Ολική πίεση της ελεύθερης ροής (Pa)
P_s	Στατική πίεση της ελεύθερης ροής (Pa)
E_{cor}	Διορθωμένη τάση εξόδου του ανεμόμετρου θερμού σύρματος (V)
C_f	Συντελεστής τριβής του δαπέδου
τ_w	Διατμητική τάση δαπέδου
y^+	Αδιάστατη απόσταση από το δάπεδο
HV	Πεταλοειδής δίνη (Horseshoe Vortex)
SV	Δευτερογενής δίνη (Secondary Vortex)
TV	Τριτογενής δίνη (Tertiary Vortex)
CV	Γωνιακή δίνη (Corner Vortex)
FS	Ελεύθερο ρεύμα ροής (FreeStream)
$\theta_c^{N,I}$	Η βασική γεωμετρία χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης
Iso-St	Ισογραμμές σταθερού αριθμού Stanton

Ελληνικά Σύμβολα

ρ	Πυκνότητα (kg/m^3)
ν	Κινηματικό ιξώδες (m^2/s)
μ	Δυναμικό ιξώδες ($kg/m.s$)
θ_c	Αδιάστατη παράμετρος θερμοκρασίας ($T_\infty - T_w / T_\infty - T_c$)
δ	Πάχος αεροδυναμικού οριακού στρώματος (mm)
δ_{th}	Πάχος θερμικού οριακού στρώματος (mm)
δ^*	Πάχος μετατόπισης οριακού στρώματος
θ	Πάχος ορμής οριακού στρώματος
H_δ	Συντελεστής μορφής οριακού στρώματος
a	Συντελεστής θερμοκρασίας
σ	Σταθερά Stefan – Boltzmann (W/m^2K)
ε	Συντελεστής εκπομπής
k	Συνδυασμένος συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας
δ_{FR4}	Πάχος της στρώσης του FRP epoxy laminate (mm)
λ_{FR4}	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του FRP epoxy laminate ($W/m.K$)
δ_{FM}	Πάχος της στρώσης του μονωτικού αφρού (mm)
λ_{FM}	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του μονωτικού αφρού ($W/m.K$)
δ_{PL}	Πάχος της στρώσης του ξύλου (mm)
λ_{PL}	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του ξύλου ($W/m.K$)
δ_{PG}	Πάχος της στρώσης του πλεξιγκλάς (mm)
λ_{PG}	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του πλεξιγκλάς ($W/m.K$)
ξ	Μήκος του δαπέδου που παραμένει χωρίς θέρμανση (m)
θ	Γωνιακή θέση ($^\circ$)

Λίστα Σχημάτων Και Πινάκων (Figure and Table List)

Σχήμα 1.1.: Η σφαίρα του Ήρωνα του Αλεξανδρινού

Σχήμα 1.2.: Σχεδιάγραμμα από την πατέντα που δόθηκε στον Maxime Guillaume το 1922 (Αναπαραγωγή Σχήματος από French Patent N. 534801): Φαίνονται οι πολλαπλές βαθμίδες αξονικού συμπιεστή (multistage axial compressor), ο θάλαμος καύσης (combustion chamber), το σύστημα έγχυσης (fuel injection), ο αξονικός στρόβιλος (axial turbine) και ο εκκινητής (starter).

Σχήμα 1.3.: Ο κινητήρας W-1 που παρουσίασε το 1939 ο Sir Frank Whittle για αεροπορική χρήση. Ο κινητήρας πέταξε για πρώτη φορά τον Μάιο του 1941 σε ένα αεροσκάφος Gloster E 28/29

Σχήμα 1.4.: Ο κινητήρας Junkers Jumo-004-B ο οποίος χρησιμοποιήθηκε στο αεροσκάφος Messerschmitt Me 262

Σχήμα 1.5.:

α. Κινητήρας General Electric GE-9X για χρήση στο καινούριο Boeing 777X: 3-βάθμιος συμπιεστής χαμηλής πίεσης (3-stage booster), 11-βάθμιος συμπιεστής υψηλής πίεσης (11-stage high pressure compressor), 10.3:1 λόγος παράκαμψης (10.3:1 bypass ratio), 27:1 λόγος πιέσεων (27:1 pressure ratio), χρησιμοποίηση κραμάτων κεραμικών υλικών (ceramic matrix composite material ή CMC) στον θάλαμο καύσης και στον στρόβιλο υψηλής πίεσης καθώς επίσης και κράματα αλουμινίου-τιτανίου στο στρόβιλο χαμηλής πίεσης.

β. Βιομηχανικός αεριοστρόβιλος Siemens ικανότητας 340MW

Σχήμα 1.6.: Οδηγία πτερύγια στροβίλου με θυρίδες ψύξης του δαπέδου και πτερυγίων (Φωτογραφία από: ASME Turbo EXPO'95, Houston)

Σχήμα 1.7.: Βλάβες οδηγών πτερυγίων και πτερυγίων στροβίλου λόγω έκθεσης τους σε υπερβολική θερμοκρασία καυσαερίων

Σχήμα 1.8.:

α. Ιστορική ανάπτυξη μεθόδων ψύξης σε σχέση με την θερμοκρασία εισόδου στον στρόβιλο.

β. Τυπική θερμοκρασία αερίων στη έξοδο του θαλάμου καύσης σε σύγκριση με τυπική θερμοκρασία του ψυκτικού και των ορίων των μετάλλων

Σχήμα 1.9.:

α. Διάγραμμα Θερμοκρασίας – Εντροπίας του κύκλου Brayton

β. Κύρια εξαρτήματα του αεριοστρόβιλου

Σχήμα 1.10.: Σύστημα ψύξης σε μια τυπική βαθμίδα στροβίλου

Σχήμα 1.11.: Η φύση του πεδίου ροής στο δάπεδο:

α. Μακριά από το πτερύγιο και η αλληλεπίδραση της με το εγγεόμενο ψυκτικό

β. Κοντά στο σημείο σύνδεσης πτερυγίου – δαπέδου σε συστοιχία πτερυγίων στροβίλου

Σχήμα 1.12.: Το σύστημα δινών στο επίπεδο του χείλους προσβολής κοντά στο σημείο σύνδεσης πτερυγίου – δαπέδου

Σχήμα 2.1: Το κλασσικό μοντέλο δευτερογενών ροών (Hawthorne [2.2])

Σχήμα 2.2: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τον Klein [2.4]

Σχήμα 2.3: Σύγχρονο μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τον Langston [2.5]

Σχήμα 2.4: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Sieverding και Van den Bosch [2.6]

Σχήμα 2.5: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Sharma και Butler [2.8]

Σχήμα 2.6: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Goldstein και Spores [2.10]

Σχήμα 2.7: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Wang et. al. [2.12]

Σχήμα 2.8: Τοπολογία του συστήματος δινών στο επίπεδο συμμετρίας

Σχήμα 2.9: Απεικόνιση των διαφορετικών τυρβωδών δομών που πιθανώς να προκύπτουν, για δύο ιδεώδεις συνθήκες ροής:

- α. Ισόθερμη με οριακό στρώμα εισόδου
- β. Μη συνεκτική με προφίλ θερμοκρασίας

Σχήμα 2.10: Το πεδίο ροής διαμέσου του διακένου μεταξύ δύο διαδοχικών πτερυγίων στροβίλου [2.36]

- α. σε επίπεδο κοντά στο δάπεδο
- β. σε επίπεδο στο μέσο του ανοίγματος (span) των πτερυγίων

Σχήμα 2.11: Περιοχές εμφάνισης υψηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο του διάκενου δύο διαδοχικών πτερυγίων στροβίλου:

- α. Πιθανές περιοχές εμφάνισης
- β. Πειραματικά αποτελέσματα από την διάταξη στο NASA GRC [2.36]

Σχήμα 2.12: Ίχνη από οπτικοποίηση του εγχέομένου ψυκτικού από θυρίδες στο δάπεδο (Από Friedrichs [2.26])

Σχήμα 2.13: Η δομή ενός τζετ όταν εγχέεται σε διασταυρούμενη ροή (Από [2.39])

Σχήμα 2.14: Τοπολογία του συστήματος δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συσχετιζόμενη κατανομή του αριθμού Stanton στην γραμμή συμμετρίας στο δάπεδο

Σχήμα 2.15: Διαμορφώσεις περιγράμματος του χείλους προσβολής

Σχήμα 2.16: Διαμορφώσεις της επιφάνειας του δαπέδου

Σχήμα 2.17: Η προτεινόμενη γεωμετρία ψύξης σε σχέση με τις μέχρι τώρα εφαρμοσμένες τεχνικές ψύξης

Σχήμα 3.1: Η υποηχητική αεροσήραγγα χαμηλών ταχυτήτων

Σχήμα 3.2: Το τελευταίο μέτρο του τμήματος δοκιμών

Σχήμα 3.3:

- α. Η γεωμετρία και σύνθεση του δαπέδου του τμήματος δοκιμών
- β. Οι τρεις πρώτες πλακέτες της ηλεκτρικής αντίστασης. Στην πρώτη πλακέτα φαίνεται η ειδική διαμόρφωση για την τοποθέτηση του σώματος - εμποδίου

Σχήμα 3.4:

- α. Σκαρίφημα του σώματος εμποδίου, της μονάδας θέρμανσης και του συστήματος μέτρησης και ελέγχου της παροχής του εγχέομενου αέρα
- β. Σκαρίφημα της μετρητικής διάταξης του αέρα έγχυσης

Σχήμα 3.5: Χαρακτηριστικά του αισθητήρα πίεσης Pitot πέντε οπών

Σχήμα 3.6: Κατανομή του συντελεστή τριβής C_f στο θερμαινόμενο δάπεδο (Εδώ με X συμβολίζεται η απόσταση από την έξοδο του ακροφυσίου της αεροσήραγγας)

Σχήμα 3.7: Οριακά στρώματα: α. στο δάπεδο και β. στο πλαϊνό τοίχωμα στην θέση $X_{up}/D = 2$

Σχήμα 3.8: Κατανομή συντελεστή στατικής πίεσης CPs κατά μήκος του χείλους προσβολής του σώματος εμποδίου (κίτρινη γραμμή) ($X_{up}/D = 0$)

Σχήμα 3.9: Θερμικές οριακές συνθήκες του δαπέδου

Σχήμα 3.10: Προφίλ θερμικού οριακού στρώματος σε σημεία X_{up} ανάντη του χείλους προσβολής στην γραμμή συμμετρίας του δαπέδου ($Z = 0.0$)

Σχήμα 3.11: Κατανομή αδιάστατου αριθμού Stanton κατά μήκος της κεντρικής γραμμής του δαπέδου

Σχήμα 4.1: Πειραματική γεωμετρία και τυπικό υπολογιστικό πλέγμα σε συστοιχία αξονικού στροβίλου:

- α. Langston subsonic blade cascade,
- β. Nasa GRC transonic blade cascade,
- γ. Virginia Tech vane cascade

Σχήμα 4.2: Πειραματική γεωμετρία από τους Praisner και Smith [4.44], [4.45] και αποτελέσματα προσομοίωσης χρησιμοποιώντας μοντέλο RANS από τους Levchenya et al. [4.33]

Σχήμα 4.3: Η γεωμετρία και φυσικές διαστάσεις της υπό διερεύνηση γεωμετρίας και πτυχές των υπολογιστικών οριακών συνθηκών.

Σχήμα 4.4: Το υπολογιστικό πλέγμα

Σχήμα 4.5: Πεδίο ταχυτήτων Οριακής συνθήκης εισόδου:

- α. Η κατανομή ταχύτητας στο επίπεδο εισόδου (από επίλυση 4-equation Transport SST)
- β. Προφίλ οριακού στρώματος εισόδου στο $Z/W = 1$ στο επίπεδο εισόδου

Σχήμα 4.6: Χαρακτηριστικά του υπολογιστικού πλέγματος για την θύρα έγχυσης

Σχήμα 4.7:

- α. Υποδιαίρεσεις της περιοχής κοντά στα τοιχώματα
- β. Προσέγγιση κοντά στο τοίχωμα (Near Wall Model Approach)

Σχήμα 4.8: Προσέγγιση κοντά στο τοίχωμα (Near Wall Model Approach) όπως αυτό εμφανίζεται στο επίπεδο εισόδου του υπολογιστικού μοντέλου

Σχήμα 4.9:

- α. Κατανομή πίεσης κατά το ύψος (spanwise) του σώματος – εμποδίου (γραμμή 1) για τα τρία διαφορετικά μεγέθη υπολογιστικού πλέγματος
- β. Δομή του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας του σώματος – εμποδίου για τα τρία διαφορετικά μεγέθη υπολογιστικού πλέγματος

Σχήμα 4.10: Η τοπολογία του συστήματος πεταλοειδούς δίνης σε σχέση με την χρησιμοποίηση άλλων μοντέλων τύρβης σε παρόμοιες γεωμετρίες

- α. Σώμα με αμβλύ χείλος εκφυγής (Blunt-nose Body), $D=150.8mm$, ($k-\omega$ SSTmodel)(Levchenya et. al. [4.33])
- β. Κύλινδρος, $D=60mm$, (LES model)(Aspilidis et. al. [4.58])
- γ. Nasa GRC cascade, ($k-\omega$ SST model)(Levchenya and Smirnov [4.16])
- δ. Σώμα Εμπόδιο (Bluff Body), $D=60mm$, ($k-\omega$ SST)(Παρούσα μελέτη)

Σχήμα 5.1: Χαρακτηριστικά του μηχανισμού δημιουργίας του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης

Σχήμα 5.2:

- α. Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για την τυπική γεωμετρία χωρίς έγχυση και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND} ,
- β. Τρισδιάστατη απεικόνιση των σκελών του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης καθώς "τυλίγεται" γύρω από το χείλος προσβολής (Visualization method: Swirling Strength)

Σχήμα 5.3: Η κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας ανάντη του σώματος:

- α. Υπολογιστική διερεύνηση από τους Levchenya et. al. [5.1]
- β. τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνδεδεμένη με αυτή μετάδοση θερμότητας για την παρούσα μελέτη

Σχήμα 5.4: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για την τυπική γεωμετρία χωρίς έγχυση και $\theta_c = 0.5$:

- α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
- β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})

Σχήμα 5.5: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για $I_r = 0.2$ και $\theta_c = 0.5$:

- α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
- β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})
- γ. Η διείσδυση του τζετ του εγχεόμενου αέρα (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)

Σχήμα 5.6:

- α. Διείσδυση και κατανομή των ροϊκών γραμμών του εγχεόμενου αέρα για $I_r = 0.2$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένες με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND} ,
- β. Κάτοψη ροϊκών γραμμών ψυκτικού

Σχήμα 5.7: Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για $I_r = 0.2$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

Σχήμα 5.8: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για $I_r = 0.5$ και $\theta_c = 0.5$:

- α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
- β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})
- γ. Η διείσδυση του τζετ του εγχεόμενου αέρα (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)

Σχήμα 5.9:

- α. Διείσδυση και κατανομή των ροϊκών γραμμών του εγχεόμενου αέρα για $I_r = 0.5$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένες με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}
- β. Κάτοψη ροϊκών γραμμών ψυκτικού

Σχήμα 5.10: Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για $I_r = 0.5$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

Σχήμα 5.11: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για $I_r = 0.8$ και $\theta_c = 0.5$:

- α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
- β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})
- γ. Η διείσδυση του τζετ του εγχεόμενου αέρα (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)

Σχήμα 5.12: Διείσδυση και κατανομή των ροϊκών γραμμών του εγχεόμενου αέρα για $I_r = 0.2$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένες με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

Σχήμα 5.13: Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για $I_r = 0.8$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

Σχήμα 5.14: Κατανομή Y/D των προφίλ της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ σε σημεία ανάντη του χείλους προσβολής που συμπίπτουν με τα κέντρα των δινών στο επίπεδο συμμετρίας

Σχήμα 5.15: Μετακίνηση του κέντρου της πεταλοειδούς δίνης σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r στο επίπεδο συμμετρίας.

Σχήμα 5.16: Κατανομή συντελεστή στατικής πίεσης Cps:

- α. Κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας στο δάπεδο ανάντη του χείλους προσβολής
- β. Κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας του χείλους προσβολής (spanwise Y-direction).

Σχήμα 5.17: Το τριδιάστατο πεδίο ροής σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r για $\theta_c = 0.5$ (Visualization method: Swirling Strength)

- α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 5.18: Οι ιχνογραμμές της ροής στο δάπεδο σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r

- α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 5.19: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο για $\theta_c = 0.4$ και μεταβλητό I_r

- α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 5.20: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο για $\theta_c = 0.5$ και μεταβλητό I_r

- α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 5.21: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο για $\theta_c = 0.6$ και μεταβλητό I_r

- α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 5.22: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 0^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.23: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 5^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.24: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 10^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.25: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 15^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.26: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 30^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.27: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 60^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.28: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 90^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.29: Η γωνιακή κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή ανάντη του χείλους προσβολής σε σταθερή ακτίνα $r^* = 1.125$

Σχήμα 5.30: Η γωνιακή κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή ανάντη του χείλους προσβολής σε σταθερή ακτίνα $r^* = 1.25$

Σχήμα 6.1: Το προφίλ του επερχόμενου αεροδυναμικού οριακού στρώματος σε σχέση με αντίστοιχα προφίλ από άλλες μελέτες σε παρόμοιες γεωμετρίες

Σχήμα 6.2: Η κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας ανάντη του σώματος στο επίπεδο συμμετρίας και σύγκριση με αντίστοιχες μελέτες

Σχήμα 6.3:

α. Η κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο στην περιοχή γύρω από το περυγίο χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης

β. Τρισδιάστατη άποψη της κατανομής της θερμοκρασίας στο δάπεδο στην περιοχή γύρω από το περυγίο χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης

γ. Κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για την βασική γεωμετρία απουσία έγχυσης ($\theta_c^{N.I.}$).

Σχήμα 6.4: Επιφανειακή κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για $I_r = 0.2$

α. $\theta_c = 0.4$, β. $\theta_c = 0.5$, γ. $\theta_c = 0.6$

Σχήμα 6.5: Κατανομή αριθμού (St) κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) για $I_r = 0.2$ και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Σχήμα 6.6: Επιφανειακή κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για $I_r = 0.5$

α. $\theta_c = 0.4$, β. $\theta_c = 0.5$, γ. $\theta_c = 0.6$

Σχήμα 6.7: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) για $I_r = 0.5$ και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Σχήμα 6.8: Επιφανειακή κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για $I_r = 0.8$

α. $\theta_c = 0.4$, β. $\theta_c = 0.5$, γ. $\theta_c = 0.6$

Σχήμα 6.9: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) για $I_r = 0.8$ και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Σχήμα 6.10: Κατανομή αριθμού (St) κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$):

α. Για σταθερή αναλογία έγχυσης I_r και μεταβλητό θ_c .

β. Για σταθερό θ_c και μεταβλητή τιμή στην αναλογία έγχυσης I_r

Σχήμα 6.11: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου στην γωνιακή θέση των $\theta = 10^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας, για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Σχήμα 6.12: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου στην γωνιακή θέση των $\theta = 15^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας, για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

.

Σχήμα 6.13: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου στην γωνιακή θέση των $\theta = 40^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας, για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Σχήμα 6.14: Γωνιακή κατανομή του αριθμού (St) σε σταθερή ακτινική απόσταση $r^* = 1.125$ ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c

Σχήμα 6.15: Γωνιακή κατανομή του αριθμού (St) σε σταθερή ακτινική απόσταση $r^* = 1.375$ ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c

Σχήμα 6.16: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c^{N.I.}$: Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.17: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c = 0.5$ και $I_r = 0.2$: Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.18: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c = 0.5$ και $I_r = 0.5$: Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.19: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c = 0.5$ και $I_r = 0.8$: Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.20: Συγκριτικά διαγράμματα κατανομής του αριθμού Stanton μεταξύ υπολογιστικών προβλέψεων και πειραματικών δεδομένων κατά το μήκος της γραμμής συμμετρίας $\theta \cong 0^\circ$

Σχήμα 6.21: Συγκριτικά διαγράμματα κατανομής του αριθμού Stanton μεταξύ υπολογιστικών προβλέψεων και πειραματικών δεδομένων κατά το μήκος της ακτινικής γραμμής στο επίπεδο των $\theta \cong 10^\circ$

Σχήμα 7.1: Η γεωμετρία του διάκενου και οι κύριες χαρακτηριστικές δίνες

α. Ευθυτενής διάκενο (παρούσα εργασία)

β. κυρτό σύνηθες διάκενο

Σχήμα 7.2: Τα επίπεδα σάρωσης στο ευθυτενές διάκενο της πειραματικής διάταξης

Σχήμα 7.3: Αριστερή Στήλη: Η κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CPs στο επίπεδο P90 για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r , Δεξιά Στήλη: Το δευτερογενές πεδίο ροής ($v - w$ vectors) στο επίπεδο P90 για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 7.4: Αριστερή Στήλη: Η κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CPs στο επίπεδο P1 για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r , Δεξιά Στήλη: Το δευτερογενές πεδίο ροής ($v - w$ vectors) στο επίπεδο P1 για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 7.5: Αριστερή Στήλη: Η κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CPs στο επίπεδο P2 για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r , Δεξιά Στήλη: Το δευτερογενές πεδίο ροής ($v - w$ vectors) στο επίπεδο P2 για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

α. $I_r = 0.0$ β. $I_r = 0.2$ γ. $I_r = 0.5$ δ. $I_r = 0.8$

Σχήμα 7.6: Κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CPs κατά τον Y άξονα στο κέντρο της πεταλοειδούς δίνης σε κάθε επίπεδο για όλες τις περιπτώσεις του I_r .

Σχήμα 7.8: Οι ιχνογραμμές της ροής (streamtraces) στα υπό διερεύνηση επίπεδα:

Αριστερή Στήλη: $I_r = 0.0$, Δεξιά Στήλη: $I_r = 0.2$

Σχήμα 7.9: Οι ιχνογραμμές της ροής (streamtraces) στα υπό διερεύνηση επίπεδα:

Αριστερή Στήλη: $I_r = 0.5$, Δεξιά Στήλη: $I_r = 0.8$

Σχήμα 7.10: Η τροχιά της γραμμής ανύψωσης (lift-off line) της πεταλοειδούς δίνης για όλες τις περιπτώσεις αναλογιών έγχυσης I_r και σύγκριση με τις υπολογιστικές προβλέψεις

Σχήμα 8.1: Προτεινόμενες γεωμετρίες έγχυσης για μελλοντική εργασία

α. Για αντιμετώπιση του προβληματικού hot spot στο δάπεδο στο επίπεδο συμμετρίας του χείλος προσβολής

β. Για αντιμετώπιση των υψηλών θερμοκρασιών στην περιφέρεια σύνδεσης του χείλους προσβολής

Σχήμα AI.1: Η υποηχητική αεροσήραγγα

Σχήμα AI.2: Το τμήμα δοκιμών της αεροσήραγγας και περιφερειακά όργανα

Σχήμα AI.3:

α. Πρόσοψη του τμήματος δοκιμών

β. Το σύστημα έγχυσης και άλλα περιφερειακά όργανα μέτρησης

Σχήμα AI.4: Η υπέρυθρη κάμερα της FLIR, μοντέλο FLIR SC660

Σχήμα AI.5: Το σύστημα αεροδυναμικών μετρήσεων

Σχήμα AI.6:

α. Η τραβέρσα μετακίνησης δύο αξόνων

β. Συνδεσμολογία συστήματος “move and acquire”

γ. Ο σωλήνας Pitot 5 οπών

Σχήμα AII.1: Χάρτης βαθμονόμησης αισθητήρα Pitot - Η απόκριση των 5 οπών του αισθητήρα σε συνάρτηση με την γωνία προσβολής (Pitch angle) και την γωνία πρόνευσης (Yaw angle)

Σχήμα AII.2: Ποσοστιαίο σφάλμα (percentage error) για διάφορους συνδυασμούς τιμών "yaw" και "pitch"

Σχήμα AIII.1: Διάγραμμα θερμοκρασίας – εντροπίας για μονοβάθμια ψύξη μη αντιστρεπτού κύκλου (αναπαραγωγή από Horlock [AIII.3])

Σχήμα AIII.2: Συγκριτικό διάγραμμα της απόδοσης του κύκλου σε σχέση με την θερμοκρασία καύσης (αναπαραγωγή από Horlock [AIII.3])

Σχήμα AIV.1: Η κατανομή της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ κατά το μήκος τομών διαμέσου του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας.

Σχήμα AIV.2: Χαρακτηριστικά του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας

Σχήμα AIV.3: Η κατανομή της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ κατά το μήκος κάθετων τομών διαμέσου του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης για κάθε περίπτωση αναλογίας έγχυσης I_r

Σχήμα AIV.4: Η τιμή της στροβιλότητας Ω_z στο κέντρο της πεταλοειδούς δίνης σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r

Σχήμα AIV.5: Ο μηχανισμός αστάθειας και κίνησης του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης

Πίνακας 3.1. Χαρακτηριστικά των υλικών του δαπέδου

Πίνακας 4.1. Θερμικές Οριακές Συνθήκες προσομοιώσεων

Πίνακας 4.2. Χαρακτηριστικά των πλεγμάτων της μελέτης ανεξαρτησίας του πλέγματος

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή (Introduction)

Οι Στροβιλοκινητήρες – Αεριοστρόβιλοι χρησιμοποιούνται συχνά τόσο για παραγωγή ενέργειας όσο και σκοπούς μετακίνησης. Ένα από τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα που εμφανίζουν οι κινητήρες αυτοί σε σχέση με άλλες τεχνολογίες είναι η ευελιξία και η προσαρμοστικότητα τους. Στην παραγωγή ενέργειας μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την “αποκέντρωση” της παραγωγής ενέργειας από ένα μεγάλο σταθμό με την χρήση μικρότερων κινητήρων, προσφέρουν την ευελιξία που χρειάζεται μέσω σχετικά μικρότερων χρόνων εκκίνησης ή μπορούν να είναι αποτελεσματικοί παροχείς ισχύος και θερμότητας μέσω συνδυασμένων κύκλων χρησιμοποιώντας την υπολειπόμενη θερμότητα για σκοπούς συμπαραγωγής. Στον τομέα των μεταφορών, οι στροβιλοκινητήρες αποτελούν την μόνη τεχνολογία που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για πτήσεις μεγάλου μήκους, αλλά εκτός από αεροπορικούς σκοπούς, οι κινητήρες αυτοί βρίσκουν επίσης εφαρμογή σε πλοία, φορτηγά μεγάλης ισχύος και σε άρματα μάχης.

Οι αρχές της αεριοπροώθησης (jet propulsion) παρουσιάστηκαν για πρώτη φορά από τον Έρωνα τον Αλεξανδρινό γύρω στο 150 π.Χ. ο οποίος κατάφερε να περιστρέψει μια μπρούντζινη σφαίρα χρησιμοποιώντας δύο ακροφύσια προσκολλημένα σε αυτήν (Σχήμα 1.1). Βέβαια η φυσική εξήγηση που οδηγούσε το φαινόμενο εξηγήθηκε και αναπτύχθηκε την εποχή του Νεύτωνα. Η αεριοπροώθηση ήταν επίσης γνωστή και στους Κινέζους, οι οποίοι χιλιάδες χρόνια πριν υιοθέτησαν την ιδέα σε ρουκέτες βεγγαλικών. Στην αρχή του 20^{ου} αιώνα ο René Lorin (1908) και ο Henri-Fabrice Melot (1917) πρότειναν την χρησιμοποίηση των θερμών καυσαερίων από κινητήρες καύσης για πρόωση. Ο Maxime Guillaume ήταν ο πρώτος που πρότεινε ιδέες και εισηγήσεις για παραγωγή ενός στροβιλοκινητήρα για πρόωση αεροσκαφών γύρω στο 1921, στον οποίο και δόθηκε πατέντα το 1922 για ένα τέτοιο κινητήρα (Σχήμα 1.2). Την περίοδο αυτή οι

ατμοστρόβιλοι ήταν μια δοκιμασμένη μονάδα παραγωγής ενέργειας με σχετικά καλή απόδοση και ήταν ήδη σε υπηρεσία. Η πρακτική εφαρμογή τους για σκοπούς αεροπορικούς δεν ήταν εφικτή λόγω των πολλαπλών απαιτούμενων εξαρτημάτων για την παραγωγή του ατμού. Τότε, καθώς η μεταλλουργική τεχνολογία ήταν σε ανάπτυξη, ο “αέρας” είχε αρχίσει να συνειδητοποιείται σαν μια νέα μορφή λειτουργούντος ρευστού. Γύρω στο 1939, ο Sir Frank Whittle και ο Hans Joachim Pabst Von Ohain δούλευαν παράλληλα και χωρίς ο ένας να γνωρίζει την έρευνα του άλλου πάνω στην ανάπτυξη κινητήρων τύπου αεριοστρόβιλου. Οι δοκιμαστικοί κινητήρες τους λειτούργησαν για πρώτη φορά την Άνοιξη του 1937. Ωστόσο ο Whittle ήταν ο πρώτος στον οποίο το 1930 δόθηκε πατέντα αεριοστροβίλου για αεροσκάφος. Μια εικόνα από τον κινητήρα του φαίνεται στο Σχήμα 1.3.

Σχήμα 1.1.: Η σφαίρα του Ήρωνα του Αλεξανδρινού

Τα πλεονεκτήματα που παρουσίαζαν οι δύο αεριοστρόβιλοι που παρουσιάστηκαν έναντι των παλινδρομικών κινητήρων έγιναν γρήγορα αντιληπτά. Ένα από αυτά ήταν η έλλειψη παλινδρομούσων μαζών, η οποία είχε ως αποτέλεσμα τις μειωμένες φθορές και το κατά πολύ μεγαλύτερο ποσοστό λειτουργούντος ρευστού που μπορούσε να διαχειριστεί ο κινητήρας με συνέπεια την σημαντική αύξηση του λόγου ισχύος προς βάρος. Ενώ οι αρχικές προσπάθειες ξεκίνησαν για παραγωγή ισχύος με άξονα από τον κινητήρα, η έρευνα γρήγορα μετατοπίστηκε προς αεριοστρόβιλους που θα κινούσαν τα αεροσκάφη χρησιμοποιώντας την ισχύ της ώσης.

Σχήμα 1.2.: Σχεδιάγραμμα από την πατέντα που δόθηκε στον Maxime Guillaume το 1922 (Αναπαραγωγή Σχήματος από French Patent N. 534801): Φαίνονται οι πολλαπλές βαθμίδες αξονικού συμπιεστή (multistage axial compressor), ο θάλαμος καύσης (combustion chamber), το σύστημα έγχυσης (fuel injection), ο αξονικός στρόβιλος (axial turbine) και ο εκκινητής (starter).

Σχήμα 1.3.: Ο κινητήρας W-1 που παρουσίασε το 1939 ο Sir Frank Whittle για αεροπορική χρήση. Ο κινητήρας πέταξε για πρώτη φορά τον Μάιο του 1941 σε ένα αεροσκάφος Gloster E 28/29

Γύρω στο 1950 οι κινητήρες αυτοί είχαν κυριεύσει την αεροπλοΐα και είχαν ήδη αρχίσει να έχουν αντίκτυπο και σε άλλες εφαρμογές. Ένας βελτιωμένος τύπος του κινητήρα του Von Ohain με κωδικό όνομα Heinkel He S 3B χρησιμοποιήθηκε σε πτήση τον Αύγουστο του 1939 στο αεροσκάφος Heinkel He 178. Η πτήση αυτή είναι και η πρώτη καταγεγραμμένη πτήση ωθούμενη με αεριοστρόβιλο. Στην συνέχεια, τον Μάιο του 1941 οι προσπάθειες του Whittle είχαν ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη του κινητήρα W-1 (Σχήμα 1.3) ο οποίος και χρησιμοποιήθηκε σε πτήση στο αεροσκάφος Gloster E 28/29. Μετά τις πρώτες αυτές αποδεδειγμένες πτήσεις, οι προσπάθειες για έρευνα και ανάπτυξη εντατικοποιήθηκαν με αποτέλεσμα την πρώτη πτήση του δημοφιλούς αεροσκάφους Messerschmitt Me 262 το οποίο ήταν εξοπλισμένο με δύο κινητήρες Junkers Jumo-004-B (Σχήμα 1.4) οι οποίοι και χρησιμοποιούσαν αερόψυκτα κούφια πτερύγια στροβίλου. Τότε ήταν που έγινε αντιληπτό το τεράστιο πρόβλημα ψύξης των πτερυγίων του στροβίλου, αφού λόγω της τότε έλλειψης υλικών ικανών να αντέξουν τις υψηλές θερμοκρασίες στην έξοδο του θαλάμου καύσης, η μέγιστη διάρκεια ζωής που είχε ο στρόβιλος των κινητήρων Junkers ήταν μόνο 50 ώρες.

Μετά το 1945, η ανάπτυξη των αεριοστρόβιλων βασίστηκε στην αύξηση του λόγου πιέσεων στον συμπίεστή, την αύξηση των αποδόσεων των διαφόρων εξαρτημάτων του, την αύξηση του λόγου παράκαμψης (by-pass ratio) αλλά και την αξιοπιστία και αντοχή των κινητήρων. Πιο πρόσφατα, μέσα στα πλαίσια της ανάπτυξης των αεριοστροβίλων προστέθηκαν και άλλες παράμετροι όπως η μείωση κατασκευαστικών κοστών και κοστών συντήρησης, μείωση του παραγόμενου θορύβου και των εκπομπών ρύπων. Στο Σχήμα 1.5α φαίνεται ένας τελευταίας τεχνολογίας αεροπορικός αεριοστρόβιλος τύπου Turbofan, ενώ στο Σχήμα 1.5β φαίνεται αντίστοιχα ένας βιομηχανικός αεριοστρόβιλος τελευταίας γενεάς και παρατίθενται μερικά από τα τεχνικά χαρακτηριστικά τους.

Σχήμα 1.4.: Ο κινητήρας Junkers Jumo-004-B ο οποίος χρησιμοποιήθηκε στο αεροσκάφος Messerschmitt Me 262

α.

β.

Σχήμα 1.5.: α. Κινητήρας General Electric GE-9X για χρήση στο καινούριο Boeing 777X: 3-βάθμιος συμπίεσής χαμηλής πίεσης (3-stage booster), 11-βάθμιος συμπίεσής υψηλής πίεσης (11-stage high pressure compressor), 10.3:1 λόγος παράκαμψης (10.3:1 bypass ratio), 27:1 λόγος πιέσεων (27:1 pressure ratio), χρησιμοποίηση κραμάτων κεραμικών υλικών (ceramic matrix composite material ή CMC) στον θάλαμο καύσης και στον στρόβιλο υψηλής πίεσης καθώς επίσης και κράματα αλουμινίου-τιτανίου στο στρόβιλο χαμηλής πίεσης.

β. Βιομηχανικός αεριοστρόβιλος Siemens ικανότητας 340MW

Ένα από τα πιο δύσκολα σημεία στην ανάπτυξη των κινητήρων αυτών είναι η αύξηση της θερμοκρασίας εισόδου των αερίων της καύσης στον στρόβιλο του κινητήρα. Η αύξηση της θερμοκρασίας εισόδου στον στρόβιλο είναι ένα από τα πιο ισχυρά μέσα για επίτευξη υψηλότερης απόδοσης σε αεριοστρόβιλους. Στις περισσότερες των περιπτώσεων, η θερμοκρασία των καυσαερίων μετά τον θάλαμο καύσης τα οποία εισέρχονται στην πρώτη βαθμίδα στροβίλου, υπερβαίνει κατά πολύ την μέγιστη επιτρεπτή θερμοκρασία των κραμάτων που συνήθως χρησιμοποιούνται για την κατασκευή των πτερυγίων και πλαϊνών – τελικών τοιχωμάτων στα οποία είναι συνδεδεμένα Σχήμα 1.6. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ρωγμών, παραμορφώσεων, διάβρωσης και θερμικής κόπωσης του υλικού τα οποία εν τέλει οδηγούν στην αστοχία των πτερυγώσεων. Παραδείγματα τέτοιου είδους βλαβών φαίνονται στο Σχήμα 1.7.

Σχήμα 1.6.: Οδηγά πτερύγια στροβίλου με θυρίδες ψύξης του δαπέδου και πτερυγίων (Φωτογραφία από: ASME Turbo EXPO'95, Houston)

Η συνεχής προσπάθεια για αύξηση της απόδοσης του αεριοστρόβιλου μέσω της αύξησης της θερμοκρασίας εισόδου στον στρόβιλο έχει προωθήσει την ανάπτυξη και βελτιστοποίηση καινούριων υλικών, θερμικών φραγμάτων μέσω διαφόρων ειδών επικαλύψεων και καινούριων μεθόδων ψύξης. Ο στρόβιλος είναι το πιο κρίσιμο κομμάτι των αεριοστρόβιλων, αφού δεν εκτίθενται μόνο σε ακραίες θερμοκρασίες, αλλά και σε σημαντικές μηχανικές φορτίσεις, όπως είναι οι τεράστιες φυγοκεντρικές δυνάμεις που αναπτύσσονται. Γενικότερα, η ανάπτυξη καινούριων υλικών, κυρίως κραμάτων, έχει επιτρέψει την αύξηση περίπου 250°C στη είσοδο του στροβίλου. Την ίδια αύξηση περίπου 250°C στην μέγιστη επιτρεπόμενη θερμοκρασία έχουν επιφέρει και οι καινούριες τεχνικές ψύξης (film cooling), καθιστώντας έτσι τους στρόβιλους ικανούς να δουλεύουν σε πιο ακραία θερμοκρασιακά πεδία, πάνω από το σημείο τήξης των υλικών που αποτελούνται. Μοντέρνες τεχνικές επικάλυψης των πτερυγίων και του δαπέδου με

θερμικά φράγματα (thermal barrier coatings) ή χρησιμοποίηση κραμάτων κεραμικών υλικών (ceramic matrix composite material ή CMC) έχουν ως αποτέλεσμα την αντοχή των εξαρτημάτων των στροβίλων σε θερμοκρασίες υψηλότερες των 1150°C . Η ιστορική ανάπτυξη των τεχνικών ψύξης σε σχέση με την θερμοκρασία εισόδου στον στρόβιλο¹ [1.1],[1.2] φαίνεται στο Σχήμα 1.8α, ενώ στο Σχήμα 1.8β φαίνεται μια τυπική σύγκριση των κύριων θερμοκρασιακών μεγεθών που εμφανίζονται σε ένα αεριοστρόβιλο όπως αυτές αναφέρονται από τον Cardwell² [1.3].

Σχήμα 1.7.: Βλάβες οδηγών πτερυγίων και πτερυγίων στροβίλου λόγω έκθεσης τους σε υπερβολική θερμοκρασία καυσαερίων

1

[1.1] **Clifford**, AGARD CP-390, Heat transfer and cooling in Gas Turbines, Bergen, 1985[1.2] **Lakshminarayana B.**, Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery, John Wiley & Sons, 1995

2

[1.3] **Cardwell N. D.**, Effects of realistic first-stage turbine endwall features, Master thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2005.

α.

β.

Σχήμα 1.8.: α. Ιστορική ανάπτυξη μεθόδων ψύξης σε σχέση με την θερμοκρασία εισόδου στον στρόβιλο
β. Τυπική θερμοκρασία αερίων στη έξοδο του θαλάμου καύσης σε σύγκριση με τυπική θερμοκρασία του ψυκτικού και των ορίων των μετάλλων

Από Θερμοδυναμική σκοπιά, ένας αεριοστρόβιλος μπορεί να περιγραφεί στην πιο απλή μορφή του με βάση τον κύκλο του Brayton όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.9α και με μια απλή αναπαράσταση των κύριων εξαρτημάτων του όπως περιγράφονται στο Σχήμα 1.9β.

α.

β.

Σχήμα 1.9.: α. Διάγραμμα Θερμοκρασίας – Εντροπίας του κύκλου Brayton
β. Κύρια εξαρτήματα του αεριοστρόβιλου

Η συμπίεση του αέρα που εισέρχεται στον συμπιεστή λαμβάνει χώρα από το σημείο 1 στο σημείο 2. Ο αέρας απορροφά έργο από τον συμπιεστή ο οποίος αυξάνει την θερμοκρασία και την πίεση και τον οδηγεί στον θάλαμο καύσης όπου και του παρέχεται θερμική ενέργεια υπό

την μορφή καυσίμου από το σημείο 2 στο σημείο 3. Τα θερμά καυσαέρια εκτονώνονται στον στρόβιλο από το σημείο 3 στο σημείο 4 εξάγοντας χρήσιμο έργο και τελικά απορρίπτονται στο περιβάλλον μέσω του ακροφυσίου. Ο κύκλος είναι “ανοικτός”, πράγμα που σημαίνει ότι είναι “κλειστός” από τον περιβάλλοντα αέρα εάν τα καυσαέρια μετά τον στρόβιλο δεν χρησιμοποιούνται περαιτέρω σε συνδυασμένο κύκλο. Ο στρόβιλος αποσπά μόνο αρκετό έργο έτσι ώστε να συνεχίσει να κινεί τον συμπιεστή. Σε εφαρμογές στροβιλωθιτών (Turbojet) και στροβιλοανεμιστήρων (Turbofan), το σχετικά μεγάλης ενθαλπίας ρευστό που εκρέει από τον στρόβιλο επιταχύνεται διαμέσου του ακροφυσίου παράγοντας ένα μεγάλης ορμής τζετ το οποίο και παρέχει την ώση. Σε άλλες εφαρμογές όπου η ώση δεν είναι θεμιτή, όπως για παράδειγμα σε ελικόπτερα η σταθμούς παραγωγής ισχύος, το ρευστό εκτονώνεται περαιτέρω μέσω ενός δεύτερου στροβίλου γνωστού και σαν στροβίλου ισχύος (power turbine). Δύο είναι οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται συνήθως για την εκτίμηση της “επίδοσης” του κινητήρα, η θερμική απόδοση n_{th} και το ειδικό έργο W_T :

$$n_{th} = \frac{W_T}{Q_{in}} = 1 - \frac{T_4}{T_3} \quad (1.1)$$

$$\frac{W_T}{C_p T_1} = \frac{T_3}{T_1} \left(1 - \frac{T_4}{T_3} \right) - \left(\frac{T_3}{T_4} - 1 \right) \quad (1.2)$$

Η θερμική απόδοση ποσοτικοποιεί πόσο αποτελεσματικά η εισερχόμενη ενέργεια μετατρέπεται σε χρήσιμη ενέργεια εξόδου υπό την μορφή έργου, και το ειδικό έργο είναι το ποσό του έργου που είναι ικανή να παράγει η μονάδα για δεδομένο μέγεθος. Όπως φαίνεται από τις εξισώσεις (1.1) και (1.2) και οι δύο παράμετροι είναι εξαρτημένοι από την μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου T_3 η οποία είναι και η θερμοκρασία των αερίων καθώς εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης και εισέρχονται στην πρώτη βαθμίδα του στροβίλου. Για το λόγο αυτό η κατεύθυνση προς την εξέλιξη της απόδοσης των στροβιλοκινητήρων έχει στραφεί κυρίως στην αύξηση της θερμοκρασίας των αερίων της καύσης. Όμως καθώς η θερμοκρασία αυτή συνεχίζει να αυξάνεται τα μεταλλουργικά όρια των εξαρτημάτων του κινητήρα και κυρίως του θαλάμου καύσης και του στροβίλου συχνά υπερβαίνονται με αποτέλεσμα σύγχρονοι κινητήρες να λειτουργούν υπό συνθήκες θερμοκρασίας εισόδου στον στρόβιλο μέχρι και 1650°C, ενώ οι θερμοκρασίες των

σύγχρονων υλικών έχει περιοριστεί περίπου στους 1205°C ³ [1.4]. Οι Cohen et. al.⁴ [1.5] υποδεικνύουν ότι εάν η θερμοκρασία της επιφάνειας των πτερυγίων και των τελικών πλαϊνών τοιχωμάτων μπορούσε να μειωθεί έστω και κατά 28°C , αυτό θα μπορούσε να έχει ένα δραματικό αντίκτυπο αφού θα μπορούσε να αυξήσει τον χρόνο ζωής στο διπλάσιο (Σχήμα 1.8β). Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως μια από τις μεθόδους που έχει αναπτυχθεί και χρησιμοποιείται ανελλιπώς στους σύγχρονους στροβιλοκινητήρες για να αντιμετωπιστούν προβλήματα υπερθέρμανσης, είναι η μέθοδος ψύξης με δημιουργία φιλμ ψυχρότερου αέρα (film cooling) πάνω στην επιφάνεια είτε του πτερυγίου είτε του δαπέδου. Ο ψυκτικός αέρας αποσπάται συνήθως από βαθμίδες του συμπιεστή γύρω στους 675°C , παρακάμπτει τον θάλαμο καύσης και εκχέεται μέσω διακριτών οπών – θυρίδων που βρίσκονται στο πτερύγιο και στα πλαϊνά του τοιχώματα. Η χωρική τοποθεσία της κάθε οπής ψύξης βασίζεται καταρχήν στην εμπειρία του σχεδιαστή, όμως κατά τις δοκιμές, εάν κάποιο σημείο “υποφέρει” θερμικά, τότε τοποθετείται στην περιοχή αυτή επιπλέον οπή ψύξης.

Η μέθοδος film cooling βασίζεται στην εισαγωγή δευτερογενών ροών (μέσο των οπών έγχυσης) μέσα στο οριακό στρώμα της κύριας ροής (θερμά καυσαέρια). Με την μέθοδο αυτή δεν παρέχεται μόνο προστασία στις επιφάνειες μόνο στα σημεία της έγχυσης, αλλά καλύπτεται επιπλέον μια περιοχή κατάντη του σημείου που αναβλύζει το ψυκτικό. Στο Σχήμα 1.10 φαίνεται το σύστημα ροής του ψυκτικού αέρα σε μια τυπική βαθμίδα στροβίλου. Εκτός από το film cooling, διάφορες άλλες μέθοδοι βασιζόμενοι στην ίδια ιδέα έχουν αναπτυχθεί και εφαρμοστεί (Σχήμα 1.8α), μεταξύ των οποίων είναι το film impingement και το transpiration, εκ των οποίων η κάθε μέθοδος έχει τα δικά της χαρακτηριστικά και σημεία εφαρμογής. Με την μέθοδο film impingement, η εσωτερική επιφάνεια του πτερυγίου ψύχεται με υψηλής ταχύτητας αέρα ο οποίος προσκρούει σε αυτήν. Αυτό επιτρέπει την μεταφορά μεγαλύτερων ποσών θερμότητας από αυτά που οι τυπικές μέθοδοι ψύξης προσφέρουν για αυτό και χρησιμοποιείται σε περιοχές με υψηλά θερμικά φορτία⁵ [1.6]. Η μέθοδο του transpiration είναι παρόμοια με το film cooling, αλλά έχει διαφορά στο γεγονός ότι ο ψυκτικός αέρας “διαρρέει” διαμέσου ενός μάλλον πορώδους κελύφους παρά να εκχέεται από θύρες όπως στο film cooling. Η μέθοδος αυτή είναι αποτελεσματική σε υψηλότερες θερμοκρασίες καθώς καλύπτει ομοιόμορφα ολόκληρο το

³ [1.4] **Mattingly, J.D.**, 1996, Elements of Gas Turbine Propulsion, McGraw Hill.

⁴ [1.5] **Cohen, H., Rogers, G.F.C., Saravanamuttoo, H.I.H.**, 2001, Gas Turbine Theory, Fifth Edition, Prentice Hall.

⁵ [1.6] **Lesley M. Wright, Je-Chin Han.**, Enhanced Internal Cooling of Turbine Blades and Vanes, Report 4.2.2.2,

πτερύγιο⁶ [1.7]. Λόγω των χαρακτηριστικών της, τα πτερύγια που ψύχονται με την μέθοδο αυτή αποτελούνται από μια κατά βάση άκαμπτη δοκό με ένα πορώδες κέλυφος.

Στην περίπτωση του δαπέδου το εγχεόμενο ψυκτικό αλληλεπιδρά με την εξωτερική ροή κοντά στο τοίχωμα παράγοντας έτσι αεροδυναμικές και θερμοδυναμικές απώλειες κατά την διαδικασία της ψύξης (Σχήμα 1.11α). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την μείωση της απόδοσης της βαθμίδας και την κατανάλωση ψυκτικού αέρα, πράγμα το οποίο είναι επιζήμιο για την συνολική απόδοση του κύκλου. Κατά την διάρκεια των τελευταίων ετών, ήδη υπάρχουσες τεχνικές ψύξης βελτιστοποιούνται συνεχώς, ενώ καινούριες τεχνικές είναι υπό έρευνα και ανάπτυξη.

Η ψύξη του δαπέδου αποκτά ολοένα και περισσότερη προσοχή, λόγω της απαίτησης για αύξηση της θερμοκρασίας εισόδου των αερίων στον στρόβιλο. Στο παρελθόν, η ροή εξόδου από το θάλαμο καύσης διατηρούνταν θερμότερη στο μέσο του ανοίγματος των πτερυγίων (midspan) και σχετικά ψυχρότερη κοντά στο σημείο σύνδεσης και στο ακροπτερύγιο (tip), έτσι ώστε να προστατεύονται τόσο τα τελικά τοιχώματα όσο και η επίστρωση του θαλάμου καύσης. Προκειμένου να αυξηθεί η θερμοκρασία εισόδου, τα ακτινικά προφίλ θερμοκρασίας γίνονται ολοένα και πιο “επίπεδα” μέσω της επέκτασης της θερμότερης κατανομής στο μέσο του ανοίγματος των πτερυγίων προς το ακροπτερύγιο και το σημείο σύνδεσης. Ως εκ τούτου, η ψύξη του δαπέδου έχει γίνει αναγκαία.

Το ψυκτικό σε καμιά περίπτωση δεν είναι ψυχρός αέρας, αλλά αέρας που προέρχεται συνήθως από τις τελευταίες βαθμίδες του συμπιεστή. Ο υψηλής πίεσης ($\sim 40 \text{ bar}$) αέρας αυτός και θερμοκρασίας μεταξύ $700 \sim 900 \text{ }^\circ\text{K}$ μπορεί να λεχθεί ότι είναι ψυχρός μόνο συγκρινόμενος με τα θερμά αέρια που εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης και κυμαίνονται μεταξύ $1500 \sim 2100 \text{ }^\circ\text{K}$. Η ροή στην είσοδο των οδηγών πτερυγίων του στρόβιλου υψηλής πίεσης χαρακτηρίζονται από χαμηλούς αριθμούς Mach ($0.05 \sim 0.20$), από υψηλούς ρυθμούς τύρβης και ανομοιόμορφη κατανομή θερμοκρασίας τόσο στην ακτινική όσο και στην περιφερειακή διεύθυνση. Καθώς περνάει μέσα από τον θάλαμο καύσης, η κύρια ροή υπόκειται σε πτώση πίεσης μεταξύ 3% και 8% σε σχέση με την πίεση στην είσοδο του. Η ολική πτώση πίεσης στο σύστημα παροχής ψυκτικού είναι συνήθως χαμηλότερη, με αποτέλεσμα η πίεση του ψυκτικού να είναι υψηλότερη από την πίεση εισόδου στον στρόβιλο. Τυπικοί λόγοι πιέσεων μεταξύ του

⁶

[1.7] **Flack, Ronald D.** (2005), Chapter 8: Axial Flow Turbines, Fundamentals of Jet Propulsion with Applications. Cambridge Aerospace Series. New York, NY: Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-81983-1.

ψυκτικού και της εισόδου στο στρόβιλο είναι μεταξύ 1.01 και 1.05. Πριν την έξοδο του ψυκτικού από τις θυρίδες του δαπέδου, ο ψυκτικός αέρας ψύχει και την πίσω μεριά του τοιχώματος (δηλ. της πλευράς που δεν εκτίθεται στην κύρια ροή). Συνήθως το γεγονός αυτό δεν ανεβάζει την θερμοκρασία του ψυκτικού στην θερμοκρασία του τοιχώματος και ως εκ τούτου η ψύξη είναι ακόμα αποτελεσματική μετά την έξοδο από τις θυρίδες έγχυσης.

Η ψύξη του δαπέδου καθορίζεται μεταξύ άλλων και από την κατανομή της θερμοκρασίας εισόδου και από το είδος και πάχος του οριακού στρώματος στο τοίχωμα. Οι συνθήκες εισόδου της ροής που εισέρχεται στα περύγια της πρώτης βαθμίδας επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από τα θερμά και συνάμα τυρβώδους μορφής αέρια τα οποία εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης. Ως εκ τούτου για να μπορεί να είναι δυνατή και αποτελεσματική η χρησιμοποίηση της μεθόδου film cooling στο δάπεδο, θα πρέπει να είναι ικανή να παρέχει ψύξη μέσω ικανοποιητικής κατανομής θερμοκρασίας έτσι ώστε να ελαχιστοποιεί τις θερμικές τάσεις που προέρχονται από τις μεγάλες θερμοκρασιακές βαθμίδες που επικρατούν στην περιοχή.

Η ροή κοντά στο δάπεδο μέσα την οποία εκχέεται το ψυκτικό μπορεί να είναι εγγενώς τρισδιάστατη. Λόγω της ανακοπής που υφίσταται από την παρουσία του περυγίου, η εισερχόμενη ροή υπόκειται σε μια στάσιμη βαθμίδα πίεσης η οποία δημιουργείται στο χείλος προσβολής του περυγίου κατά την διεύθυνση του μήκους του. Αυτό ωθεί την ροή να υποβληθεί σε τρισδιάστατο διαχωρισμό και εν τέλει να αναδιοργανωθεί σε δίνη. Η δίνη αυτή λόγω της ιδιαίτερης μορφής που παίρνει καθώς “τυλίγεται” γύρω από το περύγιο, συχνά ονομάζεται πεταλοειδής δίνη (horseshoe vortex) (Σχήμα 1.11β). Επακόλουθο της δημιουργίας της πεταλοειδούς δίνης είναι και η επαγωγή και άλλων ασθενέστερων δινών στην περιοχή (Σχήμα 1.12). Η τοπολογία του συστήματος των δινών αυτών αναλύεται εκτενώς στο επόμενο Κεφάλαιο.

Οι δευτερογενείς αυτές ροές, καθιστούν δύσκολη την πρόβλεψη της συμπεριφοράς του εγχέομένου ψυκτικού στην περιοχή αυτή, το οποίο συνήθως εκχέεται ανάντη του χείλους προσβολής. Επιπλέον, το “στρίψιμο” της κύριας ροής μέσα στο διάκενο μεταξύ των περυγίων και σε συνάρτηση με την γεωμετρική κύρτωση των περυγίων έχουν ως αποτέλεσμα την παραγωγή βαθμίδων πίεσης οι οποίες με την σειρά τους παράγουν εγκάρσιες συνιστώσες ροής μέσα στο οριακό στρώμα του δαπέδου (Σχήμα 1.11β). Κατά συνέπεια η αλληλεπίδραση του εγχέομένου ψυκτικού με το τρισδιάστατο αυτό πεδίο ροής είναι αναπόφευκτη. Οι δευτερογενείς

αυτές ροές επηρεάζουν σε μεγάλο ποσοστό τις τροχιές των ψυκτικών και σε μικρότερη έκταση, η έγχυση ψυκτικού έχει την δυνατότητα επηρεασμού της τρισδιάστατης ροής. Η βελτιστοποίηση του συστήματος ψύξης πρέπει να αντισταθμιστεί με την αύξηση της απόδοσης του κύκλου η οποία μπορεί να επιτευχθεί με αύξηση της θερμοκρασίας εισόδου στον στρόβιλο.

Σχήμα 1.10.: Σύστημα ψύξης σε μια τυπική βαθμίδα στρόβιλου

εκχέεται κατά τέτοιο τρόπο έτσι ώστε οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού να υποβοηθούνται από την περιστροφική τάση της πεταλοειδούς δίνης. Για την εκτίμηση της αποτελεσματικότητας της μεθόδου, σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε μια πρωτότυπη πειραματική διάταξη η οποία παρείχε την δυνατότητα παρακολούθησης της κατανομής θερμοκρασίας στο δάπεδο και πως αυτή επηρεάζεται από διάφορες χαρακτηριστικές παραμέτρους που ήταν υπό διερεύνηση. Επιπλέον πραγματοποιώντας αεροδυναμικές μετρήσεις κοντά στην υπό διερεύνηση περιοχή, εξετάστηκε πως η εγχέομενη ροή ψυκτικού επιδρά πάνω στα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά της πεταλοειδούς δίνης. Εκτός από πειραματικά, η πρότυπη μέθοδος έγχυσης διερευνήθηκε και χρησιμοποιώντας μεθόδους υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (Computational Fluid Dynamics, CFD) χρησιμοποιώντας μοντέλο του τμήματος δοκιμών της πειραματικής διάταξης σε πλήρες κλίμακα.

Σχήμα 1.12.: Το σύστημα δινών στο επίπεδο του χείλους προσβολής κοντά στο σημείο σύνδεσης πτερυγίου – δαπέδου

Συνοπτικά, στοιχεία της διατριβής για το κάθε Κεφάλαιο αναπτύσσονται πιο κάτω:

Στο Κεφάλαιο 2 γίνεται μια γενική εισαγωγή που αφορά τις δευτερογενείς ροές και την μετάδοσης θερμότητας που κυριαρχούν στην περιοχή σύνδεσης πτερυγίου – δαπέδου σε πτερυγώσεις στροβίλου. Γίνεται επίσης μια εκτενής βιβλιογραφική επισκόπηση που αφορά

σχετικές μελέτες ψύξης του δαπέδου στις περυγώσεις στροβίλου, εξηγείται η μοναδικότητα και η σημασία της παρούσας μελέτης και τίθενται οι κύριοι ερευνητικοί στόχοι της διατριβής.

Στο Κεφάλαιο 3 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που κατασκευάστηκε προς διερεύνηση της προτεινόμενης μεθόδου ψύξης και παρουσιάζονται όλα τα περιφερειακά όργανα μετρήσεων και συστήματα ανάκτησης δεδομένων. Παρουσιάζεται η διαδικασία βαθμονόμησης των συστημάτων και δίδονται πληροφορίες σχετικά με την ανάλυση της αβεβαιότητας των μετρήσεων. Τέλος συζητείται η μεθοδολογία εκτέλεσης των πειραμάτων.

Στο Κεφάλαιο 4 δίνεται μια λεπτομερής ανάλυση που αφορά την διαδικασία υπολογιστικής μοντελοποίησης που χρησιμοποιήθηκε για τις αντίστοιχες προσομοιώσεις. Συζητούνται και αιτιολογούνται οι λόγοι επιλογής των συγκεκριμένων τεχνικών μοντελοποίησης που χρησιμοποιήθηκαν. Γίνεται επίσης μια εκτενής βιβλιογραφική επισκόπηση η οποία αφορά συναφείς μελέτες υπολογιστικού χαρακτήρα.

Στο Κεφάλαιο 5 καταγράφονται τα αποτελέσματα των υπολογιστικών προβλέψεων και με την βοήθεια αυτών αποσαφηνίζεται η σχέση μεταξύ της τοπικής τρισδιάστατης ροής στην περιοχή έγχυσης και της συνεπακόλουθης μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο. Επιπλέον, διερευνάται η επίδραση δύο χαρακτηριστικών παραμέτρων του προβλήματος στην αποελεσματικότητα της ψύξης της προβληματικής περιοχής στο δάπεδο σε σχέση με την προτεινόμενη μέθοδο έγχυσης.

Στο Κεφάλαιο 6 παρουσιάζονται τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα της διερεύνησης και σχολιάζεται η σύγκριση αυτών σε σχέση με τις υπολογιστικές προβλέψεις. Αποσαφηνίζεται επίσης κατά πόσον η χρησιμοποίηση των υπολογιστικών προσομοιώσεων κατάφερε να προβλέψει με ευστοχία τα συναφή φαινόμενα.

Στο Κεφάλαιο 7 ποσοτικοποιείται το αεροδυναμικό κόστος που έχει η προτεινόμενη μέθοδος έγχυσης σε όσον αφορά την ενίσχυση της τρισδιάστατης ροής και την συνεπακόλουθη αύξηση των αεροδυναμικών απωλειών στο διάκενο των περυγίων.

Στο Κεφάλαιο 8 συζητούνται τα τελικά συμπεράσματα της διατριβής και προτείνονται περιοχές έρευνας που χρήζουν περαιτέρω διερεύνησης στο μέλλον.

2.1.	ΟΙ ΔΕΥΤΕΡΟΓΕΝΕΙΣ ΡΟΕΣ ΣΤΟΝ ΣΤΡΟΒΙΛΟ	18
2.1.1	Μοντέλα δευτερογενών ροών	18
2.1.2	Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας κυλινδρικού χείλους προσβολής	24
2.1.3	Θεωρητική ανάπτυξη ροής στο δάπεδο	26
2.1.3.1	Θεωρητική ανάπτυξη της ροής στο δάπεδο	26
2.1.3.2	Το πεδίο ροής στο δάπεδο	29
2.2.	ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ ΚΑΙ ΨΥΞΗ ΔΑΠΕΔΟΥ.....	30
2.2.1	Μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο	30
2.2.2	Ο αριθμός Stanton	33
2.2.3	Ψύξη δαπέδου με έγχυση ψυχρού αέρα	34
2.2.4	Κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας	37
2.3.	ΥΠΟΒΟΗΘΗΣΗ ΤΗΣ ΨΥΞΗΣ ΤΟΥ ΔΑΠΕΔΟΥ ΜΕ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΕΛΕΓΧΟΥ ΤΗΣ ΡΟΗΣ.....	38
2.3.1	Διαμόρφωση πτερυγίων στο χείλος	39
2.3.2	Διαμόρφωση της επιφάνειας του δαπέδου	41
2.3.3	Αναρρόφηση αντί έγχυση από το δάπεδο	42
2.4.	ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ	43
2.5.	ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ	48

Κεφάλαιο 2

Δευτερογενείς Ροές και Μετάδοση Θερμότητας στην Περιοχή Σύνδεσης (Junction Area Secondary Flows and Heat Transfer)

Ανάντη του περυγίου και σε απόσταση που η εισερχόμενη ροή παραμένει ανεπηρέαστη από την φυσική παρουσία του περυγίου, το οριακό στρώμα εισόδου είναι συνήθως παχύ και με τυρβώδη χαρακτηριστικά. Η κατάσταση και το πάχος του εισερχόμενου οριακού στρώματος έχει μέγιστο αντίκτυπο στην τοπική μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο και ως εκ τούτου στην τοπική ανάγκη για παροχή ικανοποιητικής ψύξης. Επιπλέον, “θερμά σημεία” (hot spots) με υψηλές απαιτήσεις για ψύξη εμφανίζονται λόγω της παρουσίας των δευτερογενών ροών κοντά στο σημείο σύνδεσης του περυγίου με το δάπεδο. Το σύστημα των δινών που κυριαρχεί την περιοχή σύνδεσης έχει ως αποτέλεσμα την συνεχή τροφοδοσία στη τοπική περιοχή του δαπέδου με θερμά αέρια (από την κύρια ροή). Συνεπώς η διερεύνηση και κατανόηση της τρισδιάστατης φύσης της ροής ως επίσης και η διερεύνηση της αλληλεπίδρασης της ροής του ψυκτικού με την ροή που επικρατεί στο δάπεδο, είναι το κλειδί για την επιτυχή ανάπτυξη της πρωτότυπης γεωμετρίας έγχυσης. Στο παρόν Κεφάλαιο αναλύονται οι δευτερογενείς ροές που αναπτύσσονται στα διάκενα των περυγώσεων του στροβίλου και η συσχετιζόμενη με τις ροές αυτές μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Περιγράφονται επίσης πτυχές της φύσης της ροής κοντά στο δάπεδο και αναλύεται η δομή και η αλληλεπίδραση των ψυκτικών δεσμών (jets) όταν αυτά εγχέονται στην κύρια ροή. Αφού διακριτοποιηθούν οι πιθανές περιοχές στο δάπεδο που χρήζουν ακόμα ικανοποιητικής ψύξης, εξηγείται εν συντομία η σημασία και πρωτοτυπία της μελέτης αυτής και τίθενται οι βασικοί στόχοι της.

2.1. Οι δευτερογενείς ροές στον στρόβιλο

Η ροή διαμέσου του διακένου μεταξύ δύο πτερυγίων ενός στροβίλου, είναι ισχυρά τρισδιάστατη και η ροή μπορεί να περιλαμβάνει ζώνες στρωτής ροής, τυρβώδους ροής ή ακόμα και μεταβατικής ροής. Επιπλέον πλήρως ασταθής είναι η ροή λόγω των αλληλεπιδράσεων μεταξύ των δύο σειρών των πτερυγίων (στάτορα - ρότορα) σε μια βαθμίδα ή σε συστοιχίες βαθμίδων όταν αφορά στρόβιλο πολλαπλών βαθμίδων. Υπάρχουν επίσης δευτερογενείς ροές συμπεριλαμβανομένων των ροών λόγω της δίνης διακένου (passage vortex) στην περιοχή του δαπέδου, ακτινικές ροές κοντά στις επιφάνειες των πτερυγίων, διαρροές στα ακροπερύγια (wing tip), αλληλεπιδράσεις μεταξύ κρουστικών κυμάτων σε συνθήκες υψηλών ταχυτήτων, ροές από απορεύματα (wake flows) και βεβαίως εξωτερικά εισερχόμενες ροές όπως ροές από κοντινές θυρίδες έγχυσης ψυκτικού. Ο Kang¹ [2.1] συνοψίζει τις απώλειες σε ένα αξονικό συμπιεστή ή στρόβιλο σε τρεις κυρίως κατηγορίες:

- α. Απώλειες λόγω των οριακών στρωμάτων στα περύγια και της ανάμιξης των απορευμάτων τους. Σε συνθήκες υψηλών ταχυτήτων μπορούν να υπάρξουν και αλληλεπιδράσεις κρουστικών κυμάτων με οριακά στρώματα.
- β. Απώλειες οριακών στρωμάτων στο δάπεδο
- γ. Απώλειες λόγω ανάμιξης των διαφόρων δευτερογενών ροών όπως της δίνης διακένου και της δίνης που δημιουργείται στα ακροπερύγια.

2.1.1 Μοντέλα δευτερογενών ροών

Κυριότερες από όλες τις απώλειες και πιο σύνθετες σε δομή αναγνωρίζονται ως οι απώλειες λόγω των δευτερογενών ροών. Κατά την διάρκεια των περασμένων δεκαετιών και βασιζόμενοι σε πειραματικά δεδομένα και υπολογιστικές προσομοιώσεις, έχουν προταθεί αρκετά μοντέλα που προσπαθούν να ερμηνεύσουν την φύση της σύνθετης αυτής ροής ανάντη και μέσα στο διάκενο μεταξύ δύο πτερυγίων. Το πρώτο μοντέλο δευτερογενών ροών προτάθηκε από τον Hawthorne² [2.2] το 1955 και για τον λόγο αυτό αποκαλείται και κλασσικό μοντέλο. Το

¹ [2.1] **Sh. Kang**, Investigation on the Three Dimensional within a Compressor Cascade with and without Tip Clearance, PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, September 1993.

² [2.2] **W. R. Hawthorne**, Rotational flow through cascades part 1: the components of vorticity. Journal of Mechanics and Applied Mathematics, 8(3):266–279, 1955.

μοντέλο αυτό ήταν αρκετά απλό σε σχέση με τα επόμενα, αλλά χρεώνει τις απώλειες στην δημιουργία και ανάπτυξη της δίνης διακένου η οποία αποκλύπτει το βασικό ή μηχανισμούς των δευτερογενών ροών. Στο μοντέλο αυτό δεν λαμβανόταν υπόψη η αλληλεπίδραση μεταξύ του οριακού στρώματος εισόδου και των δυνάμεων στα πτερύγια και ως εκ τούτου το δάπεδο παρουσιάζεται ως μοντέλο μιας μόνο δίνης ανά επιφάνεια δαπέδου στο διάκενο όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.1.

Σχήμα 2.1: Το κλασσικό μοντέλο δευτερογενών ροών (Hawthorne [2.2])

Επίσης γνωστή και ως δίνη σύνδεσης (juncture vortex), η πεταλοειδής δίνη προκύπτει όταν μια προσπίπτουσα ιξώδης ροή οριακού στρώματος η οποία κινείται κατά μήκος ενός τοιχώματος, αισθάνεται την πίεση που παράγεται από ένα σώμα εμπόδιο (π.χ. πτερύγιο στροβίλου). Η ισχυρή ανάστροφη βαθμίδα πίεσης ωθεί το ρευστό να εκτραπεί μακριά από το χείλος προσβολής του σώματος (δηλαδή του πτερυγίου). Συνεπώς, υψηλής ορμής ρευστό κινείται κάτω στην μπροστινή όψη του σώματος και προς το χαμηλής ορμής ρευστό του οριακού στρώματος του τοιχώματος. Ως εκ τούτου, στο δάπεδο παράγεται επίσης ανάστροφη βαθμίδα πίεσης, εκτρέποντας το ρευστό πίσω, ανάντη στο εισερχόμενο οριακό στρώμα. Η συνάντηση αυτή της ανάστροφης ροής και του προσπίπτοντος οριακού στρώματος, δημιουργούν ένα ασταθές “τύλιγμα” (roll-up) της ροής, γνωστό και ως δίνη, της οποίας η δομή τροφοδοτείται συνεχώς από το κατώρευμα κατά το μήκος του χείλους προσβολής του εμποδίου, αναπτύσσοντας έτσι και δυναμώνοντας τον δινοσωλήνα στην περιοχή σύνδεσης. Στις δύο πλαϊνές πλευρές του εμποδίου, το ρευστό είναι ελεύθερο να προχωρήσει κατάντη χωρίς να υφίσταται την παρουσία και παρεμπόδιση από βαθμίδες πίεσης. Αποτέλεσμα αυτού του γεγονότος είναι η μεταφορά των δύο άκρων του δινοσωλήνα κατάντη του χείλους προσβολής και από τις δύο μεριές του εμποδίου, δημιουργώντας έτσι ένα πέταλο με επίκεντρο το χείλος προσβολής. Για τον λόγο αυτό και η συγκεκριμένη μορφή της δίνης ονομάζεται και πεταλοειδής

δίνη (Horseshoe Vortex) που παρατηρήθηκε για πρώτη φορά σε ροές γύρω από κυλίνδρους προσκολλημένους σε τοίχωμα. Ο Fritsche³ [2.3] ήταν ο πρώτος που με οπτικοποίηση ροής με λάδι έδειξε την ύπαρξη της πεταλοειδούς δίνης σε συστοιχία πτερυγίων στροβίλου (cascade). Αυτό είχε ως αποτέλεσμα ο Klein⁴ [2.4] να προτείνει ένα νέο μοντέλο δευτερογενών ροών το οποίο παρουσίαζε τόσο την δίνη διακένου όσο και την πεταλοειδή δίνη όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.2. Ο Klein ονόμαζε την πεταλοειδής δίνη σαν δίνη λιμνάζοντος σημείου (stagnation point vortex).

Σχήμα 2.2: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τον Klein [2.4]

Τα δύο σκέλη της πεταλοειδούς δίνης παρακολουθούν τις δύο πλευρές του πτερυγίου (δηλαδή ένα σκέλος ανά πλευρά). Το σκέλος που βρίσκεται στην πλευρά αναρρόφησης του πτερυγίου (suction side) συμπαρασύρεται από την κύρια ροή γύρω από το πτερύγιο και η διεύθυνση κίνησης του διασταυρώνεται με την επιφάνεια της πλευράς αναρρόφησης του πτερυγίου (suction side). Το άλλο σκέλος της πεταλοειδούς δίνης, συμπαρασύρεται από την κύρια ροή μέσα στο διάκενο και συγχωνεύεται με την δίνη διακένου η οποία και κινείται προς την πλευρά αναρρόφησης του γειτονικού πτερυγίου κάτω από την επίδραση του εγκάρσιου πεδίου πιέσεων που επικρατεί κοντά στο δάπεδο λόγω της κυρτότητας των πτερυγίων. Ο Langston⁵ [2.5] έχοντας υπόψη τα παραπάνω, πρότεινε το μοντέρνο μοντέλο δευτερογενών ροών, το οποίο είναι γνωστό και σαν “μοντέλο τριών δινών” όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.3. Μια από τις σημαντικότερες παρατηρήσεις του Langston ήταν ότι το σκέλος της πεταλοειδούς δίνης στην πλευρά συμπίεσης των πτερυγίων (pressure side) έχει την ίδια φορά περιστροφής με την

³ [2.3] **Fritsche A.**, Stromungsvorgange in schaufelgittern, Technische Rundschau Sulzer, 37(3), 1955.

⁴ [2.4] **Klein A.**, Investigation of entry boundary layer on the secondary flows in the blading of axial turbines, Forsch, Ing., Bd 32, Nr 6, 1966.

⁵ [2.5] **Langston L. S.**, Three-dimensional flow within a turbine blade passage, *Journal of Engineering for Power*, 99(1):21–28, 1977

δίνη διακένου και ως εκ τούτου οι δύο συγχωνεύονται. Αυτό παρατηρήθηκε και επιβεβαιώθηκε αργότερα από τους Marchal και Sieverding⁶ [2.6] εκτελώντας πειράματα οπτικοποίησης της ροής με φύλλο φωτός Laser.

Σχήμα 2.3: Σύγχρονο μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τον Langston [2.5]

Στην συνέχεια οι Sieverding και Van den Bosch [2.6] πρότειναν ένα πιο σύγχρονο και λεπτομερές μοντέλο (Σχήμα 2.4) το οποίο παρουσίαζε την σύγχρονη ανάπτυξη των πεταλοειδούς δίνης και δίνης διακένου. Μια από τις σημαντικότερες παρατηρήσεις ήταν ότι το σκέλος πίεσης της πεταλοειδούς δίνης (H_p) βασικά ακολουθεί μια ομαλή καμπύλη διαμέσου του διακένου χωρίς αξιοσημείωτη κάθετη κίνηση, η οποία θα μπορούσε πράγματι να θεωρηθεί ότι ο πυρήνας της συμπίπτει με αυτόν της δίνης διακένου, ενώ το σκέλος αναρρόφησης της πεταλοειδούς δίνης (H_s) τυλίγεται γύρω από την δίνη διακένου όπως αναφέρει και πάλι ο Sieverding σε μετέπειτα εργασία του⁷ [2.7] στην οποία υπήρχε μια εκτενής επισκόπηση των μέχρι τότε προτεινομένων μοντέλων.

Σχήμα 2.4: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Sieverding και Van den Bosch [2.6]

⁶

[2.6] **Sieverding C. H. and Van den Bosch P.**, The use of coloured smoke to visualize secondary flows in a turbine-blade cascade. *Journal of Fluid Mechanics*, 134:85–89, 1983.

⁷

[2.7] **Sieverding C. H.**, Recent progress in the understanding of basic aspects of secondary flows in turbine blade passages. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 107(2):248–257, 1985.

Ένα από τα τελευταία μοντέλα δευτερογενών ροών που προτάθηκαν ήταν και το μοντέλο από τους Sharma και Butler⁸ [2.8] (Σχήμα 2.5) το οποίο ήταν ελαφρώς διαφοροποιημένο από το μοντέλο του Langston. Η κύρια διαφορά βρίσκεται στο γεγονός ότι το σκέλος αναρρόφησης της πεταλοειδούς δίνης αυτό-τυλίγεται γύρω από την δίνη διακένου αντί να προσκολλάται στην πλευρά αναρρόφησης. Παρόμοιο φαινόμενο παρατήρησαν και οι Moore και Ransmayr⁹ [2.9]. Αργότερα οι Goldstein και Spores¹⁰ [2.10] πρότειναν ένα από τα τελευταία μοντέλα που υπάρχουν (Σχήμα 2.6), το οποίο και πάλι παρουσίαζε διαφορές με τα προηγούμενα μοντέλα. Οι τελευταίοι, βασιζόμενοι σε αποτελέσματα που αφορούσαν μεταφορά μάζας, πρότειναν ότι η πλευρά αναρρόφησης της πεταλοειδούς δίνης παραμένει πάνω από την δίνη διακένου και ταξιδεύει μαζί της. Ίδια παρατήρηση έκανε και ο Jilek¹¹ [2.11] πραγματοποιώντας πειράματα σε μεγάλης κλίμακας συστοιχίες πτερυγίων (cascades).

Σχήμα 2.5: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Sharma και Butler [2.8]

Όπως είναι προφανές, η κύρια διαφορά ανάμεσα στα προτεινόμενα μοντέλα είναι η τοποθέτηση του σκέλους αναρρόφησης της πεταλοειδούς δίνης, το οποίο λόγω του μικρού του μεγέθους είναι αρκετά δύσκολο να επιβεβαιωθεί πειραματικά.

⁸

[2.8] **Sharma O. P. and Butler T. L.**, Prediction of the endwall losses and secondary flows in axial flow turbine cascade., Journal of Turbomachinery, 109:229–236, 1987.

⁹

[2.9] **Moore J. and Ransmayr A.**, Flow in a turbine cascade part 1: losses and leading edge effects, In ASME-GT83, number 68, 1983.

¹⁰

[2.10] **Goldstein R. J. and Spores R. A.**, Turbulent transport on the endwall in the region between adjacent turbine blades, Journal of Heat Transfer, 110:862–869, 1988.

¹¹

[2.11] **Jilek J.**, An experimental investigation of the three-dimensional flow within large scale turbine cascades. In ASME-GT86, number 170, 1986.

Σχήμα 2.6: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Goldstein και Spores [2.10]

Το πιο πρόσφατο μοντέλο (Σχήμα 2.7) δευτερογενών ροών προτάθηκε από τους Wang et.al.¹² [2.12] μετά από πολύ λεπτομερή πειράματα με οπτικοποίηση της σχετικής ροής. Το μοντέλο τους ήταν πολύ περιεκτικό και περίπλοκο και περιείχε τέσσερις δίνες, την πεταλοειδή, την δίνη διακένου, την δίνη του τοιχώματος (wall vortex) καθώς και την γωνιακή δίνη (corner vortex).

Σχήμα 2.7: Μοντέλο δευτερογενών ροών όπως προτάθηκε από τους Wang et. al. [2.12]

¹²

[2.12] H. P. Wang, S. J. Olson, R. J. Goldstein, and E. R. G. Eckert, Flow visualization in a linear turbine cascade of high performance turbine blades. Journal of Turbomachinery, 119(1):1–8, 1997.

Οι Wang et. al. [2.12] διευκρινίζουν ότι η ανάπτυξη της πεταλοειδούς δίνης κοντά στο δάπεδο επηρεάζεται από το οριακό στρώμα τόσο του ιδίου του δαπέδου όσο και από το οριακό στρώμα που αναπτύσσεται στο περύγιο, του οποίου το πάχος μπορεί να συγκριθεί με το μέγεθος της ακτίνας του χείλους προσβολής στα σύγχρονα περύγια. Οπότε η αποκόλληση του οριακού στρώματος στο δάπεδο προκαλεί την δημιουργία του πολλαπλού συστήματος δινών στο χείλος προσβολής του περυγίου. Λόγω των ισχυρών εγκάρδιων βαθμίδων πίεσης, το σκέλος πίεσης της δίνης, ωθείται προς την πλευρά αναρρόφησης αμέσως μετά την είσοδο του στο διάκενο. Η δίνη διακένου παραμένει κοντά στην επιφάνεια αναρρόφησης και περιστρέφεται σε αντί-ωρολογιακή φορά όταν παρατηρείται από την διεύθυνση που κινείται η ροή. Η δίνη διακένου καθώς εισέρχεται στην κύρια ροή και στο οριακό στρώμα του δαπέδου, ανυψώνεται από το δάπεδο και αυξάνεται σε μέγεθος καθώς προχωράει κατάντη μέσα στο διάκενο. Πολύ κοντά στο τοίχωμα αναρρόφησης, μια μικρή αλλά έντονη δίνη δημιουργείται, την οποία οι Wang et. al. [2.12] ονομάζουν “δίνη τοιχώματος” (wall vortex) και η οποία προέρχεται από το σημείο σύνδεσης των δύο σκελών της πεταλοειδούς δίνης μπροστά στο χείλος προσβολής με φορά περιστροφής αντίθετη με αυτήν της δίνης διακένου. Οι γωνιακή δίνη (corner vortex) λόγω του μικρού της μεγέθους είναι πολύ δύσκολο να ανιχνευθεί με τεχνικές τρισδιάστατης οπτικοποίησης της ροής, ωστόσο μελέτες απεικόνισης της ροής στο δάπεδο¹³ ([2.13] , [2.14]) υποστηρίζουν την ύπαρξη της. Μια εκτενής επισκόπηση των προτεινομένων μοντέλων έχει γίνει από τους Zhou και Han¹⁴ [2.15].

2.1.2 Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας κυλινδρικού χείλους προσβολής

Οι Hunt et. al.¹⁵ [2.16] και ο Baker¹⁶ [2.17] ήταν ανάμεσα στους πρώτους ερευνητές οι οποίοι τεκμηρίωσαν το σύστημα τεσσάρων δινών στο επίπεδο συμμετρίας μπροστά από το κυλινδρικό χείλος προσβολής συμμετρικού σώματος – εμποδίου, όπως αυτό που παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.8α. Η τοπολογία αυτή των δινών εμφανίζεται καθώς το εισερχόμενο οριακό

¹³ [2.13] **M. Y. Jabbari, R. J. Goldstein, K. C. Marston, and E. R. G. Eckert**, Three dimensional flow within large scale turbine cascades. *Warme und-Stoff ubertragung*, 127:51–59, 1992.

[2.14] **R. J. Goldstein, H. P. Wang, and M. Y. Jabbari**. The influence of secondary flows near the endwall and boundary layer disturbance on convective transport from a turbine blade. In *ASME-GT94*, number 165, 1994.

¹⁴ [2.15] **X. Zhou and W. J. Han**, A review of vortex model development for rectangular turbine cascade (in chinese). *Journal of Aerospace Power*, 16(3):198–204, 2001.

¹⁵ [2.16] **Hunt, J.C.R., Abell, C.J., Peterka, J.A., and Woo, H.**, 1978, Kinematical Studies of the Flows Around Free or Surface-Mounted Obstacles; Applying Topology to Flow Visualization, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 86, Part 1, pp. 179-200

¹⁶ [2.17] **Baker C. J.**, 1980, The turbulent horseshoe vortex, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 6:9–23

στρώμα συναντά ένα αμβλύ σώμα εμπόδιο (Bluff body). Το σύστημα αυτό τεκμηριώθηκε τότε από τους προ αναφερομένους ερευνητές χρησιμοποιώντας οπτικοποίηση της ροής με λάδι στο δάπεδο.

Αργότερα, το σύστημα των τεσσάρων δινών έγινε πιο σαφές από τους Ishii και Honami¹⁷ [2.18] όταν χρησιμοποίησαν τόσο οπτικοποίηση της ροής στο δάπεδο με λάδι, αλλά και οπτικοποίηση με καπνό. Οι τελευταίοι, παρουσίασαν ένα καινούριο μοτίβο τρισδιάστατης ροής στο επίπεδο συμμετρίας όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8γ. Τέσσερις τύποι δινών υπάρχουν στο επίπεδο συμμετρίας, οι οποίες μπορούν να διαχωριστούν σε δύο περιοχές. Η περιοχή I (Region I) περιλαμβάνει την πεταλοειδή δίνη και την γωνιακή δίνη, ενώ η περιοχή II (Region II) περιλαμβάνει το σημείο αποκόλλησης (Detachment point), την δίνη αποκόλλησης (Separation vortex) και την αντί-περιστρεφόμενη δίνη (Counter vortex). Η τοπολογία αυτή των δινών υποστηρίζεται επίσης και από πειραματικές διερευνήσεις που έκαναν οι Agui και Andreopoulos¹⁸ [2.19]. Πρόσφατα ο Praisner¹⁹ [2.20] χρησιμοποιώντας την μέθοδο μέτρησης της ροής με PIV (Particle Image Velocimetry) ενίσχυσε την υπόθεση του συστήματος τεσσάρων δινών και πρότεινε την τοπολογία που φαίνεται στο Σχήμα 2.8β. Το σύστημα των δινών είναι παρόμοιο με τα δύο προηγούμενα που αναφέρθηκαν, ενώ η δίνη αποκόλλησης ονομάστηκε και “τριτογενής δίνη” (Tertiary Vortex ή TV) και η αντί-περιστρεφόμενη δίνη ονομάστηκε και “δευτερογενής δίνη” (Secondary Vortex ή SV).

Στο σύστημα των τεσσάρων δινών, η σημαντικότερη δομή στο επίπεδο συμμετρίας είναι η πεταλοειδής δίνη (HV), ανάντη της οποίας σχηματίζονται δύο επιπρόσθετες δίνες, η δευτερογενής (SV) και τριτογενής (TV). Ο σχηματισμός των δύο τελευταίων δινών οφείλεται στην σύγκρουση του εισερχόμενου οριακού στρώματος με την ανάστροφη ροή κατά μήκος του δαπέδου. Η περιοχή στην γωνιά σύνδεσης του πτερυγίου – δαπέδου, κυριαρχείται από μια μικρή αντί-περιστρεφόμενη δίνη που συχνά ονομάζεται και γωνιακή δίνη (CV) η οποία γεμίζει το κενό μεταξύ της πεταλοειδής δίνης και του σημείου σύνδεσης. Η πεταλοειδής δίνη έχει βρεθεί ότι

¹⁷ [2.18] **Ishii J. and Honami S.**, 1986, A three dimensional turbulent detached flow with a horseshoe vortex, ASME J, Eng. Gas Turbines Power, pp 125-130.

¹⁸ [2.19] **Agui, J.H. and Andreopoulos, J.**, 1992, Experimental Investigation of a Three-Dimensional Boundary Layer Flow in the Vicinity of an Upright Wall Mounted Cylinder, J. Fluids Eng., Vol. 114, pp. 566-576

¹⁹ [2.20] **Praisner T.J.**, 2003, Investigation of turbulent Juncture flow endwall heat transfer and flow field, PhD Thesis, Lehigh University.

περιορίζεται σε μια περιοχή η οποία είναι μικρότερη από το πάχος του οριακού στρώματος του δαπέδου²⁰ [2.21], [2.22], [2.23].

α. Hunt et. al. [2.16]

β. Praisner [2.20]

γ. Ishii and Honami [2.18]

Σχήμα 2.8: Τοπολογία του συστήματος δινών στο επίπεδο συμμετρίας

2.1.3 Θεωρητική ανάπτυξη ροής στο δάπεδο

2.1.3.1 Θεωρητική ανάπτυξη της ροής στο δάπεδο

Τα πεδία ροής τα οποία περιγράφονται στις προηγούμενες ενότητες συνθέτουν την ομοιόμορφη, ισόθερμη ροή μέσα στο δισδιάστατο οριακό στρώμα σε δάπεδο το οποίο προσεγγίζει ένα πτερύγιο. Στην πραγματικότητα, αυτή η ιδεώδης περίπτωση σπανίως λαμβάνει χώρα, αφού από τον θάλαμο καύσης η ροή εξέρχεται με μεγάλες διακυμάνσεις. Ανομοιομορφίες των εισερχόμενων προφίλ ταχυτήτων σε συνάρτηση με το ιξώδες οριακό στρώμα κατά μήκος του τοιχώματος προκαλούνται από βαθμίδες θερμοκρασίας στην έξοδο του θαλάμου καύσης. Ο

²⁰

[2.21] W.A. Eckerle and L.S. Langston, Horseshoe Vortex Formation Around a Cylinder," ASME Tran. J. Turbomachinery 109 (1987): 278-285.

[2.22] L.S. Langston, Research on Cascade Secondary and Tip-Leakage Flows- Periodicity and Surface Flow Visualization, AGARD Conf. Proc. No. 469, Secondary Flows in Turbomachines (1990): 19.1-19.15

[2.23] S.H. Moustapha, G.J. Paron, and J.H.T. Wade, Secondary Flows in Cascades of Highly Loaded Turbine Blades, ASME Tran. J. Engr. Gas Turbines and Power 107 (1985): 1031-1038.

Lakshminarayana²¹ [2.24] υποδεικνύει ότι η ανάπτυξη εγκάρσιων και στροβιλοειδών κινήσεων στην ροή του κυρτού διακένου, μπορεί να κατανοηθεί θεωρώντας την ροή κατά μήκος δύο ροϊκών γραμμών όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.9. Δύο ιδεώδεις περιπτώσεις θεωρούνται: α) Μια βαθμίδα ταχύτητας λόγω ενός τυρβώδους οριακού στρώματος με ισόθερμη ροή, β) μια γραμμική βαθμίδα θερμοκρασίας στην έξοδο του θαλάμου καύσης με ομοιόμορφο προφίλ ταχύτητας. Θεωρώντας σταθερή, ασυμπίεστη, μη συνεκτική ροή με αμελητέες τις μεταβολές της ταχύτητας στην n -διεύθυνση, η φυγόκεντρη επιτάχυνση για τις ροϊκές γραμμές A και B πρέπει να ισορροπείται από την βαθμίδα πίεσης κατά μήκος του βήματος (pitch) (μεταξύ δύο διαδοχικών περυγίων):

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_A = \rho \frac{V_{sA}^2}{R_A} \quad (2.1)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_B = \rho \frac{V_{sB}^2}{R_B} \quad (2.2)$$

Από πλευράς θεωρίας οριακών στρωμάτων, ο όρος $\partial p / \partial n$ για τις δύο ροϊκές γραμμές από το αναπτυσσόμενο οριακό στρώμα στα δύο τελικά τοιχώματα πρέπει να είναι ίσος. Οπότε:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_A = \left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_B \quad (2.3)$$

Σχήμα 2.9: Απεικόνιση των διαφορετικών τυρβωδών δομών που πιθανώς να προκύπτουν, για δύο ιδεώδεις συνθήκες ροής:
α) Ισόθερμη με οριακό στρώμα εισόδου, β) Μη συνεκτική με προφίλ θερμοκρασίας

Λόγω του ιξώδους οριακού στρώματος στο δάπεδο, είναι προφανές ότι $V_{SA} < V_{SB}$. Οπότε για να ισχύει η υπόθεση του οριακού στρώματος, θα πρέπει η ακτίνα της κυρτότητας της γραμμής B να ελαττωθεί. Αυτό δημιουργεί μια εγκάρσια ροή στο οριακό στρώμα από την πλευρά πίεσης προς την γραμμή αναρρόφησης του πτερυγίου, δημιουργώντας έτσι δευτερογενή ροή (ροή η οποία δεν είναι ευθυγραμμισμένη με την διεύθυνση της ιδανικής ροής) όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.9α. Θεωρώντας τώρα το Σχήμα 2.9β όπου ένα προφίλ σταθερής ταχύτητας με γραμμικό προφίλ θερμοκρασίας πλησιάζει το πτερύγιο, ισχύει και πάλι η ίδια φυσική της ροής, όμως η προκύπτουσα δίνη αναστρέφεται σε φορά περιστροφής. Στην περίπτωση αυτή η θερμοκρασία στο A είναι μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία στο B, οπότε $\rho_A < \rho_B$. Τώρα, η R_B πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την R_A για να είναι σε ισορροπία η βαθμίδα πίεσης και η εγκάρσια ροή που παράγεται προς την πλευρά πίεσης του παρακείμενου πτερυγίου. Η αλλαγή στην κύρτωση της ροϊκής γραμμής μπορούσε να είναι λιγότερο σοβαρή στην περίπτωση αυτή εν συγκρίσει με την πρώτη περίπτωση (Σχήμα 2. 9) αφού ο όρος της ταχύτητας είναι στο τετράγωνο στην εξίσωση 2.1.

Όπως φαίνεται από τις απλές αυτές ιδεατές περιπτώσεις ροής, μπορούν να υπάρχουν μεγάλες εναλλαγές στην αναμενόμενη δομή των δευτερογενών ροών. Ο σημαντικότερος μηχανισμός παραγωγής των ροών αυτών είναι το προφίλ της ολικής πίεσης που εισέρχεται στο διάκενο. Καθώς το προφίλ αυτό της ολικής πίεσης μετατρέπεται σε προφίλ στατικής πίεσης κατά μήκος του χείλους προσβολής του πτερυγίου, η ροή οδηγείται από μια περιοχή υψηλής πίεσης σε μια περιοχή χαμηλότερης πίεσης. Στις περισσότερες των περιπτώσεων οι θυρίδες ψύξης που υπάρχουν μεταξύ του θαλάμου καύσης και του στροβίλου και μέσω των οποίων ψυχρότερο ρευστό εγχέεται στην κύρια θερμή ροή έχουν σημαντική επίδραση στην τοπολογία των δευτερογενών ροών στην περιοχή. Γενικά, το προφίλ της ροής στην έξοδο από τον θάλαμο καύσης, το οποίο αποκαλείται και “συντελεστής μοτίβου καυστήρα” (combustor pattern factor) και τελικά εισέρχεται στον στροβίλο, πρέπει να είναι γνωστό για να είναι ικανή η σωστή πρόβλεψη δευτερογενών ροών που τελικά θα αναπτυχθούν στο διάκενο. Στην πράξη, ο συντελεστής αυτός είναι μια από τις παραμέτρους που χρησιμοποιούνται κατά τον σχεδιασμό των συστημάτων ψύξης τόσο των πτερυγίων όσο και των τελικών τους τοιχωμάτων.

2.1.3.2 Το πεδίο ροής στο δάπεδο

Στο Σχήμα 2.10α, φαίνονται η ροϊκές γραμμές σε ένα επίπεδο ελαφρώς πάνω από το δάπεδο και φαίνονται μερικά ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της ροής στο δάπεδο, όπως παρουσιάζονται από τον Acharya²² [2.25]. Οι χαρακτηριστικές αυτές περιοχές αναγνωρίζονται από τις γραμμές αποκόλλησης (separation lines). Οι ροϊκές γραμμές διακλαδώνονται καθώς πλησιάζουν το σημείο καμπής (saddle point). Το σημείο αυτό καθορίζεται ως η τοποθεσία στο δάπεδο στο οποίο η γραμμή μηδενικής γωνίας προσβολής συναντά την γραμμή αποκόλλησης (separation line). Το εισερχόμενο οριακό στρώμα στο δάπεδο αποκολλάται κατά μήκος της γραμμής αποκόλλησης και ως εκ τούτου, δευτερογενείς ροές δημιουργούνται στις περιοχές αμέσως κατάντη και παρακείμενα της γραμμής αυτής. Αυτό υποδεικνύεται από την υψηλή συγκέντρωση ροϊκών γραμμών δίπλα στην γραμμή αποκόλλησης (Σχήμα 2.10α). Η ισχυρή ανάστροφη ροή στις περιοχές που επικρατούν δίνες, αντιπαραβάλλονται με τις γραμμές του οριακού στρώματος, προκαλώντας τις έτσι να συμπυκνωθούν πιο πυκνά κοντά στην γραμμή διαχωρισμού. Η πεταλοειδής δίνη που σχηματίζεται ακριβώς κατάντη του σημείο καμπής (saddle point) είναι προφανής. Η περιοχή μεταξύ της γραμμής αποκόλλησης και της πλευράς αναρρόφησης παρουσιάζει το σκέλος αναρρόφησης (suction side leg vortex) της πεταλοειδούς δίνης. Αντίστοιχα, η περιοχή κατά μήκος της γραμμής αποκόλλησης η οποία κατευθύνεται από την πλευρά πίεσης στην πλευρά αναρρόφησης του πτερυγίου, παρουσιάζει το σκέλος πίεσης της πεταλοειδούς δίνης (pressure side vortex) και οδηγείται από την βαθμίδα πίεσης στο διάκενο. Το σκέλος αναρρόφησης και συμπίεσης της πεταλοειδούς δίνης συναντώνται περίπου στην περιοχή στο μέσο του διακένου όπου επίσης συναντώνται και οι δύο γραμμές αποκόλλησης. Το σημείο συνάντησης τοποθετείται κοντά στην πλευρά αναρρόφησης και η σύνδεση των δύο δινών προκαλεί την μεγαλύτερη σε μέγεθος δίνη διακένου η οποία ταξιδεύει κατά μήκος της πλευράς αναρρόφησης του πτερυγίου προς την έξοδο από το διάκενο. Κατάντη της γραμμής αποκόλλησης της πλευράς πίεσης, το οριακό στρώμα στο δάπεδο είναι πολύ λεπτό και εμφανίζεται στρεβλό (skewed) προς την πλευρά αναρρόφησης. Αυτό είναι προφανές από την σποραδική συγκέντρωση ροϊκών γραμμών στην περιοχή καθώς στρίβουν από την πλευρά πίεσης στη πλευρά αναρρόφησης. Οι ισχυρές στροβιλώδεις κινήσεις του σκέλους πίεσης της πεταλοειδούς δίνης, παρασύρουν το περισσότερο ρευστό από το εισερχόμενο οριακό στρώμα και ένα νέο οριακό στρώμα αναπτύσσεται κατάντη.

22

[2.25] Acharya S., Endwall Cooling With Endwall Contouring and Leading Edge Fillet, Semi-annual Report Submitted to UTSR, South Carolina, Project No. 02-01-SR098, June 2003-December 2003.

Συγκρίνοντας τις ροϊκές γραμμές κοντά στο δάπεδο (Σχήμα 2.10α) με αυτές στο μέσο του ανοίγματος (span) των περυγίων (Σχήμα 2.10β), είναι προφανές ότι η στροφή των γραμμών μέσα στο διάκενο και γύρω από το χείλος προσβολής, είναι πολύ μεγαλύτερη κοντά στο δάπεδο, πράγμα το οποίο προκαλεί πιο ισχυρές εγκάρσιες ροές στην περιοχή αυτή.

Σχήμα 2.10: Το πεδίο ροής διαμέσου του διακένου μεταξύ δύο διαδοχικών περυγίων στροβίλου [2.36]
α) σε επίπεδο κοντά στο δάπεδο , β) σε επίπεδο στο μέσο του ανοίγματος (span) των περυγίων

2.2. Μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο και ψύξη δαπέδου

2.2.1 Μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο

Η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο καθορίζεται από την κατάσταση και το πάχος του τοπικού οριακού στρώματος, από την κατανομή της θερμοκρασίας στην είσοδο του στροβίλου και από την τρισδιάστατη ροή κοντά στο τοίχωμα. Ανάντη του τρισδιάστατου διαχωρισμού του, το οριακό στρώμα εισόδου είναι συνήθως παχύ και τυρβώδες, το οποίο έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία μιας σφηνοειδούς σχήματος περιοχή χαμηλής μετάδοσης θερμότητας η οποία

εκτείνεται μέχρι και το στόμιο εισόδου στο διάκενο. Κατάντη του τρισδιάστατου διαχωρισμού (Σχήμα 2.10α) δημιουργείται ένα νέο, λεπτό και στρωτό οριακό στρώμα το οποίο συσχετίζεται με υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας. Συνδυαζόμενο με την τρισδιάστατη ροή κοντά στο δάπεδο, ο Friedrichs²³ [2.26] οριοθετεί επτά διακριτές περιοχές όπου είναι πιθανότερο να εμφανίζονται υψηλοί ρυθμοί μετάδοσης θερμότητας (Σχήμα 2.11α). Τέσσερις από τις περιοχές αυτές επιβεβαιώνονται από δημοσιευθείσες εργασίες ότι είναι όντως περιοχές υψηλής μετάδοσης θερμότητας²⁴ (π.χ. [2.27], [2.28], [2.29], [2.30], [2.31], [2.32]). Αυτές είναι η περιοχή γύρω από το χείλος προσβολής (leading edge region), η περιοχή καμπής του πτερυγίου στην πλευρά αναρρόφησης (suction surface shoulder), η γωνιά της πλευράς πίεσης (pressure surface corner) και η περιοχή του απορεύματος στο χείλος εκφυγής (trailing edge wake). Για τις υπόλοιπες τρεις περιοχές, οι μέχρι τώρα μελέτες υποδεικνύουν ότι η τοπική μετάδοση θερμότητας εξαρτάται από τον αριθμό Reynolds, το οριακό στρώμα εισόδου και την ένταση, ισχύ και τοποθεσία των δευτερογενών δομών.

Σημειώνεται εδώ ότι στις περισσότερες των περιπτώσεων η θέση στην οποία μετράται το εισερχόμενο οριακό στρώμα αντιστοιχεί σε απόσταση $0.6C$ ανάντη του σημείου λίμνασης, όπου το C αναφέρεται στην πραγματική χορδή του πτερυγίου που χρησιμοποιείται για την εκάστοτε περίπτωση.

²³ [2.26] **Friedrichs S.**, Endwall film cooling in axial flow turbines, PhD dissertation, Cambridge University Engineering Department, January 1997.

²⁴ [2.27] **Gaugler R.E. and Russell, L.M.**, 1983, Comparison of Visualised Turbine Endwall Secondary Flows and Measured Heat Transfer Patterns, ASME Paper 83-GT-83

[2.28] **Boyle, R.J. and Russell L.M.**, 1989, Experimental Determination of Stator Endwall Heat Transfer, ASME Paper 89-GT-219

[2.29] **Harvey N.W., Wang Z., Ireland P.T. and Jones T.V.**, 1989, Detailed Heat Transfer Measurements in Nozzle Guide Vane Passages in Linear and Annular Cascades in the Presence of Secondary Flows, AGARD CPP-468/469, pp. 24/1 - 24/12

[2.30] **Hippensteele S.A. and Russell L.M.**, 1988, High-Resolution Liquid-Crystal Heat- Transfer Measurements on the End Wall of a Turbine Passage with Variations in Reynolds Number, NASA Technical Memorandum 100827

[2.31] **Takeishi K., Matsuura M., Aoki S. and Sato T.**, 1990, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 112, pp. 488-496

[2.32] **Chana K.S.**, 1993, Heat Transfer and Aerodynamics of a 3D Design Nozzle Guide Vane Tested in the Pyestock Isentropic Light Piston Facility, AGARD-CP-527, Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines, pp. 1/1 - 1/11

Σχήμα 2.11: Περιοχές εμφάνισης υψηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο του διάκενου δύο διαδοχικών πτερύγιων στροβίλου:

α. Πιθανές περιοχές εμφάνισης, β. Πειραματικά αποτελέσματα από την διάταξη στο NASA GRC [2.36]

Στο Σχήμα 2.11β φαίνονται οι περιοχές με υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας όπως μετρήθηκαν πειραματικός στο ερευνητικό κέντρο της Nasa Glenn Research Center (GRC)²⁵ [2.34], [2.35] όπως μετρήθηκε από τους Giel et. al.²⁶ [2.36]. Η μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο εκφράζεται σε μορφή του αδιάστατου αριθμού Stanton (St). Στο Σχήμα φαίνεται καθαρά η επίδραση των δευτερογενών ροών στην μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο τόσο ανάντη του χείλους προσβολής όσο και μέσα στο διάκενο. Παρατηρούνται υψηλοί ρυθμοί μετάδοσης θερμότητας στην περιοχή του χείλους προσβολής (leading edge region), στο απόρευμα του χείλους εκφυγής (trailing edge wake) και σε μεγάλη περιοχή της γωνιάς στην πλευρά πίεσης (pressure surface corner). Επιπλέον είναι προφανές ότι κατά μήκος της γραμμής ανύψωσης (lift off line) μέχρι και την περιοχή καμπής του πτερυγίου στην πλευρά αναρρόφησης

²⁵

[2.34] Giel P.W., Thurman D.R., Lopez I., Boyle R.J., Van Fossen G.J., Jett T.A., Camperchioli W.P., and La, H., Three-dimensional flow field measurements in a transonic turbine cascade, ASME Paper 96-GT-113 (1996).

[2.35] Giel P.W., Thurma, D.R., Van Fossen G.J., Hippensteele S.A., and Boyle R.J., Endwall heat transfer measurements in a transonic turbine cascade, ASME Paper 96- GT-180 (1996)

²⁶

[2.36] Giel P.W., and Gaugler R.E., NASA Blade 1. Endwall heat transfer data, Version 1, NASA-Glenn Research Center, Turbine Branch, CD ROM (2001).

(suction surface shoulder) το δάπεδο καταπονείται επίσης από σχετικά υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας.

2.2.2 Ο αριθμός Stanton

Η πιο σύνηθες έκφραση για τον προσδιορισμό της αποτελεσματικότητας των μεθόδων ψύξης στα διάφορα εξαρτήματα των στροβιλομηχανών, έχει καθιερωθεί να είναι η χρησιμοποίηση του αδιάστατου αριθμού Stanton (St). Ο αριθμός αυτός εκφράζει τον λόγο της μετάδοσης θερμότητας που μεταφέρεται σε ένα ρευστό προς την θερμοχωρητικότητα του ρευστού ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα του χρόνου. Χρησιμοποιείται για να χαρακτηρίζει την μετάδοση θερμότητας σε εξαναγκασμένες ροές. Ως εκ τούτου ο αριθμός Stanton εκφράζεται ως:

$$St = \frac{h}{\rho u C_p} = \frac{Q_{convective}}{Q_{potential}} \quad (2.4)$$

όπου h ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας με μεταφορά, ρ και u η πυκνότητα και ταχύτητα αντίστοιχα του ρευστού και C_p η ειδική θερμοχωρητικότητα του ρευστού. Ο αριθμός Stanton μπορεί επίσης να εκφραστεί και ως συνάρτηση των αδιάστατων αριθμών Nusselt (Nu), Reynolds (Re) και Prandtl (Pr):

$$St = \frac{Nu}{RePr} \quad (2.5)$$

Ο αριθμός Stanton προκύπτει κατά την θεώρηση της γεωμετρικής ομοιότητας του οριακού στρώματος της ταχύτητας και του θερμικού οριακού στρώματος, όπου μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εκφράσει την σχέση μεταξύ των διατμητικών δυνάμεων στο τοίχωμα (λόγω της ιξώδους αντίστασης (viscous drag)) και της ολικής μετάδοσης θερμότητας στο τοίχωμα (λόγω της θερμικής διαχυτότητας (thermal diffusivity)). Οπότε, για δεδομένη γεωμετρία, ο αριθμός Stanton είναι ανάλογος της μεταβολής της θερμοκρασίας στο ρευστό διαιρεμένο με την κινητήρια θερμοκρασιακή διαφορά. Στην παρούσα εργασία, και για την διασφάλιση άμεσης σύγκρισης μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των υπολογιστικών προβλέψεων, οι τοπικοί αριθμοί Stanton υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας την ίδια διαδικασία όπως αναπτύχθηκε και δικαιολογήθηκε από τους Giel et. al. [2.35], [2.36]. Οι τελευταίοι, κάτω από τις συνθήκες λειτουργίας των πειραμάτων, τις επιλογές των θερμοκρασιακών διαφορών που

χρησιμοποιούνται ως το κινητήριο δυναμικό και την επιλογή της θερμοκρασίας αναφοράς για τις θερμοφυσικές ιδιότητες του ρευστού υποδεικνύουν ότι αυτά επηρεάζουν σημαντικά τον συντελεστή μετάδοσης θερμότητας. Οπότε έχοντας πραγματοποιήσει μια σύγκριση των παραπάνω ορισμών, πρότειναν τον υπολογισμό του αριθμού Stanton ως:

$$St = \frac{\dot{q}_{conv}}{\rho_{ref} C_p V_{\infty} (T_w - T_{B\infty})} \quad (2.6)$$

Εκτενέστερη ανάλυση του παραπάνω αριθμού που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα τις εργασίας αυτής γίνεται στο Κεφάλαιο 3. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι αυτή η διαδικασία παράγει αριθμούς Stanton οι οποίοι είναι πρακτικά ανεξάρτητοι από την παροχή θερμικής ενέργειας που παρέχεται κατά τα πειράματα και που μεταβάλλεται κατά την διαδικασία των πειραμάτων.

2.2.3 Ψύξη δαπέδου με έγχυση ψυχρού αέρα

Η ψύξη του δαπέδου με την μέθοδο του film cooling είναι μια μέθοδος κατά την οποία ψυχρός αέρας εγχέεται μέσω μικρών οπών πάνω από το τοίχωμα, έτσι ώστε να παρέχει ένα προστατευτικό φιλμ στην επιφάνεια του τοιχώματος από τα θερμά αέρια που εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης (Σχήμα 2.12). Η αποτελεσματικότητα της μεθόδου αυτής επηρεάζεται σε μέγιστο βαθμό δυσμενώς από την παρουσία των δευτερογενών ροών στο τοίχωμα. Στις περισσότερες των περιπτώσεων, το ψυκτικό εγχέεται από θύρες οι οποίες βρίσκονται ανάντη της γραμμής διαχωρισμού (separation line) όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.10α. Ως εκ τούτου, οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού ανυψώνονται από το δάπεδο τόσο από τα σκέλη πίεσης όσο και από τα σκέλη αναρρόφησης της πεταλοειδούς δίνης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την έκθεση ενός αρκετά μεγάλου μέρους του τοιχώματος στα θερμά αέρια, αμέσως κατάντη της γραμμής διαχωρισμού και μέχρι το σημείο σύνδεσης του πτερυγίου με το τοίχωμα. Η έγχυση ψυκτικού επηρεάζεται επίσης και από άλλες παραμέτρους όπως η τραχύτητα τόσο του δάπεδου όσο και του τοιχώματος της θυρίδας έγχυσης, την γωνία και την ταχύτητα έγχυσης, το σχήμα και μέγεθος των θυρίδων, η σχετική τους τοποθεσία στο δάπεδο όπως επίσης και από την μέθοδο κατασκευής των θυρίδων. Η κατασκευή των θυρίδων έγχυσης γίνεται συνήθως με την χρήση της μεθόδου electro-discharge machining (EDM) ή με διάτρηση με χρήση λέιζερ (laser drilling). Και οι δύο μέθοδοι αυτοί είναι προφανές ότι υπόκεινται σε περιορισμούς πρόσβασης σε διάφορα σημεία τόσο του δαπέδου όσο και των πτερυγίων.

Το ψυκτικό τζετ επηρεάζει σημαντικά το πεδίο πίεσης τόσο στο δάπεδο όσο και τις εγκάρσιες ροές μέσα στο διάκενο. Η διαδικασία της ανάμιξης και διάχυσης των ψυκτικών δεσμών (jets) μέσα στο οριακό στρώμα και η αλληλεπίδραση μεταξύ των δεσμών και του οριακού στρώματος ή και των παρόντων δευτερογενών ροών είναι περίπλοκη και σύνθετη.

Σχήμα 2.12: Ίχνη από οπτικοποίηση του εγχέομένου ψυκτικού από θυρίδες στο δάπεδο (Από Friedrichs [2.26])

Μια εκτενής επισκόπηση της βιβλιογραφίας που αφορά την δυναμική και αλληλεπίδραση των τζετ έχει γίνει από τον Leboeuf²⁷ [2.37] ενώ οι Fric και Roshko²⁸ [2.38], [2.39], [2.40] μελέτησαν εκτενώς την δομή των τζετ όταν αυτά εγχέονται σε διασταυρούμενη ροή (Σχήμα 2.13). Αργότερα ο Kang²⁹ [2.41] διερεύνησε την δομή της ροής δίπλα από μια θύρα ψύξης σε μια επίπεδη επιφάνεια χρησιμοποιώντας υπολογιστικές προσομοιώσεις και κατάλληλη

²⁷ [2.37] **Leboeuf F.**, 1994, Discrete Jets Interactions, ERCOFTAC Meeting on Turbine Cooling and Heat Transfer, April 1994, Lyon

²⁸ [2.38] **Fric, T. F.**, 1990, Structure in the near field of the transverse jet, PhD thesis, California Institute of Technology, California, USA.

[2.39] **Fric T. F., Roshko A.**, 1991, Structure in the near field of the transverse jet In Turbulent Shear Flows 7, Stanford University, USA, August 21-23, 1989, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.

[2.40] **Fric T. F., Roshko A.**, 1994, 'Vortical structure in the wake of a transverse jet.' Journal of Fluid Mechanics, Vol. 279, pp. -47, Cambridge University Press, Cambridge, UK.

²⁹ [2.41] **Kang S.**, Three dimensional flow structure nearby cooling holes (in Chinese). Journal of Engineering Thermophysics, 27(5):754-756, 2006.

τοπολογική ανάλυση και έχει δώσει μια εκτεταμένη επεξήγηση για την δομή των δινών ενός τζετ που εκβάλλει σε διασταυρούμενη ροή.

Η ροή επιταχύνεται πάνω και γύρω από το τζετ και επιβραδύνεται ανάντη και κατόντη του τζετ. Η ανάντη επιβράδυνση έχει ως αποτέλεσμα τον τρισδιάστατο διαχωρισμό του εξωτερικού οριακού στρώματος, επάγοντας ένα τύπο πεταλοειδούς δίνης η οποία τυλίγεται γύρω από το τζετ. Η κατόντη επιβράδυνση μπορεί να είναι αρκετά ισχυρή έτσι ώστε να δώσει μια περιοχή ανακυκλοφορίας όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.13. Η κάμψη που προκαλείται στο τζετ λόγω της εισερχόμενης κύριας ροής, μαζί με ισχυρή διάτμηση και στις δύο πλευρές του τζετ, ενισχύει το ζεύγος των αντί-περιστρεφόμενων δινών (Counter Rotating Vortex Pair). Οι δίνες αυτές σαρώνουν ρευστό από την κύρια ροή και το μεταφέρουν προς τα κάτω στο τοίχωμα και παρασύρουν ρευστό από την επιφάνεια προς το κέντρο του τζετ. Η διείσδυση του τζετ στην κύρια ροή εξαρτάται κυρίως από την γωνία έγχυσης και τον λόγο ορμής του ψυκτικού προς την κύρια ροή. Σε υψηλούς λόγους ορμής, το τζετ ανυψώνεται όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.13. Για χαμηλότερους λόγους το τζετ κάμπτεται πολύ γρήγορα και προσκολλάται στο τοίχωμα. Μετά από το τέλος της ανάμιξης οι δυνάμεις πίεσης είναι μικρές και το τζετ ακολουθά την τροχιά της τοπικής ροής.

Αφού το ψυκτικό τζετ εκρέει από την θυρίδα, η διαδικασία της τυρβώδους ανάμιξης προκαλεί την ανάμιξη του ψυκτικού με την κύρια ροή. Γειτονικά τζετ συγχωνεύονται έτσι ώστε δημιουργεί ένα στρώμα ψυκτικού σε μικρή απόσταση κατόντη της έγχυσης. Ωστόσο, οι σύνθετες δομές των ψυκτικών τζετ αλληλεπιδρούν με την τρισδιάστατη ροή που επικρατεί στο διάκενο και ανάντη του χείλους προσβολής όπως έχει αναφερθεί σε προηγούμενη ενότητα. Για τον λόγο αυτό η αλληλεπίδραση αυτή επηρεάζει την κατανομή του ψυκτικού στρώματος με αποτέλεσμα περιοχές γύρω στο σημείο σύνδεσης να παραμένουν ακόμη χωρίς ψύξη.

Σχήμα 2.13: Η δομή ενός τζετ όταν εγχέεται σε διασταυρούμενη ροή (Από [2.39])

2.2.4 Κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας

Συσχετιζόμενη με το σύστημα των δινών που εμφανίζονται στο επίπεδο συμμετρίας εμφανίζεται να είναι και κατανομή της μετάδοσης θερμότητας στην γραμμή συμμετρίας πάνω στο δάπεδο, η οποία εμφανίζει μια χαρακτηριστική κατανομή, γνωστή και ως κατανομή διπλής κορυφής. Στο Σχήμα 2.14. φαίνεται ένα παράδειγμα της κατανομής αυτής σαν συνάρτηση του αδιάστατου αριθμού Stanton. Η τοπική ροή θερμότητας εμφανίζεται να είναι περίπου τρεις φορές υψηλότερη (π.χ. Σημείο 4) από την αντίστοιχη θερμική ροή στο εισερχόμενο οριακό στρώμα (Σημείο 1).

Η τοποθεσία που εμφανίζεται η μέγιστη τιμή της ροής θερμότητας βρίσκεται μεταξύ της πεταλοειδούς δίνης (HV) και της γωνιακής δίνης (CV) στο σημείο 4. Στην περιοχή αυτή, ρευστό από τα εξωτερικό οριακό στρώμα μεταφέρεται με την περιστροφική κίνηση της πεταλοειδούς δίνης προς το δάπεδο και προσκρούει σε αυτό. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να εμφανίζεται στο σημείο αυτό υψηλός ρυθμός μετάδοσης θερμότητας ο οποίος μειώνεται ανάντη προς το κέντρο της πεταλοειδούς δίνης. Το ελάχιστο που εμφανίζεται ακριβώς στο σημείο σύνδεσης του πτερυγίου - δαπέδου (Σημείο 5) οφείλεται προφανώς στην αποκόλληση της γωνιακής δίνης από το δάπεδο και προκαλεί μειωμένο τοπικό ρυθμό μετάδοσης θερμότητας. Ανάντη της τοποθεσίας του τοπικού μέγιστου (Σημείο 4) και κάτω από τον πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης η μετάδοση

θερμότητα αυξάνεται και πάλι εξαιτίας των υψηλών μεγεθών των τυρβωδών τάσεων στην περιοχή, ενώ εν συνεχεία μειώνεται απότομα καθώς η δίνη αποκολλάται από το δάπεδο. Κάτω από τον πυρήνα της δευτερογενούς δίνης, η μετάδοση θερμότητας αυξάνεται και πάλι φτάνοντας σε ένα δεύτερο μέγιστο στο σημείο που η δράση της δευτερογενούς (SV) και τριτογενούς δίνης (TV) μεταφέρουν και πάλι ρευστό από το εξωτερικό οριακό στρώμα και το προσκρούουν στο τοίχωμα.

Σχήμα 2.14: Τοπολογία του συστήματος δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συσχετιζόμενη κατανομή του αριθμού Stanton στην γραμμή συμμετρίας στο δάπεδο

2.3. Υποβοήθηση της ψύξης του δαπέδου με τεχνικές ελέγχου της ροής

Για την υποβοήθηση της αποτελεσματικότερης ψύξης στην περιοχή του σημείου σύνδεσης περυγίου - δαπέδου έχουν προταθεί μέθοδοι οι οποίες εμπεριέχουν δομικές τροποποιήσεις τόσο των περυγίων όσο και του δαπέδου. Οι τροποποιήσεις αυτές έχουν ως σκοπό την μείωση της έντασης των δευτερογενών ροών στο διάκενο και ανάντη του χείλους προσβολής. Πιστεύεται ότι μια μείωση των δευτερογενών ροών και αλλαγή στην τοπολογία του σχετικού τρισδιάστατου πεδίου ροής θα μπορούσε να συνεισφέρει στην μείωση των ρυθμών μετάδοσης θερμότητας ενώ η ψύξη με την μέθοδο του λεπτού φιλμ αέρα (film cooling) θα μπορούσε να είναι πιο αποτελεσματική εάν η επικρατούσα τρισδιάστατη ροή δεν προκαλούσε την μετατόπιση των ροικών γραμμών του εγχεόμενου ψυκτικού.

2.3.1 Διαμόρφωση πτερυγίων στο χείλος

Μια από τις μεθόδους μείωσης των δευτερογενών ροών που ερευνώνται είναι η τοποθέτηση ομαλών περιγραμμάτων στην σύνδεση του χείλους προσβολής των πτερυγίων (leading edge filleting) με το δάπεδο. Διάφορες τέτοιες διαμορφώσεις που έχουν χρησιμοποιηθεί από ερευνητές φαίνονται στο Σχήμα 2.15α,β,γ ³⁰ ([2.42], [2.43], [2.44]). Σε μερικές περιπτώσεις το περίγραμμα μπορεί να εκτείνεται και κατά μήκος της χορδής των πτερυγίων όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.15δ,ε ³¹ ([2.45],[2.46]). Τα περιγράμματα αυτά έχει βρεθεί ότι είναι αρκετά αποτελεσματικά στην μείωση των δευτερογενών ροών στο διάκενο, καθώς μειώνουν το μέγεθος και ένταση της πεταλοειδούς δίνης και κατά συνέπεια την ένταση και μέγεθος της δίνης διακένου. Οι απώλειες ολικής πίεσης λόγω της δίνης διακένου επίσης μειώνονται. Η περιοχή της ροής στο χείλος προσβολής μειώνεται λόγω της τοποθέτησης των περιγραμμάτων. Για ασυμπίεστη ροή, αυτό ωθεί το ρευστό στο οριακό στρώμα να μετακινηθεί από το επίπεδο του χείλους προσβολής. Επίσης, η ανάστροφη βαθμίδα πίεσης κατά μήκος του χείλους προσβολής (λόγω της λίμνασης στο σημείο) μειώνεται με την προσθήκη των περιγραμμάτων.

Οι λόγοι αυτοί είναι υπεύθυνοι για την μείωση του μεγέθους της πεταλοειδούς δίνης και της τυρβώδους κινητικής της ενέργειας. Επιπλέον, κατά την διάρκεια πειραμάτων και υπολογιστικών προσομοιώσεων φαίνεται να μην υπάρχουν εμφανή σημάδια δημιουργίας της γωνιακής δίνης (CV).

Η επίδραση των διαμορφώσεων του χείλους προσβολής στον τοπικό ρυθμό μετάδοσης θερμότητας δεν είναι ακόμη σαφής, λόγω των λίγων διαθέσιμων μελετών που έχουν γίνει. Οι Shih και Lin ³² [2.47] διευκρινίζουν μέσω υπολογιστικών προσομοιώσεων ότι οι μηχανισμοί που είναι υπεύθυνοι για τις αεροδυναμικές απώλειες και την συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας

³⁰ [2.42] **G.I. Mahmood, R. Gustafson, and S. Acharya**, Experimental Investigation of Flow Structure and Nusselt Number in a Low Speed Linear Blade Passage With and Without Leading Edge Fillets, ASME Tran. J. Heat Transfer 127 (2005):499-512.

[2.43] **Han S., Goldstein R. J.**, Influence of Blade leading edge on turbine endwall heat (mass) transfer, J. Turbomach. 128(4), 798-813, 2004

[2.44] **Sauer, H., Müller, R., and Vogeler, K.**, (2000) "Reduction of Secondary Flow Losses in Turbine Cascades by Leading Edge Modifications at the Endwall," ASME J of Turbomachinery, Vol. 123, pp. 207-213 (also presented as ASME Paper No. 2000-GT-0473).

³¹ [2.45] **S. Becz, M. S. Majewski and L. S. Langston**, Leading Edge Modification Effects on Turbine Cascade Endwall Loss, GT2003-38898, pp. 359-367; 9 pages doi:10.1115/GT2003-38898

[2.46] **Lethander A.T, Thole K.A., Zess G, and Wagner J.**, (2003) Optimizing the vane endwall junction to reduce adiabatic wall temperatures in a turbine vane passage, ASME Paper No. GT2003-38939

³² [2.47] **Shih P., Lin L.**, Controlling Secondary-Flow Structure by Leading-Edge Airfoil Fillet and Inlet Swirl to Reduce Aerodynamic Loss and Surface Heat Transfer, GT2002-30529, PP.1023-1032

του δαπέδου, είναι πιο σύνθετοι από την απλή εστίαση της έρευνας στην ένταση και μέγεθος των δευτερογενών ροών. Οι Han και Goldstein [2.43] σε μια δική τους μελέτη σε σχέση με την χρησιμοποίηση περιγραμμάτων στο χείλος προσβολής, παρατήρησαν ότι γύρω από το χείλος προσβολής τόσο στην πλευρά πίεσης όσο και στην πλευρά αναρρόφησης υπήρξε αύξηση της μεταφοράς θερμότητας.

Σχήμα 2.15: Διαμορφώσεις περιγράμματος του χείλους προσβολής

Οι Saha et.al.³³ [2.48] χρησιμοποιώντας δύο είδη προφίλ περιγραμμάτων, παρατήρησαν ότι ο αριθμός Nusselt στο δάπεδο μειώνεται ανάντη της περιοχής των περιγραμμάτων. Μια μελέτη που έκαναν οι Zhang et. al.³⁴ [2.49] και αφορούσε την αποτελεσματικότητα της ψύξης του δαπέδου με την πρόσθεση περιγραμμάτων, κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η καλύτερη γεωμετρία εξαρτάται από την αναλογία έγχυσης (λόγος ταχυτήτων της κύριας ροής προς την ταχύτητα έγχυσης). Οι Lethender et. al. [2.46] παρουσίασαν αποτελέσματα τα οποία έδειχναν ότι χρειάζεται ένα μεγάλο σε μέγεθος περίγραμμα για επίτευξη μέγιστου θερμικού οφέλους και ότι το όφελος αυτό επηρεάζεται περισσότερο από ύψος του περιγράμματος. Οι ίδιοι συγγραφείς υποδεικνύουν ότι η μείωση στην ένταση των δευτερογενών ροών επιτρέπει στις ροικές γραμμές του ψυκτικού ρευστού να παραμένει κοντά στο δάπεδο και στις επιφάνειες των περιγραμμάτων,

³³ [2.48] **Saha A.K., Mahmood G.I., Acharya S.,** The Role of Leading-Edge Contouring on End-Wall Flow and Heat Transfer: Computations and Experiments, GT2006-91318, pp. 1105-1118

³⁴ [2.49] **Zhang Y., Yuan X., Ligrani P.,** Film Cooling Effectiveness Distribution on First-Stage Vane Endwall With and Without Leading-Edge Fillets, International Journal Of Heat and Mass Transfer 66 (2013), pp. 642-654

παρά να ανυψώνονται στη θερμή κύρια ροή όπως συμβαίνει στην περίπτωση που είναι παρούσα μια ισχυρή δίνη διακένου.

Γενικά, ενώ η χρησιμοποίηση περιγραμμάτων στο χείλος προσβολής επιφέρει σημαντικές αλλαγές στην αεροδυναμική της περιοχής σύνδεσης, η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας αλλάζει οριακά. Χρειάζονται περισσότερες μελέτες για την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων.

2.3.2 Διαμόρφωση της επιφάνειας του δαπέδου

Η διαμόρφωση του δαπέδου (endwall profiling) είναι μία ακόμη μέθοδος που έχει αρχίσει να αναπτύσσεται, με τα αναμενόμενα αεροδυναμικά αποτελέσματα να είναι παρόμοια με αυτά της χρησιμοποίησης των περιγραμμάτων στο χείλος προσβολής των περυγίων. Από την σκοπιά της μετάδοσης θερμότητας, θεωρείται και εδώ ό π μια μείωση στην παραγωγή και ένταση των δευτερογενών ροών στην περιοχή του δαπέδου και κυρίως στο σημείο σύνδεσης του χείλους προσβολής, θα μπορούσε να επιφέρει την μείωση της μετάδοσης θερμότητας στο τοίχωμα, οπότε θα χρειαζόταν και μικρότερη παροχή ψυκτικού για τον σκοπό αυτό. Πολλοί ερευνητές χρησιμοποίησαν την μέθοδο αυτή, ειδικά την δεκαετία του 1990, αλλά καμιά από τις μελέτες δεν έδειξε σημαντικές βελτιώσεις σε όσον αφορά την αεροδυναμική. Οι Germain et.al.³⁵ [2.50] συμπεραίνουν ότι υπάρχουν πολύ λίγα δεδομένα και μελέτες που αφορούν την μετάδοση θερμότητας σε δάπεδα με διαμόρφωση της επιφάνειας του.

α. Thift et. al. [2.51]

β. Teremi et. al. [2.52]

Σχήμα 2.16: Διαμορφώσεις της επιφάνειας του δαπέδου

³⁵

[2.50] Germain T., Nagel M., Schupbach P., Abhari R. S., 2010, Improving efficiency of a high work turbine using nonaxisymmetric endwalls- Part I: Endwall design and performance, ASME Journal of Turbomachinery, 132 (2) 021007.

Μια από τις πιο πρόσφατες μελέτες που έγιναν σε διαμορφωμένα δάπεδα ήταν η σχετική μελέτη από τους Thift et. al.³⁶ [2.51] οι οποίοι διερεύνησαν την επίδραση αξονοσυμμετρικής διαμόρφωσης (Σχήμα 2.16α) στην μετάδοση θερμότητας στο τοίχωμα. Στη ίδια εργασία γίνεται επίσης μια εκτενής επισκόπηση για τις μέχρι τότε μελέτες στο θέμα. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι γενικά η μετάδοση θερμότητας μειώνεται σε σχέση με το απλό επίπεδο τοίχωμα, αλλά αυξάνεται κοντά στην πλευρά αναρρόφησης του χείλους προσβολής του περυγίου. Εκτενείς αεροδυναμικές μετρήσεις στην γεωμετρία που φαίνεται στο Σχήμα 2.16β έκαναν οι Teremi et. al.³⁷ [2.52] σε σχετική εργασία τους στην οποία συμπεραίνουν ότι η διαμορφωμένη γεωμετρία του δαπέδου οδηγεί εν γένει σε τυρβώδεις δομές με μικρότερη ένταση.

2.3.3 Αναρρόφηση αντί έγχυση από το δάπεδο

Μια ακόμη τεχνική που έχει προταθεί για τον έλεγχο της σχετικής ροής, είναι η απομάκρυνση του ανάντη οριακού στρώματος με αναρρόφηση (endwall suction), πράγμα το οποίο συμβάλλει στην μείωση της στροβιλότητας (του οριακού στρώματος), η ανακατανομή της οποίας επηρεάζει άμεσα τον μηχανισμό δημιουργίας της πεταλοειδούς δίνης³⁸ [2.53]. Οι Philips et. al.³⁹ [2.54], ήταν οι πρώτοι που χρησιμοποίησαν θύρα αναρρόφησης μπροστά από ένα κυλινδρικού χείλους προσβολής σώμα και παρατήρησαν ότι για συγκεκριμένο ρυθμό ογκομετρικής αναρρόφησης η πεταλοειδής δίνη είχε εξαλειφθεί. Αργότερα οι Barberis et. al.⁴⁰ [2.55] υπέδειξαν την κρίσιμη σημασία της τοποθεσίας της θύρας αναρρόφησης. Επίσης με σταδιακή μεταβολή του ρυθμού αναρρόφησης επέδειξαν ότι η πεταλοειδής δίνη μετακινείται προς το χείλος προσβολής. Μείωση της έντασης της πεταλοειδούς δίνης με ανάντη του χείλους προσβολής αναρρόφηση παρατήρησαν και οι Georgiou και Papavasiliopoulos⁴¹ [2.56]. Η μείωση στην ένταση ή και εξάλειψη της πεταλοειδούς που προκαλεί η ανάντη αναρρόφηση του οριακού στρώματος θα μπορούσε να έχει ως αποτέλεσμα την απουσία των συνεπακόλουθων θερμών σημείων στην περιοχή σύνδεσης που προκαλούνται από το σύστημα των δινών στο επίπεδο

³⁶ [2.51] **Thrift A.A., Thole K. A., Hada S.**, Effects of an Axisymmetric contoured endwall on a nozzle guide vane: Convective heat transfer measurements, Journal of Turbomachinery, 2011, Vol 133 / 041008-1

³⁷ [2.52] **Teremi F., Sjolander S.A., Praisner T.J.**, Application of Endwall Contouring to Transonic Turbine Cascades: Experimental Measurements at Design Condition, J. Turbomach. 135(1), 011031, 2012

³⁸ [2.53] **Simpson, R.L.**, 2001. Junction flows. Annual Review of Fluid Mechanics 33, 415–443.

³⁹ [2.54] **Phillips D.B., Cimbala J.M., Treaster A.L.**, 1992, Suppression of the wing-body junction vortex by body surface suction, J. Aircr. 29:118–122

⁴⁰ [2.55] **Barberis D, Molton P, Malaterre T.**, 1998, Control of 3D turbulent boundary layer separation caused by a wing-body junction, Exp. Therm. Fluid Sci. 16:54–63.

⁴¹ [2.56] **Georgiou D.P., Papavasiliopoulos V.A.**, (1999), Horseshoe Vortex Control by Suction through a slot in the wall cylinder junction, 3rd European Conference on Turbomachinery Proc. Vol. B, pp. 429-440.

συμμετρίας. Ωστόσο, σε πραγματικούς κινητήρες, η χρησιμοποίηση τυχόν αναρρόφησης των θερμών αερίων στο οριακό στρώμα όπως αυτά εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης, απλά θα μετάφερε το θερμικό πρόβλημα αλλού. Δηλαδή, η απουσία του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης μπορεί να είχε θετικά αποτελέσματα στην μετάδοση θερμότητας στην περιοχή σύνδεσης, όμως η συνεχής τροφοδοσία του συστήματος αναρρόφησης με θερμά αέρια θα προκαλούσε περαιτέρω προβλήματα.

2.4. Επισκόπηση βιβλιογραφίας

Υπάρχει ένας σημαντικός αριθμός μελετών που καταγράφουν την ψύξη του δαπέδου στα διάκενα στροβίλων, όπως επίσης και μεγάλος αριθμός μελετών που ασχολούνται με την ψύξη του δαπέδου κοντά στην περιοχή σύνδεσης των πτερυγίων με το δάπεδο. Για την κατανόηση όμως του τρισδιάστατου πεδίου ροής που επικρατεί τόσο ανάντη του σημείου σύνδεσης του χείλους προσβολής των πτερυγίων με το δάπεδο όσο και στο διάκενο μεταξύ των πτερυγίων, ήταν σημαντικές τόσο παλαιότερες μελέτες που έγιναν από τους⁴² Baker [2.57], [2.58], [2.59] και Hunt et. al [2.60], όσο και νεότερες που πραγματοποιήθηκαν από τους⁴³ Gand et. al. [2.61], Kang et. al. [2.62], Sabatino και Smith [2.63], Randomsky και Thole [2.64], Thole et. al. [2.65] και Hada et.al. [2.66]. Οι παραπάνω μελέτες διερευνούν διάφορους παράγοντες οι οποίοι επηρεάζουν το πεδίο ροής και την συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Όλες οι παραπάνω μελέτες παρατηρούν ότι η περιοχή ανάντη του σημείου σύνδεσης των πτερυγίων με το δάπεδο χαρακτηρίζεται από υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας και ότι υπάρχει μέγιστη ανάγκη για αποτελεσματική ψύξη.

⁴²

[2.57] **Baker C.J.**, The laminar horseshoe vortex, *Journal of Fluid Mechanics* 95 (1979), 347–367.

[2.58] **Baker C.J.**, The turbulent horseshoe vortex, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 6 (1980) 9–23.

[2.59] **Baker C.J.**, The position of points of maximum and minimum shear stress upstream of cylinders mounted normal to flat plates, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 18 (1985) 263–274.

[2.60] **Hunt J.C.R., Abell C.J., Peterka J.A., Woo H.**, Kinematical studies of the flow around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization, *Journal of Fluid Mechanics* 86 (1978) 179–200.

⁴³ [2.61] **Gand F., Deck S., Brunet V., Sagaut P.**, Flow dynamics past a simplified wind body junction, *Phys. Fluids* 22 (2010) 115111.

[2.62] **Kang M.B., Kohli A., Thole K.A.**, Heat transfer and flow field measurements in the leading edge region of a stator vane, *J. Turbomach.* 121 (1999) 558–568.

[2.63] **Sabatino D.R., Smith C.R.**, Boundary layer influence on the unsteady horseshoe vortex flow and surface heat transfer, *J. Turbomach.* 131 (2009) 011015.

[2.64] **Radomsky R.W., Thole K.A.**, High free-stream turbulence effects on endwall heat transfer for a gas turbine stator vane, *J. Turbomach.* 122 (2000) 699–708.

[2.65] **Thole K.A., Radomsky R.W., Kang M.B., Kohli A.**, Elevated freestream turbulence effects on heat transfer for a gas turbine vane, *Int. J. Heat Fluid Flow* 23 (2002) 137–147.

[2.66] **Hada S., Takeishi K., Oda Y., Mori S., Nuta Y.**, The Effect of Leading Edge Diameter on the Horse Shoe Vortex and Endwall Heat Transfer, (2008) GT2008–50892.

Η πρώτη μελέτη που ασχολείται με την ψύξη του δαπέδου φαίνεται να είναι η μελέτη από τον Blair⁴⁴ [2.67], ο οποίος μέτρησε το μέγεθος της (αδιαβατικής) αποτελεσματικότητας και τους συντελεστές μετάδοσης θερμότητας για ένα εύρος αναλογιών έγχυσης μέσω μια θυρίδας τοποθετημένης μόλις ανάντη του χείλους προσβολής του πτερυγίου. Ένα από τα σημαντικά ευρήματα της μελέτης αυτής ήταν ότι η τροχιά των ροϊκών γραμμών της έγχυσης επηρεάζεται σε μέγιστο βαθμό από τις υπάρχουσες δομές δευτερογενών ροών τόσο στο διάκενο όσο και μπροστά στο χείλος προσβολής. Ακολούθως, τόσο οι Takeishi et. al.⁴⁵ [2.68] όσο και οι Granser και Schulenberg⁴⁶ [2.69] έκαναν παρόμοιες διαπιστώσεις αφού βρήκαν ότι η πεταλοειδής δίνη που εμφανίστηκε στην πειραματική γεωμετρία τους, αύξησε την μετάδοση θερμότητας και μείωσε την αποτελεσματικότητα της ψύξης στην περιοχή του δαπέδου γύρω από το σημείο σύνδεσης. Πολυάριθμες μελέτες έχουν γίνει από τότε οι οποίες επικεντρώνονται σε διάφορα χαρακτηριστικά της έγχυσης, όπως είναι η γωνία έγχυσης και η αναλογία έγχυσης. Μερικές από τις πιο λεπτομερείς μελέτες που έχουν γίνει και αφορούν την ψύξη του δαπέδου είναι αυτές των Friedrichs et. al.⁴⁷ [2.70], [2.71], [2.72]. Τα αποτελέσματα τους έδειξαν ότι υπάρχει ισχυρή επίδραση των δευτερογενών ροών στην ψύξη του δαπέδου. Επιπλέον, παρατήρησαν ότι και το εγχέόμενο ψυκτικό έχει την δικιά του επίδραση στην δομή της δευτερογενούς ροής. Τα δεδομένα των μελετών τους υποστηρίζουν ότι η γωνία έγχυσης του ψυκτικού δεν επιβάλλει την τροχιά του ψυκτικού μακριά από την θυρίδα εκροής. Την ισχυρή επίδραση των δευτερογενών ροών στην τροχιά του ψυκτικού ρευστού διαπίστωσαν και προηγούμενος οι Goldstein και Chen⁴⁸ [2.73] οι οποίοι έδειξαν ότι η δίνη διακένου σαρώνει το ψυκτικό από την τελική επιφάνεια αφήνοντας εκτεθειμένες περιοχές οι οποίες παραμένουν θερμές. Η μελέτη από τους Jabbari et. al.⁴⁹ [2.74] παρέχει χρήσιμες πληροφορίες για τις τροχιές και αλληλεπιδράσεις των ψυκτικών τζετ όταν μεταβάλλεται η αναλογία έγχυσης. Πιο πρόσφατες μελέτες από τους Thole

⁴⁴ [2.67] **Blair M.F.**, 1974, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Large-Scale Turbine Endwalls, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 96, pp. 524-529

⁴⁵ [2.68] **Takeishi K., Matsuura M., Aoki S. and Sato T.**, 1990, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 112, pp. 488-496

⁴⁶ [2.69] **Granser D. and Schulenberg T.**, 1990, Prediction and Measurement of Film Cooling Effectiveness for a First-Stage Turbine Vane Shroud, ASME Paper 90-GT-95

⁴⁷ [2.70] **Friedrichs S., Hodson H. P., and Dawes W. N.**, 1996, Distribution of Film-Cooling Effectiveness on a Turbine Endwall Measured Using the Ammonia and Diazo Technique, ASME J. Turbomach., 118, pp. 613-621.

[2.71] **Friedrichs S., Hodson H. P., and Dawes W. N.**, 1997, Aerodynamic Aspects of Endwall Film-Cooling, ASME J. Turbomach., 119, pp. 786-793.

[2.72] **Friedrichs S., Hodson H. P., and Dawes W. N.**, 1999, The Design of an Improved Endwall Film-Cooling Configuration, ASME J. Turbomach., 121, pp. 772-780.

⁴⁸ [2.73] **Goldstein R. J., Chen H. P.**, Film Cooling on a Gas Turbine Blade Near the End Wall, ADA138794, Interim Rept, 1983

⁴⁹ [2.75] **Jabbari M.Y., Marston K.C., Eckert E.R.G., Goldstein R.J.**, Film cooling of the gas turbine endwall by discrete-hole injection, ASME paper 1994:1-8.

και Knost⁵⁰ [2.75] και από τους Liu et.al.⁵¹ [2.76] διερευνούν επίσης τις αλληλεπιδράσεις των δευτερογενών ροών με τις αντίστοιχες τροχιές του ψυκτικού και διευκρινίζουν ότι είναι αναγκαίο οι αλληλεπιδράσεις αυτές να λαμβάνονται υπόψη κατά τον σχεδιασμό της στρατηγικής ψύξης.

Μελέτες από τους⁵² Zhang και Jaiswal [2.77], Kost και Nicklas [2.78], Nicklas [2.79] και Knost και Thole [2.80], [2.81] συνδυάζουν σημεία έγχυσης ψυκτικού ανάντη των πτευγίων με αντίστοιχα σημεία έγχυσης στο διάκενο. Ενδιαφέρουσα είναι η μελέτη από τους Kost και Nicklas [2.78] στην οποία διαπιστώθηκε ότι η ανάντη του χείλους προσβολής έγχυση ψυκτικού είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση της έντασης της πεταλοειδούς δίνης. Η αύξηση αυτή αποδόθηκε στην ανύψωση του ψυκτικού από το δάπεδο και την τροφοδοσία της πεταλοειδούς δίνης από το ψυκτικό ρευστό. Επιπλέον, οι ίδιοι συγγραφείς μέτρησαν μέχρι και τρεις φορές υψηλότερους ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας με την χρήση της ανάντη έγχυσης σε σχέση με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιήθηκε έγχυση. Στην περίπτωση της έγχυσης και δεδομένου ότι η κατεύθυνση εκροής του ψυκτικού ήταν σε κάθετη διεύθυνση σε σχέση με το δάπεδο, προωθήθηκε η αποκόλληση του οριακού στρώματος, ενώ η έγχυση λειτούργησε ως μηχανισμός ενίσχυσης της πεταλοειδούς δίνης. Οι Knost και Thole [2.80], ανέφεραν σημαντική μεταβολή στις ροϊκές γραμμές ανάντη του χείλους προσβολής (αλλά κοντά στο σημείο σύνδεσης) εξαιτίας της ανάντη έγχυσης ψυκτικού ρευστού και έδειξαν ότι η αναλογία έγχυσης ήταν μια σημαντική παράμετρος για την πρόβλεψη της συμπεριφοράς του ψυκτικού τζετ. Για τους λόγους αυτούς, μερικοί ερευνητές έστρεψαν την προσοχή τους και στην σημασία της γωνίας έγχυσης⁵³ [2.82], [2.83],

⁵⁰ [2.75] **Thole K.A., Knost D.G.**, Heat transfer and film cooling for the endwall of a first stage turbine vane, International Journal of Heat and Mass transfer, Vol. 48, pp. 5255-5269, 2005

⁵¹ [2.76] **Liu G., Liu S., Zhu H., Lapworth B.L., Forest A.E.**, Endwall heat transfer and film cooling measurements in a turbine cascade with injection upstream of leading edge, Heat Transfer – Asian Research, Vol.33, Issue 3, pp. 141-152, 2004

⁵² [2.77] **Zhang, L. J., and Jaiswal, R. S.**, 2001, Turbine Nozzle Endwall Film-cooling Study Using Pressure Sensitive Paint, ASME J. Turbomach., 123, pp. 730–738.

[2.78] **Kost, F., and Nicklas, M.**, 2001, Film-Cooled Turbine Endwall in a Transonic Flow Field: Part I-Aerodynamic Measurements, ASME Paper No. 2001-GT-0145.

[2.79] **Nicklas, M.**, 2001, Film-Cooled Turbine Endwall in a Transonic Flow Field: Part II-Heat Transfer and Film-Cooling Effectiveness, ASME J. Turbomach., 123, pp. 720–729.

[2.80] **Knost, D. G., and Thole, K. A.**, 2003, Computational Predictions of Endwall Film-Cooling for a First Stage Vane, ASME Paper No. GT2003-38252.

[2.81] **Knost, D. G., and Thole, K. A.**, Adiabatic Effectiveness Measurements of Endwall Film-Cooling for a First Stage Vane, ASME Paper No. GT2004-52236.

⁵³ [2.82] **Pasinato H.D., Squires K.D., Roy R.P.**, Measurements and modeling of the flow and heat transfer in a contoured vane-endwall passage, Int. J. Heat and Mass Transfer 47 (2004) 5685–5702.

[2.83] **Piggush J.D., Simon T.W.**, Heat transfer measurements in a first-stage nozzle cascade having endwall contouring: misalignment and leakage studies, J.Turbomach. 129 (2007) 782–790.

[2.84] **Lynch S.P., Thole K.A.**, The effect of combustor-turbine interface gap leakage on the endwall heat transfer for a nozzle guide vane, J. Turbomach. 130 (2008)041019.

[2.85] **Thrift A.A., Thole K.A., Hada S.**, Effects of an axisymmetric contoured endwall on a nozzle guide vane: convective heat transfer measurements, J. Turbomach.133 (2010) 4002966.

[2.84], [2.85]. Οι Thrift et. al.⁵⁴ [2.86] επίσης μελέτησαν πρόσφατα την επίδραση της γωνίας έγχυσης με έμφαση σε θερμικές μετρήσεις μέσα στο διάκενο και αεροδυναμικές μετρήσεις του πεδίου ροής στο επίπεδο του χείλους προσβολής όπου πρωτοεμφανίζεται η πεταλοειδής δίνη. Εν συνεχεία οι Thrift και Thole⁵⁵ [2.87] διενέργησαν παρόμοιες μετρήσεις και έδωσαν έμφαση στα ίδια σημεία όπως αυτά της [2.86], χρησιμοποιώντας, όμως, πτερύγιο στρογγυλοποιημένου χείλους προσβολής προσκολλημένο σε ένα δάπεδο. Η εργασία τους επεκτάθηκε όχι μόνο σε μετρήσεις σταθερής κατάστασης, αλλά παρείχε και πληροφορίες για την μεταβατική κατάσταση του πεδίου ροής που εμφανίζεται στην σύνδεση. Τα αποτελέσματά τους έδειξαν ότι η έγχυση ψυκτικού υψηλής ορμής ανάντη της σύνδεσης, προκαλεί αύξηση στα τοπικά επίπεδα τύρβης και στο ρυθμό μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο σε όλες τις γωνίες έγχυσης εν συγκρίσει με την περίπτωση μη έγχυσης. Επίσης, η χαμηλής ορμής έγχυση προκάλεσε μικρότερη αύξηση στη μετάδοση θερμότητας. Η σαρωτική δράση της πεταλοειδούς δίνης βρέθηκε να έχει ισχυρό αντίκτυπο στην τροχιά του ανάντη εγχεόμενου ψυκτικού και από τους Georgiou και Papavasiliopoulos⁵⁶ [2.88]. Σε μια πρόσφατη σχετική μελέτη⁵⁷ [2.89] οι συγγραφείς εμπλέκουν ένα συμμετρικό σώμα σε μια διερεύνηση της ικανότητας μιας ανάντη θυρίδας έγχυσης να προσδώσει μια αντίθετη φορά περιστροφής στην πεταλοειδή δίνη έτσι ώστε να την μειώσουν σε ένταση. Ωστόσο τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η έγχυση δεν ήταν ικανή για τον σκοπό αυτό αλλά αντίθετα ενίσχυσαν το μέγεθος της δίνης.

Πειραματικές γεωμετρίες παρόμοιες με αυτήν που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, έχουν χρησιμοποιηθεί και από άλλους συγγραφείς για την κατανόηση των φυσικών μηχανισμών ανάπτυξης της πεταλοειδούς δίνης και της συνεπακόλουθης μετάδοσης θερμότητας. Τέτοιες μελέτες έγιναν παλαιότερα από τους⁵⁸ Devenport και Simpson [2.90] και Agui και Andreopoulos [2.19] καθώς και πιο πρόσφατα από τους⁵⁹ Praisner and Smith [2.91], [2.92] και

⁵⁴ [2.86] **Thrift A.A., Thole K.A., Hada S.**, Impact of the combustor-turbine interface slot orientation on the durability of a nozzle guide vane endwall, (2012) GT2012– 68096.

⁵⁵ [2.87] **Thrift A.A., Thole K.A.**, Influence of flow injection angle on a leading-edge horseshoe vortex, International Journal of Heat and Mass Transfer 55, 4651-4664, 2012

⁵⁶ [2.88] **Georgiou D.P., Papavasiliopoulos V.A., Alevizos M.**, (1996), Experimental Contribution on the significance and the control by transverse injection of the horseshoe vortex, ASME paper 96-GT-225.

⁵⁷ [2.89] **Takeishi K., Oda Y., Seguchi J., Kozono S.**, Effect of Endwall Film Cooling Upstream of an Airfoil/Endwall Junction to Suppress the Formation of Horseshoe Vortex in a Symmetric Airfoil, Paper No. GT2013-95385, 2013.

⁵⁸ [2.90] **Devenport, W. J. and Simpson, R. L.** [1990], Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction. J. Fluid Mech. Vol. 210, pp.23-55.

⁵⁹ [2.91] **Praisner, T.J., and Smith, C.R.** [2006a], The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part I: Temporal behaviorS, ASME J. Turbomach., Vol. 128, pp. 747-754.

[2.92] **Praisner, T.J. Smith, C.R.** [2006b], The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part II: Time-mean results, ASME J. Turbomach., Vol. 128, pp. 755-762.

Hada et al. [2.66]. Στην μελέτη τους, οι Davenport και Simpson [2.90] ήταν ίσως οι πρώτοι που έδειξαν ότι η δυναμική της πεταλοειδούς δίνης ανάντη του χείλους προσβολής του πτερυγίου, κυριαρχείται από ιξώδους μορφής αστάθειες χαμηλών συχνοτήτων. Στην πιο πρόσφατη έρευνα από τους Praisner και Smith [2.91], [2.92] (οι οποίοι πραγματοποίησαν ταυτόχρονες μετρήσεις του στιγμιαίου πεδίου ροής και της συνεπακόλουθης μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο μπροστά από ένα συμμετρικό σώμα – πτερύγιο) αποδείχθηκε ότι η θερμική φόρτιση του δαπέδου χαρακτηρίζεται από δύο ζώνες υψηλής μετάδοσης θερμότητας (Σχήμα 2.14). Οι Hada et. al. [2.66] χρησιμοποίησαν επίσης ένα συμμετρικό σώμα για να μελετήσουν την επίδραση του χείλους προσβολής στην δυναμική της πεταλοειδούς δίνης και της μετάδοσης θερμότητας. Οι τελευταίοι έδειξαν ότι καθώς η διάμετρος του χείλους προσβολής μειώνεται, οι συντελεστές μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο αυξάνονται. Επιπλέον παρατήρησαν ότι το πάχος του ανάντη οριακού στρώματος στη είσοδο του πτερυγικού διακένου έχει οριακή μόνο επίδραση στην μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Ο Praisner⁶⁰ [2.93] παρατήρησε ότι ο μέσος ρυθμός μετάδοσης θερμότητας κοντά στην περιοχή σύνδεσης (μπροστά από το χείλος προσβολής) αυξήθηκε μέχρι και 200% συγκρινόμενος με τις περιοχές που δεν υφίσταντο επίδραση λόγω παρουσίας του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης.

Οι Ireland και Jones⁶¹ [2.94] χρησιμοποιώντας την μέθοδο υγρών κρυστάλλων μελέτησαν την μετάδοση θερμότητας γύρω από ένα συμμετρικό σώμα-εμπόδιο και βρήκαν ότι ο αριθμός Stanton αυξάνεται μονοτόνως στο επίπεδο συμμετρίας καθώς η ροή πλησίαζε το σώμα. Οι Goldstein et. al. ⁶²[2.95] διερεύνησαν την μεταφορά μάζας ανάντη ενός τετραγωνικής γεωμετρίας σώματος και σε αντίθεση με τους Ireland και Jones [2.94] παρατήρησαν μια κατανομή μορφής διπλής κορυφής του αριθμού Sherwood στην γραμμή συμμετρίας ανάντη του χείλους προσβολής όπως παρατήρησαν και αργότερα οι Praisner και Smith [2.91], [2.92] στην κατανομή του αριθμού Stanton. Η κατανομή διπλής κορυφής παρατηρήθηκε επίσης από τους Yoo et. al. ⁶³[2.96]. Ωστόσο οι τελευταίοι βρήκαν επίσης ότι η δεύτερη κορυφή μειωνόταν καθώς αυξανόταν η γωνία προσβολής. Οι Praisner και Smith [2.91], [2.92] κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η δεύτερη κορυφή ίσως συσχετίζεται με “εκρηκτικές” κινήσεις της πεταλοειδούς δίνης.

⁶⁰ [2.93] **Praisner T.J., Seal, C.V., Takmaz L., Smith C.R.**, Spatial-temporal turbulent flow-field and heat transfer behavior in end-wall junctions, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 18 (1997) 142–151.

⁶¹ [2.94] **Ireland P.T., Jones T.V.**, Detailed measurements of heat transfer on and around a pedestal in fully developed passage flow, *Proceedings 8th International Heat Transfer Conference*, 3, 1986, pp. 975–980.

⁶² [2.95] **Goldstein R.J., Yoo S.Y., Chung M.K.**, Convective mass transfer from a square cylinder and its base plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 33 (1990) 9–18.

⁶³ [2.96] **Yoo S.Y., Goldstein R.J., Chung M.K.**, Effects of angle of attack on mass transfer from a square cylinder and its base plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36 (1993) 371–380.

Οι Bogard και Thole⁶⁴ [2.97] και Simon και Piggush⁶⁵ [2.98] συνοψίζουν την πρόσφατη βιβλιογραφία που αφορά τα αεροδυναμικά φαινόμενα και την μετάδοση θερμότητας στα διάκενα των στροβίλων.

(Σημείωση: Ο αριθμός Sherwood είναι ένας αδιάστατος αριθμός ο οποίος χρησιμοποιείται για διεργασίες μεταφοράς μάζας. Εκφράζει τον λόγο των όρων μεταφοράς μάζας προς τον όρο διάχυσης μάζας. Τα σχετικά πειράματα βασίζονται στην αναλογία μεταφοράς μάζας και μετάδοσης θερμότητας σε τυρβώδη πεδία ροής. Με άλλα λόγια ο Sherwood είναι αντίστοιχος του αριθμού Stanton)

2.5. Ερευνητικοί στόχοι

Ο στόχος της εργασίας αυτής είναι η ανάπτυξη μιας αποτελεσματικής μεθόδου ψύξης για την αντιμετώπιση της θερμής περιοχής του δαπέδου που εμφανίζεται στο σημείο σύνδεσης ενός πτερυγίου του στροβίλου με το δάπεδο, κοντά στο επίπεδο συμμετρίας ανάντη του χείλους προσβολής (Σχήμα 2.14). Στην περιοχή αυτή, θερμό ρευστό έξω από το οριακό στρώμα μεταφέρεται με τη βοήθεια της περιστροφικής κίνησης που δημιουργεί η τοπική τρισδιάστατη ροή της πεταλοειδούς δίνης προς το δάπεδο και όταν προσκρούει σε αυτό οδηγεί σε υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας. Εντός του ερευνητικού πλαισίου αυτού δόθηκε έμφαση στα παρακάτω σημεία:

- Πειραματική ανάπτυξη και διερεύνηση πρωτότυπης θυρίδας ψύξης τοποθετημένης στο σημείο σύνδεσης πτερυγίου-δαπέδου η οποία εγχέει ρευστό του οποίου η ροή έχει τοπική διεύθυνση παράλληλη με την περιστροφική φορά της πεταλοειδούς δίνης (Σχήμα 2.17)
- Υπολογιστική ανάπτυξη και μοντελοποίηση του πειραματικού μοντέλου σε πλήρη κλίμακα και σύγκριση αποτελεσμάτων με τα πειραματικά. Έλεγχος της ικανότητας του υπολογιστικού κώδικα να προσομοιώνει με ακρίβεια την ροή στην περιοχή σύνδεσης και την συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας.

⁶⁴ [2.97] **Bogard D.G., Thole K.A.**, Gas turbine film cooling, J. Propul. Power 22 (2006) 249–270.

⁶⁵ [2.98] **Simon T.W., Piggush J.D.**, Turbine endwall aerodynamics and heat transfer, AIAA J. Propul. Power 22 (2006) 301–312.

- Κατανόηση των διεργασιών αλληλεπίδρασης μεταξύ της ροής του ψυκτικού αέρα και του τρισδιάστατου πεδίου ροής στην περιοχή αλληλεπίδρασης
- Κατανόηση των διεργασιών που οδηγούν σε αποτελεσματική κατανομή του ψυκτικού στο δάπεδο
- Ποσοτικοποίηση της αποτελεσματικότητας της ψύξης σε σχέση με δύο σημαντικές λειτουργικές παραμέτρους, την αναλογία έγχυσης I_r και τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας θ_c . (Λεπτομέρειες των παραμέτρων αυτών αναπτύσσονται στο Κεφάλαιο 3)
- Μελέτη της επίδρασης του ψυκτικού στην δομή των τοπικών δευτερογενών ροών κατάντη του χείλους προσβολής για την διερεύνηση του αεροδυναμικού κόστους της προτεινόμενης μεθόδου έγχυσης

Σχήμα 2.17: Η προτεινόμενη γεωμετρία ψύξης σε σχέση με τις μέχρι τώρα εφαρμοσμένες τεχνικές ψύξης

Ένα σκαρίφημα της γεωμετρίας ψύξης που μελετήθηκε απεικονίζεται στο Σχήμα 2.17 σε σύγκριση με συναφείς μελέτες. Όπως αναφέρεται και σε προηγούμενες ενότητες του Κεφαλαίου αυτού, η ανάντη του χείλους προσβολής έγχυση (Σχήμα 2.17β) γίνεται από θυρίδες τοποθετημένες στο δάπεδο (από όπου το ψυκτικό εκχέεται στην κύρια ροή). Γενικά, αυτό έχει ως αποτέλεσμα την άμεση αλληλεπίδραση των ροών γραμμών του ψυκτικού με τις δευτερογενείς ροές που κυριαρχούν στην περιοχή αυτή, πράγμα που οδηγεί στην αποκόλληση και μετατόπιση των τροχιών του ψυκτικού από το δάπεδο για το οποίο προοριζόταν η ψύξη. Η

προτεινόμενη θυρίδα έγχυσης φαίνεται στο Σχήμα 2.17α. Το ψυκτικό εκχέεται μέσω μιας θυρίδας (τοποθετημένης στο σημείο σύνδεσης – γραμμή συμμετρίας του χείλους προσβολής) προς μια κατεύθυνση αντίθετη με αυτήν της κύριας ροής, δηλαδή παράλληλη με την ροή που δημιουργεί τοπικά η ύπαρξη της πεταλοειδούς δίνης. Με τον τρόπο αυτό, ο εγχεόμενος αέρας έχει την ίδια φορά με την φορά περιστροφής της κάτω πλευράς του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης. Ο αέρας ψύξης παρέχεται στην θυρίδα έγχυσης από μια κοιλότητα η οποία διαμορφώθηκε στο κάτω μέρος του πτερύγιου.

3.1. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ	51
3.1.1. Η υποηχητική Αεροσήραγγα.....	51
3.1.2 Το τμήμα δοκιμών	53
3.1.2.1 Το δάπεδο.....	53
i. Σύνθεση δαπέδου	53
ii. Συστοιχία θερμοζεύγων στο τοίχωμα	55
iii. Υπολογισμός θερμαινόμενης ηλεκτρικής αντίστασης	56
iv. Εκτίμηση απωλειών θερμότητας.....	57
3.1.2.2 Το σώμα εμπόδιο και η γεωμετρία έγχυσης	59
i. Σώμα εμπόδιο (Πτερύγιο) και γεωμετρία έγχυσης.....	59
ii. Σύστημα μέτρησης και ελέγχου του εγχεόμενου αέρα	59
iii. Μονάδα θέρμανσης του θερμού αέρα έγχυσης.....	60
3.1.3 Όργανα μέτρησης και ανάκτηση δεδομένων.....	61
3.1.3.1 Συστοιχία θερμοζεύγων τύπου K.....	61
3.1.3.2 Σωλήνας Pitot 5 οπών.....	62
3.1.3.3 Ανεμομετρία θερμού σύρματος.....	63
3.1.3.4 Υπέρυθρη θερμική κάμερα.....	64
3.1.3.5 Περιφερειακά Όργανα.....	65
3.2. ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΕΙΣΟΔΟΥ ΡΟΗΣ	65
3.2.1 Αεροδυναμικά Χαρακτηριστικά.....	66
3.2.1.1 Κατανομή του συντελεστή τριβής της επιφάνειας.....	66
3.2.1.2 Προσπίπτον οριακό στρώμα εισόδου	67
3.2.1.3 Κατανομή της στατικής πίεσης κατά το μήκος της γραμμής του χείλους προσβολής του σώματος	69
3.2.2 Θερμικά Χαρακτηριστικά (Thermal characteristics).....	70
3.3. ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΟΡΓΑΝΩΝ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	72
3.4. ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	74

Κεφάλαιο 3

Πειραματική Διάταξη (Experimental Facility)

3.1. Πειραματική Διάταξη

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται η πειραματική διάταξη που κατασκευάστηκε αλλά και η μέθοδος μέτρησης που αναπτύχθηκε για την πειραματική διερεύνηση της πρότυπης μεθόδου ψύξης της περιοχής γύρω από το σημείο σύνδεσης πτερυγίου - τοιχώματος. Περιγράφονται επίσης οι πειραματικές συσκευές και τα όργανα μέτρησης που χρησιμοποιήθηκαν και γίνεται αναφορά στις μεθόδους βαθμονόμησης τους. Τέλος, αναλύονται τα τυπικά μεγέθη αβεβαιότητας για τις πειραματικές μεταβλητές που μετρήθηκαν.

3.1.1. Η υποηχητική Αεροσήραγγα

Ένα σκαρίφημα της υποηχητικής αεροσήραγγας απεικονίζεται στο Σχήμα 3.1. Πρόκειται για μια ανοικτού τύπου υποηχητική αεροσύραγγα χαμηλών ταχυτήτων συνολικού μήκους 4.5 m . Η αεροσύραγγα αποτελείται συνολικά από πέντε τμήματα, εκ των οποίων το πρώτο αποτελεί ένα φυγοκεντρικό ανεμιστήρα 1.5 kW , ικανό να παρέχει ταχύτητες εξόδου στο ακροφύσιο (nozzle) της αεροσύραγγας μέχρι και 18.8 m/s αναλόγως των συνθηκών περιβάλλοντος. Το ηλεκτρικό μοτέρ του ανεμιστήρα ρυθμίζεται με μετατροπέα συχνότητας (inverter). Του ακροφύσιο εξόδου προηγείται ένας τετραγωνικής διατομής θάλαμος καθησυχασμού (damping chamber) μήκους 1 m στον οποίο είναι ενσωματωμένες τέσσερις σήτες - εκπετάσματα (damping screens) για απόσβεση διαταραχών στον αέρα. Επίσης, στο τέλος του θαλάμου καθησυχασμού παρεμβάλλεται ένα κυψελωτό πλέγμα (honeycomb grid) για το "στρώσιμο" του αέρα πριν αυτός εισέλθει στο ακροφύσιο. Ένας μακρύς διάχυτης μήκους 2.4 m

και λόγω διατομών εισόδου/εξόδου 1: 1.5 συνδέει τον φυγοκεντρικό ανεμιστήρα με τον θάλαμο καθυσυχασμού. Το τελευταίο κομμάτι της αεροσύραγγας αποτελείται από ένα ορθογωνικής διατομής ($0.30 \times 0.20 \text{ m}^2$) τμήμα δοκιμών συνολικού μήκους 2 m το οποίο ανακατασκευάστηκε πλήρως για τις ανάγκες της παρούσας μελέτης.

Σχήμα 3.1: Η υποηχητική αεροσύραγγα χαμηλών ταχυτήτων

Σχήμα 3.2: Το τελευταίο μέτρο του τμήματος δοκιμών

3.1.2 Το τμήμα δοκιμών

Τα δύο κύρια κομμάτια του ορθογωνικής διατομής τμήματος δοκιμών είναι το σώμα εμπόδιο (Bluff Body) και το δάπεδο (Endwall). Το τελευταίο μέτρο του τμήματος δοκιμών (Σχήμα 3.2) αποτελεί και το πιο σημαντικό μέρος της διάταξης, αφού εκτός από το σώμα εμπόδιο (περιοχή μετρήσεων) φέρει και τις περισσότερες από τις συσκευές και όργανα που χρησιμοποιήθηκαν για τις πειραματικές μετρήσεις, όπως θα περιγραφούν αναλυτικά στη συνέχεια.

3.1.2.1 Το δάπεδο

Ο όρος “δάπεδο” (endwall) χρησιμοποιείται συνήθως από τους ερευνητές ως το τοίχωμα στο οποίο είναι συνδεδεμένα τα πτερύγια του στροβίλου ή του συμπιεστή. Στην παρούσα πειραματική διάταξη ως δάπεδο καθορίζεται το κάτω τοίχωμα του τμήματος δοκιμών της αεροσύραγγας. Για τις απαιτήσεις της πειραματικής διερεύνησης της πρωτότυπης γεωμετρίας έγχυσης, το τοίχωμα αυτό κατασκευάστηκε με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να είναι θερμαινόμενο και η επιφάνεια η οποία εκτίθεται στην ροή μπορεί θερμαίνεται λαμβάνοντας ομοιόμορφη κατανομή θερμοκρασίας από 10 μέχρι και 170°C.

ι. Σύνθεση δαπέδου

Στο Σχήμα 3.3α φαίνεται ένα σκαρίφημα του δαπέδου με προσκολλημένο το σώμα εμπόδιο πάνω σε αυτό. Πρόκειται για μια κατασκευή τύπου σάντουιτς η οποία αποτελείται ουσιαστικά από έξι στρώματα διάφορων υλικών, το κάθε ένα εκ των οποίων εξυπηρετεί τον δικό του σκοπό. Η θερμαινόμενη επιφάνεια αποτελείται από οκτώ πλακέτες (διαστάσεων 210 x 297mm) κατασκευασμένες από FR4 epoxy laminate, πάχους 1.5mm, επιμεταλλωμένες με φύλλο χαλκού πάχους 35μm, οι οποίες ενώθηκαν μεταξύ τους για να δημιουργηθεί μια ενιαία πλάκα. Για την μετατροπή του φύλλου χαλκού σε ηλεκτρική αντίσταση χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος photo etching. Με τον τρόπο αυτό σχηματίστηκε ένα κύκλωμα ηλεκτρικής αντίστασης αποτελούμενο από λωρίδες χαλκού 4mm σε πάχος με 0.5mm κενό μεταξύ των λωρίδων, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.3β.

Σχήμα 3.3α: Η γεωμετρία και σύνθεση του δαπέδου του τμήματος δοκιμών

Ιδιαίτερη έμφαση δόθηκε στο ομοιόμορφο σχήμα των λωρίδων στο θέμα του πάχους τους έτσι ώστε σε όλη την επιφάνεια της αντίστασης να διατηρείται μια ομοιόμορφη κατανομή θερμικής ροής. Επίσης έμφαση δόθηκε στον σχεδιασμό της αντίστασης στο σημείο τοποθέτησης του πτερυγίου (Σχήμα 3.3β). Η επιφάνεια της αντίστασης ψεκάστηκε με δύο στρώματα μη-ανακλαστικής, πυρίμαχης μαύρης μάτ βαφής, έτσι ώστε να μεγιστοποιηθεί ο συντελεστής εκπομπής της ($\varepsilon \cong 0.93 \pm 0.02$) και να εξομαλύνει την επιφάνεια από τυχόν ανωμαλίες που προέκυψαν από την διαδικασία κατασκευής. Ένα στρώμα μονωτικού αφρού πάχους 10mm και χαμηλής θερμικής αγωγιμότητας ($\lambda = 0.035\text{W/m.K}$) εφαρμόστηκε στο πίσω μέρος των πλακετών, σε συνδυασμό με ένα φύλλο ξύλου (plywood) πάχους 6mm . Ο συνδυασμός των δύο τελευταίων ενήργησε σας ένας αποδοτικός τρόπος για μείωση των θερμικών απωλειών. Τέλος, η προκύπτουσα επιφάνεια τύπου "σάντουιτς" δένεται μόνιμα με το εξωτερικό τοίχωμα του τμήματος δοκιμών κατασκευασμένο από πλεξιγκλάς (plexiglass).

Η ηλεκτρική αντίσταση τροφοδοτείται από ένα τροφοδοτικό εναλλασσόμενης τάσης (Regulating transformer 3kVA–50Hz) ικανό να παρέχει στην αντίσταση τιμές της τάσης μεταξύ $0\sim 240\text{V}$. Η τάση τροφοδοσίας και η ένταση του ρεύματος που διαρρέει την αντίσταση

παρακολουθείται μέσω ενός ηλεκτρονικού πολυμέτρου για τον ακριβή υπολογισμό της παροχής ισχύος στην αντίσταση.

Σχήμα 3.3β: Οι τρεις πρώτες πλακέτες της ηλεκτρικής αντίστασης. Στην πρώτη πλακέτα φαίνεται η ειδική διαμόρφωση για την τοποθέτηση του σώματος - εμποδίου

ii. Συστοιχία θερμοζεύγων στο τοίχωμα

Ειδικές "θήκες" δημιουργήθηκαν (micromachined) ακριβώς κάτω από τις εκτεθειμένες στην ροή λωρίδες χαλκού έτσι ώστε να ενσωματωθούν 20 Τύπου-K θερμοζεύγη με ένα ομοιόμορφο μοτίβο κατά το μήκος της κεντρικής γραμμής του δαπέδου. Τα θερμοζεύγη αυτά χρησιμοποιήθηκαν κυρίως για την βαθμονόμηση και πιστοποίηση των μετρήσεων που λήφθηκαν με την υπέρυθη κάμερα. Για τον ίδιο λόγο, μια συστοιχία από 10 επιπλέον θερμοζεύγη ιδίου τύπου τοποθετήθηκαν με τον ίδιο τρόπο χρησιμοποιώντας ένα ημικυκλικό μοτίβο κατά μήκος της περιφέρειας του ημικυκλικού χείλους προσβολής του σώματος. Τα θερμοζεύγη αυτά διασυνδέθηκαν σε ένα πολυκάναλο σύστημα ελέγχου και στερεώθηκαν μόνιμα στις θήκες χρησιμοποιώντας θερμικά αγωγή κόλλα.

iii. Υπολογισμός θερμαινόμενης ηλεκτρικής αντίστασης

Όπως είναι γνωστό, η ηλεκτρική αντίσταση (R) ενός αγωγού είναι ανάλογη του εμβαδού διατομής (A_c), της ειδικής αντίστασης (resistivity) (ρ_c) και του μήκους (l_c) του αγωγού:

$$R = \rho_c \frac{l_c}{A_c} \quad (3.1)$$

Θεωρώντας σαν l_c το μήκος που διανύει η λωρίδα χαλκού σε κάθε πλακέτα, τότε η συνολική αντίσταση R_{TOTAL} για όλη την θερμαινόμενη επιφάνεια είναι:

$$R_{TOTAL} = 8 \cdot l_c \quad (3.2)$$

αφού το σύνολο των πλακετών που χρησιμοποιήθηκαν ήταν οκτώ και συνδέονται μεταξύ τους εν σειρά. Έχοντας υπόψη ότι ο αριθμός Stanton (St) συνδέεται με την παρεχόμενη στο κύκλωμα ηλεκτρική ισχύ $\dot{Q}_{ele.}$ με τον παρακάτω σχέση (βλέπε Ενότητα 3.4):

$$St = \frac{q_{conv.}}{\rho C_p V_{\infty} (T_w - T_{B\infty})}$$

τότε η απαιτούμενη ηλεκτρική ισχύς για να αυξηθεί η θερμοκρασία του δαπέδου στην θερμοκρασία T_w και ανάλογα με τις συνθήκες ροής δίνεται από την σχέση:

$$\dot{Q}_{ele.} = \rho C_p V_{\infty} (T_w - T_{B\infty}) St \quad (3.3)$$

Φυσικά η απαιτούμενη τάση τροφοδοσίας υπολογίζεται μέσω της σχέσης:

$$V = \sqrt{q_{ele.} \cdot R_{TOTAL}} \quad (3.4)$$

ενώ η ένταση του ρεύματος που διαρρέει την αντίσταση πρέπει να είναι ίση με:

$$I = q_{ele.}/V \quad (3.5)$$

Οι μέγιστες τιμές της τάσης και έντασης που τροφοδοτείται η ηλεκτρική αντίσταση ήταν σημαντικές ποσότητες στον σχεδιασμό του κυκλώματος αφού είναι κρίσιμο η ισχύς που παρέχεται να μην υπερβαίνει την μέγιστη τιμή που μπορεί να αντέξει η δομή του δαπέδου. Σε αντίθετη περίπτωση υπάρχει κίνδυνος αποκόλλησης της λεπτής στρώσης χαλκού από την βάση της (FRP epoxy laminate) εφόσον η θερμοκρασία στην πλάκα υπερβεί τους 180°C . Επίσης, εφόσον η ηλεκτρική αντίσταση ενός αγωγού εξαρτάται από τις συγκρούσεις των μορίων μέσα στο σύρμα, η αντίσταση αναμένεται να αυξάνεται σε σχέση με την αύξηση της θερμοκρασίας της. Για τον λόγο αυτό η διορθωμένη αντίσταση της πλάκας $R_{COR.}$ βαθμονομήθηκε χρησιμοποιώντας την προσέγγιση:

$$R_{COR.} = R_{TOTAL}[1 + a(\Delta T)] \quad (3.6)$$

η οποία δείχνει μια κλασματική μεταβολή στην αντίσταση ανάλογη με την μεταβολή της θερμοκρασίας ΔT , όπου a ο συντελεστής θερμοκρασίας της αντίστασης και είναι ανάλογος του υλικού της αντίστασης.

iv. Εκτίμηση απωλειών θερμότητας

Η επιλογή ενός πολύ μικρού πάχους σε όσον αφορά την ηλεκτρική αντίσταση (35μm πάχος επίστρωσης χαλκού) αποσκοπεί στις όσο το δυνατόν μικρότερες απώλειες θερμότητας προς τον περιβάλλοντα χώρο και διασφαλίζει ότι το μεγαλύτερο μέρος της παροχής ισχύος στην αντίσταση θα μεταφέρεται από την επιφάνεια της προς το ρευστό ως θερμική ενέργεια. Επίσης αποφεύγονται τρισδιάστατα φαινόμενα (εγκάρσιας) διάχυσης θερμότητας και η ροή ενέργειας στην επιφάνεια μπορεί να θεωρηθεί μονοδιάστατη. Η θερμική ενέργεια λόγω μεταφοράς q_{conv} μπορεί να υπολογιστεί ως:

$$q_{conv} = q_{ele} - q_{rad} - q_{cond} \quad (3.7)$$

όπου φυσικά q_{ele} είναι η παρεχόμενη στην αντίσταση ηλεκτρική ισχύς και ίση με:

$$q_{ele} = \frac{Q_{ele}}{A_{tot.}} \quad (3.8)$$

όπου $A_{tot.}$ είναι η συνολική επιφάνεια της αντίστασης. Επίσης q_{rad} είναι η απώλειες θερμότητας λόγω της θερμικής ακτινοβολίας από την αντίσταση και θεωρώντας ότι όλες οι περιβάλλουσες επιφάνειες είναι σε ίδια σταθερή θερμοκρασία T_{∞} , τότε η q_{rad} υπολογίζεται ως:

$$q_{rad} = \sigma \cdot \varepsilon \cdot (T_w^4 - T_{\infty}^4) \quad (3.9)$$

όπου $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} W/m^2 K$ η σταθερά Stefan-Boltzmann και ε ο συντελεστής εκπομπής της επιφάνειας. Επιπλέον η απώλειες λόγω αγωγής διαμέσου των στρωμάτων των υλικών από το οποίο αποτελείται το δάπεδο μπορούν να υπολογιστούν ως:

$$q_{cond} = k(T_w - T_{\infty}) \quad (3.10)$$

όπου k ο συνδυασμένος συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας:

$$k = \frac{1}{\frac{\delta_{FR4}}{\lambda_{FR4}} + \frac{\delta_{FM}}{\lambda_{FM}} + \frac{\delta_{PL}}{\lambda_{PL}} + \frac{\delta_{PG}}{\lambda_{PG}}} \quad (3.11)$$

Στην παραπάνω εξίσωση οι όροι δ_{FR4} , δ_{FM} , δ_{PL} , δ_{PG} υποδεικνύουν το πάχος του FRP epoxy laminate, του μονωτικού αφρού, της στρώσης ξύλου και του πλεξιγκλάς αντίστοιχα. Το ίδιο ισχύει και για τους συντελεστές θερμικής αγωγιμότητας λ για το αντίστοιχο υλικό. Στον Πίνακα 3.1 αναγράφονται τα χαρακτηριστικά για το κάθε υλικό που αποτελεί το δάπεδο.

Πίνακας 3.1. Χαρακτηριστικά των υλικών του δαπέδου

Υλικό	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας (λ) $W/m.K$	Πάχος (δ) m
FRP	0.29	0.0015
Μονωτικός αφρός	0.030	0.01
Στρώση ξύλου	0.13	0.006
Πλεξιγκλάς	0.19	0.003

3.1.2.2 Το σώμα εμπόδιο και η γεωμετρία έγχυσης

i. Σώμα εμπόδιο (Πτερύγιο) και γεωμετρία έγχυσης

Το σώμα εμπόδιο (Bluff Body) αποτελείται από ένα ξύλινης κατασκευής σώμα, με ημικυκλικό χείλος προσβολής διαμέτρου $0.06m$ και συνολικού μήκους $0.24m$ (Σχήμα 3.3α). Το εκπέτασμα (span) του σώματος έχει μήκος $0.2m$ και οι δύο άκρες του συμπίπτουν με το πάνω και κάτω τοίχωμα του τμήματος δοκιμών (Σχήμα 3.2). Η μια εκ των δύο άκρων του σώματος που συμπίπτει με το τελικό θερμαινόμενο τοίχωμα διαμορφώθηκε με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να είναι ικανή η ενσωμάτωση μιας αλουμινένιας κοιλότητας μέσα από την οποία παρέχεται αέρας στην θύρα έγχυσης (επίσης κατασκευασμένη από αλουμίνιο) (Σχήμα 3.4α). Η ορθογωνικής διατομής θύρα έγχυσης πλάτους $2mm$ και ύψους $5mm$ καλύπτει περίπου το 2% του μήκους του τόξου που διανύει το χείλος προσβολής του σώματος. Το σώμα είναι επίσης καλυμμένο με ένα στρώμα ματ, μαύρης πυρίμαχης βαφής με χαρακτηριστικά πανομοιότυπα με την βαφή που χρησιμοποιήθηκε στο δάπεδο.

ii. Σύστημα μέτρησης και ελέγχου του εγχεόμενου αέρα

Για τις ανάγκες του θερμού αέρα έγχυσης ένας αεροθάλαμος παρείχε συμπιεσμένο αέρα διαμέσου μιας βαλβίδας ελέγχου η οποία χρησιμοποιήθηκε για την ρύθμιση και έλεγχο της απαιτούμενης ποσότητας αέρα έγχυσης. Η περίσσεια αέρα στον αεροθάλαμο παρεχόταν από ένα εξωτερικό συμπιεστή ο οποίος χρησιμοποιήθηκε για να κρατάει σταθερή την πίεση του αέρα στον θάλαμο. Για την ακριβή μέτρηση της παροχής μάζας αέρα έγχυσης αναπτύχθηκε ένα σύστημα στρωτής ροής. Το σύστημα αυτό αποτελείται από τέσσερις πλαστικούς σωλήνες εσωτερικής διαμέτρου $d_T = 3mm$, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.4β, μέσα στους οποίους επιβάλλονται συνθήκες στρωτής ροής (π.χ. $Re < 1500$). Η μέτρηση της παροχής μάζας του ψυκτικού προϋποθέτει την καταγραφή της διαφοράς πίεσης ΔP μεταξύ του συλλέκτη 1 και 2 κατά το μήκος $L_T = 550mm$ των σωλήνων. Η απόσταση αυτή συσχετίζεται με την παροχή ψυκτικού αέρα μέσω της εξίσωσης:

$$\Delta P = \Delta P_{IN} + \frac{1}{2} \rho V_T^2 f \frac{L_T}{d_T} + \Delta P_{OUT} = \frac{1}{2} \rho V_T^2 \left\{ k_{IN} + k_{OUT} + f \frac{L_T}{d_T} \right\} \quad (3.12)$$

όπου k_{IN} και k_{OUT} συμβολίζουν τους τοπικούς συντελεστές απώλειες για τους συνδέσμους των σωληνώσεων στον συλλέκτη 1 και 2 αντίστοιχα. Με f συμβολίζεται ο συντελεστής τριβής στρωτής ροής μέσα στους σωλήνες ο οποίος λαμβάνεται ίσως με¹ [3.1]:

$$f = \frac{64}{Re_D} \quad (3.13)$$

και $\dot{m}_c$ η απαιτούμενη παροχή ψυκτικού ίση με

$$\dot{m}_c = \rho_T V_T \frac{\pi d_T^2}{4} = \rho_{INJ} A_{INJ} V_{INJ} \quad (3.14)$$

Οι ποσότητες V_{INJ} και V_T αναφέρονται στην μέση ταχύτητα του ψυκτικού στην έξοδο της θύρας έγχυσης και μέσα στους μετρητικούς σωλήνες αντίστοιχα. Οι πυκνότητες ρ_T και ρ_{INJ} υπολογίζονται στις αντίστοιχες θερμοκρασίες στην είσοδο των σωλήνων που παρέχουν το ψυκτικό και στην έξοδο της θύρας έγχυσης. Με A_{INJ} υποδεικνύεται το εμβαδόν διατομής της θύρας έγχυσης. Έχοντας υπόψη τα παραπάνω, μπορεί να οριστεί η αναλογία έγχυσης I_r ίση με:

$$I_r = \frac{V_{INJ}}{V_\infty} \quad (3.15)$$

iii. Μονάδα θέρμανσης του θερμού αέρα έγχυσης

Μετά την μετρητική συσκευή, η μαζική παροχή του αέρα έγχυσης μεταφέρεται σε ένα σπειροειδή θερμαινόμενο χάλκινο σωλήνα έτσι ώστε να θερμανθεί στην επιθυμητή θερμοκρασία έγχυσης. Η θερμοκρασία του εγχεόμενου αέρα διατηρείται σε σταθερή θερμοκρασία με την χρήση ενός ελεγκτή θερμοκρασίας. Εν τέλη, ο θερμός αέρας οδηγείται στην κοιλότητα μέσα στο σώμα και από εκεί εκχέεται διαμέσου της θύρας. Μέσα στην κοιλότητα δύο επιπλέον θερμοζεύγη είναι τοποθετημένα για την μέτρηση της θερμοκρασίας του ψυκτικού αέρα αμέσως πριν την έξοδο από την θύρα. Κατά την διάρκεια των πειραμάτων, οι καταγραφέντες θερμοκρασίες βρέθηκαν να διαφέρουν λιγότερο $\pm 0.3^\circ\text{C}$ σε σχέση με την μέση θερμοκρασία

¹

[3.1] **Prichard P.J.**, Introduction to Fluid Mechanics, 8TH Edition, 2011, John Wiley & Sons, pp 357.

έγχυσης. Η όλη διαδρομή του ψυκτικού αέρα ξεκινώντας μετά από την μετρητική συσκευή και μέχρι την κοιλότητα μονώθηκε εξασφαλίζοντας συνολικές απώλειες θερμότητας μεταξύ 3~5% ανάλογα με τις συγκεκριμένες πειραματικές συνθήκες.

Σχήμα 3.4: α. Σκαρίφημα του σώματος εμποδίου, της μονάδας θέρμανσης και του συστήματος μέτρησης και ελέγχου της παροχής του εγχέομενου αέρα
β. Σκαρίφημα της μετρητικής διάταξης του αέρα έγχυσης

3.1.3 Όργανα μέτρησης και ανάκτηση δεδομένων

3.1.3.1 Συστοιχία θερμοζεύγων τύπου K

Τα θερμοζεύγη τα οποία χρησιμοποιήθηκαν είναι Τύπου-K μοντέλου TP01 με εύρος μέτρησης από -50°C ~ 200°C . Η μπίλια ζεύξης των θερμοζεύγων κυμαίνεται από $0.5\sim 0.8\text{mm}$. Τα σήματα από τα θερμοζεύγη μεταφέρονται σε τρεις επιλογείς ικανότητας 12 καναλιών ο καθένας (RS 12 way Type-K thermocouple selectors) οι οποίοι συλλέγουν και μεταβιβάζουν τις ενδείξεις της τοπικής θερμοκρασίας σε τρεις οθόνες ένδειξης (μοντέλο LAE MT11).

3.1.3.2 Σωλήνας Pitot 5 οπών

Οι αεροδυναμικές μετρήσεις του μέσου πεδίου της ροής έγιναν χρησιμοποιώντας ένα αισθητήρα Pitot 5-οπών κωνικής κεφαλής 60° ²[3.2] το οποίου η εξωτερική διάμετρος στην μύτη (π.χ. στο σημείο μέτρησης) είναι $0.9mm$. Ο αισθητήρας τοποθετήθηκε σε μια τραβέρσα δύο αξόνων η οποία παίρνει κίνηση από δύο βηματικά μοτέρ και ελέγχεται μέσω ηλεκτρονικού υπολογιστή σε κώδικα LabView. Ο κώδικας αυτός κίνησης εναρμονίζεται με μια υπορουτίνα ανάκτησης δεδομένων. Ο συνδυασμός των δύο παραπάνω, επιτρέπει την ταυτόχρονη αυτόματη κίνηση και ανάκτηση δεδομένων πίεσης στα δισδιάστατα επίπεδα (YZ επίπεδα) που επιλέγονται για σάρωση με δυνατότητα επιλογής του βήματος στις δύο διευθύνσεις αλλά του χρόνου δειγματοληψίας. Σε κάθε σημείο σάρωσης τα σήματα πίεσης από κάθε θύρα του σωλήνα Pitot μεταφέρονται αντίστοιχα σε πέντε διαφορικούς αισθητήρες πίεσης (Honeywell 164PC01D76) με $\pm 1.5kPa$ εύρος μετρούμενης πίεσης.

Για την βαθμονόμηση των διαφορικών αισθητήρων και του σωλήνα Pitot, χρησιμοποιήθηκε η τεχνική που εφάρμοσαν και οι Morrison et. al.³ [3.3]. Η διαδικασία βαθμονόμησης επαναλήφθηκε τρεις φορές έτσι ώστε να εξασφαλιστεί η επαναληψιμότητα και ανεξαρτησία των μετρούμενων ποσοτήτων. Εν συντομία, και βασιζόμενοι στο Σχήμα 3.5, η αδιαστατοποίηση των ποσοτήτων πίεσης από τις πέντε θύρες του αισθητήρα οδηγεί στους εξής συντελεστές:

$$\text{- Pitch angle coefficient:} \quad CP_p = \frac{P_1 - P_3}{P_5 - \bar{P}_{ave}} \quad (3.16)$$

$$\text{- Yaw angle coefficient:} \quad CP_y = \frac{P_4 - P_2}{P_5 - \bar{P}_{ave}} \quad (3.17)$$

$$\text{- Static pressure coefficient:} \quad CP_s = \frac{\bar{P}_{ave} - P_s}{P_5 - \bar{P}_{ave}} \quad (3.18)$$

$$\text{- Total pressure coefficient:} \quad CP_t = \frac{P_5 - P_t}{P_5 - \bar{P}_{ave}} \quad (3.19)$$

όπου:

² [3.2] **Dominy R.G, Hodson H.P** (1993) An investigation of Factors influencing the calibration of 5-hole probes for Three-Dimensional Flow measurements, Journal of Turbomachinery, Vol.115, pp. 513-519.

³ [3.3] **Morrison G.L., Schobeiri M.T., Pappu K.R.** (1998), Five-hole probe analysis technique, Flow measurements and Instrumentation, Vol. 9, Issue 3, pp.153-158.

$$\bar{P}_{ave} = \frac{P_1 + P_2 + P_3 + P_4}{4}$$

και P_t η ολική πίεση της ελεύθερης ροής και P_s η στατική πίεση της ελεύθερης ροής.

Σχήμα 3.5: Χαρακτηριστικά του αισθητήρα πίεσης Pitot πέντε οπών

Περισσότερες πληροφορίες για την κατασκευή και βαθμονόμηση του μικροσκοπικού αυτού αισθητήρα Pitot πέντε οπών μπορούν να βρεθούν στην σχετική εργασία από τους Georgiou και Milidonis⁴ [3.4].

3.1.3.3 Ανεμομετρία θερμού σύρματος

Για τις μετρήσεις των οριακών στρωμάτων ταχύτητας στο δάπεδο του τμήματος δοκιμών ήταν απαραίτητη η χρησιμοποίηση δικάναλης μονάδας Ανεμομετρίας Θερμού Σύρματος Σταθερής Θερμοκρασίας (Constant Temperature Hot Wire Anemometry) της DeltaLab μοντέλου

⁴

[3.4] Georgiou D.P, Milidonis K.F., Fabrication and Calibration of a sub-miniature 5-hole probe with embedded pressure sensors for use in extremely confined and complex areas in turbomachinery, Flow Measurement and Instrumentation 39C, pp. 54-63, 2014.

EV-210. Το σύρμα που χρησιμοποιήθηκε ήταν διαμέτρου $5\mu m$ και μήκους $1.2mm$ (Μοντέλο TSI-1218). Η βαθμονόμηση του αισθητήρα έγινε την καταγραφή των τιμών της τάσης εξόδου E που δίνει η μονάδα όταν το αισθητήριο εκτίθεται σε μια ροϊκή δέσμη (jet) ταχύτητας U . Η καμπύλη βαθμονόμησης διαμέσου των σημείων (E_{cor}, U) καθορίζει την συνάρτηση μεταφοράς που χρησιμοποιείται για την μετατροπή των σημάτων τάσης σε ταχύτητες. Με E_{cor} συμβολίζεται η διορθωμένη τάση εξόδου λόγω της διόρθωσης της θερμοκρασίας περιβάλλοντος⁵ [3.5]. Σε διπλή λογαριθμική κλίμακα το τετράγωνο της τάσης εξόδου E_{cor} απεικονίζεται σαν συνάρτηση των αντίστοιχων ταχυτήτων U ανηγμένες στον εκθέτη n και η καμπύλη που προσαρμόζεται στα σημεία του διαγράμματος δίνει της σταθερές βαθμονόμησης A και B στην εξίσωση του King⁶ [3.6]

$$E_{cor}^2 = A + B \cdot U^n \quad (3.20)$$

όπου γενικά ο εκθέτης n παίρνει την τιμή $n = 0.45$ και ρυθμίζεται ανάλογα, έτσι ώστε τα σφάλματα από την προσαρμογή της καμπύλης να είναι μέσα στα ανεκτά πλαίσια.

3.1.3.4 Υπέρυθρη θερμική κάμερα

Η χρήση υπέρυθρων θερμικών καμερών έχει εξελιχθεί σε ένα ισχυρό μέσο διερεύνησης σε προβλήματα θερμό-ρευστό-δυναμικής ανάλυσης, ικανό να καταγράψει την εκ συναγωγής μεταφορά θερμότητας όπως επίσης και να διερευνήσει την συμπεριφορά του πεδίου ροής πάνω από περίπλοκης γεωμετρίας σώματα⁷ [3.7]. Για την μέτρηση του θερμοκρασιακού πεδίου πάνω στο δάπεδο χρησιμοποιήθηκε η θερμική κάμερα της εταιρείας FLIR και συγκεκριμένα το μοντέλο SC660 το οποίο χρησιμοποιείται κυρίως για επιστημονικές και ερευνητικές εφαρμογές που αφορούν το LWIR (Long Wave Infrared spectral range) φάσμα. Το εύρος ικανότητας μετρήσεων της κάμερας κυμαίνεται μεταξύ των $-40^\circ C$ και $1500^\circ C$ ενώ προσφέρει παράλληλα την δυνατότητα ανάλυσης και ελέγχου της σε πραγματικό χρόνο (real time analysis) μέσω ειδικού λογισμικού που διατίθεται μαζί με την κάμερα.

⁵ [3.5] **Bearman P.W.**, Corrections for the effect of ambient temperature drift on hot-wire measurements in incompressible flows, DISA Information No. 11. 1971.

⁶ [3.6] **King L.V.**, On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants for small platinum wires with applications to hot wire anemometry, Phil. Trans. Roy. Soc. A214 (1914), 373-432.

⁷ [3.7] **Astarita T., Gardone G., Carlomagno C., Meola C.**, A survey on infrared thermography for convective heat transfer measurements, Optics & Laser Technology 32 (2000) 593 - 610.

3.1.3.5 Περιφερειακά Όργανα

Ένα πολύμετρο ακριβείας χρησιμοποιήθηκε για την ακριβή μέτρηση της παροχής ισχύος στο δάπεδο, ενώ για την μέτρηση της μέσης ταχύτητας της ελεύθερης ροής ακριβώς μετά την έξοδο της από το ακροφύσιο χρησιμοποιήθηκε ανεμόμετρο ακριβείας (Digitron AF200) με ακρίβεια μετρήσεων ταχύτητας $\pm 0.2 \text{ m/s}$.

Δύο ηλεκτρονικοί υπολογιστές ήταν αναγκαίοι για τις μετρήσεις εκ των οποίων ο πρώτος χρησιμοποιήθηκε για τις αεροδυναμικές μετρήσεις ενώ ο δεύτερος ήταν εξοπλισμένος με ειδικό λογισμικό ελέγχου της θερμικής κάμερας. Ο πρώτος υπολογιστής, ήταν εξοπλισμένος με PCI κάρτα ανάκτησης δεδομένων (Data Acquisition Card: NI PCI – 6035E) της εταιρείας National Instruments ικανή να λαμβάνει μέχρι και 200 kS/s , ενώ η ανάλυση ικανότητας των 16bit αυξάνει την ακρίβεια των μετρήσεων. Επιπλέον, ο ίδιος υπολογιστής ήταν εξοπλισμένος με μια ανοικτού κύκλου (Open Loop) κάρτα ελέγχου κίνησης (PCI – 7314 Motion Controller), επίσης από την εταιρεία National Instruments. Οι δύο κάρτες ελέγχονται και συνεργάζονται μέσω γραφικού κώδικα γραμμένου σε LabView που αναπτύχθηκε για τον σκοπό αυτό. Η κάρτα ελέγχου κίνησης χρησιμοποιήθηκε για τον έλεγχο της κίνησης των δύο βηματικών μοτέρ (NEMA 23/1.9Nm/3A) της τραβέρσας δύο αξόνων η οποία χρησιμοποιήθηκε τόσο για την κίνηση του αισθητήρα Pitot 5-οπών, αλλά και για την κίνηση του στελέχους του ανεμομέτρου θερμού σύρματος.

Για την συνεχή καταγραφή της θερμοκρασίας εισόδου της ελεύθερης ροής μετά την έξοδο της από το ακροφύσιο και της θερμοκρασίας του στην έξοδο του τμήματος δοκιμών κατάντη του σώματος, χρησιμοποιήθηκε ο τετρακάναλος καταγραφέας θερμοκρασιών της Omega (μοντέλο HH1384) με ακρίβεια μετρήσεων $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

3.2. Συνθήκες εισόδου ροής

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζεται η βαθμονόμηση της αεροσήραγγας και ειδικότερα του τμήματος δοκιμών και η εύρεση των αεροδυναμικών και θερμικών χαρακτηριστικών της ροής μέσα στο τμήμα δοκιμών, ενώ χαρακτηριστικά της ροής στην αεροσήραγγα συγκρίνονται με αποτελέσματα τρισδιάστατης υπολογιστικής ρευστοδυναμικής προσομοίωσης που έγιναν χρησιμοποιώντας ένα μοντέλο του τμήματος δοκιμών της αεροσήραγγας σε πλήρη κλίμακα.

3.2.1 Αεροδυναμικά Χαρακτηριστικά

3.2.1.1 Κατανομή του συντελεστή τριβής της επιφάνειας

Η κατανομή του συντελεστή τριβής στο θερμαινόμενο δαπέδο έγινε χρησιμοποιώντας την μέθοδο προεκβολής (extrapolation) της κατανομής της ταχύτητας U_y κατά τον κατακόρυφο άξονα μέσα στο ιξώδες υπόστρωμα⁸ [3.8] όπου U_y η τοπική ταχύτητα στο ύψος Y . Για τις μετρήσεις της ταχύτητας μέσα στο ιξώδες υπόστρωμα χρησιμοποιήθηκε ανεμομετρία θερμού σύρματος (βλέπε ενότητα 3.1.3.3). Ο αισθητήρας τοποθετημένος στο φορείο της τραβέρσας κινείται κατά τον κατακόρυφο άξονα Y με βήμα $0.1mm$ μέχρι ένα μέγιστο ύψος $5mm$. Ο συντελεστής τριβής C_f υπολογίζεται τότε από την γνωστή σχέση:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2} \quad (3.21)$$

όπου τ_w η διατμητική τάση στο τοίχωμα, ίση με

$$\tau_w = \mu \frac{dU}{dy} \quad (3.22)$$

και υπολογίζεται με βάση την κλίση της ταχύτητας στο ιξώδες υπόστρωμα. Φυσικά V_∞ είναι η ταχύτητα της ελεύθερης ροής, ρ η πυκνότητα του αέρα και μ δυναμικό ιξώδες του αέρα. Στο Σχήμα 3.6 φαίνεται η κατανομή του συντελεστή τριβής στην πλάκα σε σύγκριση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προέκυψαν από υπολογιστική προσομοίωση χρησιμοποιώντας το υπολογιστικό μοντέλο τύρβης Transition SST (βλέπε Κεφ. 4). Οι δύο καμπύλες περικλείονται στα όρια των εμπειρικών σχέσεων για τον συντελεστή τριβής σε επίπεδες πλάκες για στρωτή και τυρβώδη ροή⁹ [3.9] αντίστοιχα:

$$C_{f,laminar} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}} \quad (3.23)$$

⁸ [3.8] **Kornilov V.I., Litvinenko Y.A., Pavlov A.A.**, Skin friction measurements in an incompressible pressure-gradient turbulent boundary layer, Review of techniques and results, Report 23 Aug. 2002, Institute of theoretical and applied mechanics, Novosibirsk, Russia.

⁹ [3.9] **Incropera, DeWitt**, Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 3rd Edition.

$$C_{f,turbulent} = \frac{0.0592}{Re_x^{1/5}} \quad (3.24)$$

Σχήμα 3.6: Κατανομή του συντελεστή τριβής C_f στο θερμαινόμενο δάπεδο (Εδώ με X συμβολίζεται η απόσταση από την έξοδο του ακροφυσίου της αεροσήραγγας)

3.2.1.2 Προσπίπτον οριακό στρώμα εισόδου

Στο Σχήμα 3.7 φαίνονται τα προφίλ ταχύτητας των οριακών στρωμάτων πάνω: (α) στο δάπεδο και (β) σε μια από τις πλευρές του ορθογωνικής διατομής αγωγού του τμήματος δοκιμών που είναι κάθετες στο δάπεδο. Και στις δύο περιπτώσεις τα οριακά στρώματα μετρήθηκαν στην θέση $X_{up}/D = 2$ (δηλαδή πριν την είσοδο της ροής στην περιοχή όπου αυτή δεν επηρεάζεται από την παρουσία του σώματος), όπου με X_{up} συμβολίζεται η απόσταση που διανύεται στην γραμμή συμμετρίας ανάντη του χείλους προσβολής του σώματος και με D συμβολίζεται η διάμετρος του χείλους προσβολής του σώματος. Τα σύμβολα W και H συμβολίζουν το πλάτος και το ύψος της ορθογωνικής διατομής του τμήματος δοκιμών αντίστοιχα ($W = 300mm$, $H = 200mm$).

Σχήμα 3.7: Οριακά στρώματα: α. στο δάπεδο και β. στο πλαϊνό τοίχωμα στην θέση $X_{up}/D = 2$

Το πάχος μετατόπισης (displacement thickness δ^*) και το πάχος ορμής (momentum thickness θ) των οριακών στρωμάτων υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας τις γνωστές εξισώσεις οι οποίες συνοψίζονται από τον Schlichting¹⁰ [3.10]:

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U(i)}{V_\infty}\right) di \quad (3.25)$$

και

$$\theta = \int_0^\infty \frac{U(i)}{V_\infty} \left(1 - \frac{U(i)}{V_\infty}\right) di \quad (3.26)$$

όπου V_∞ η ταχύτητα της ελεύθερης ροής και $U(i)$ η τοπική ταχύτητα στην συντεταγμένη i κάθετα στα τοιχώματα. Ο συντελεστής μορφής (shape factor H_δ) καθορίζεται από την σχέση:

$$H_\delta = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (3.27)$$

Το οριακό στρώμα στο δάπεδο βρέθηκε να έχει πάχος μετατόπισης $\delta^* = 3.125mm$, το πάχος ορμής $\theta = 2.343$ και συντελεστή μορφής $H = 1.333$. Για το οριακό στρώμα στο κάθετο τοίχωμα του τμήματος δοκιμών, οι αντίστοιχες τιμές είναι $\delta^* = 2.853$, $\theta = 2.174$ και $H =$

¹⁰

[3.10] **Schlichting H.** (1979), *Boundary-Layer Theory*, New York, McGraw-Hill, 871p.

1.312. Οι παραπάνω ολοκληρωτικοί παράγοντες πιστοποιούν την παρουσία ενός πλήρως ανεπτυγμένου οριακού στρώματος και στα δύο τοιχώματα του αγωγού. Γενικά, η ροή (στο $X_{up}/D = 2$) βρέθηκε να έχει μέγιστη τιμή της έντασης τύρβης Tu (turbulence intensity) μικρότερη από 0.15% και ανομοιομορφία στην μέση ταχύτητα (mean velocity non-uniformity) λιγότερη από 0.5% σε σχέση με την μετρημένη μέση τιμή.

3.2.1.3 Κατανομή της στατικής πίεσης κατά το μήκος της γραμμής του χείλους προσβολής του σώματος

Στο Σχήμα 3.8 φαίνεται η κατανομή του αδιάστατου συντελεστή στατικής πίεσης κατά μήκος της γραμμής του χείλους προσβολής του σώματος (κίτρινη γραμμή). Η πρόσκρουση (στο σώμα εμπόδιο) της στροβιλότητας του εισερχόμενου οριακού στρώματος είναι υπεύθυνη για την δημιουργία της βαθμίδας πίεσης που εμφανίζεται κατά μήκος της παραπάνω γραμμής κοντά στο σημείο σύνδεσης του σώματος με το δάπεδο.

Σχήμα 3.8: Κατανομή συντελεστή στατικής πίεσης CPs κατά μήκος του χείλους προσβολής του σώματος εμποδίου (κίτρινη γραμμή) ($X_{up}/D = 0$)

Η αναδιοργάνωση της στροβιλότητας στο σημείο αυτό έχει ερμηνευτεί ως το αίτιο δημιουργίας του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης¹¹ [3.11]. Στο διάγραμμα φαίνεται επίσης η αντίστοιχη κατανομή της στατικής πίεσης που προέκυψε από την υπολογιστική προσομοίωση χρησιμοποιώντας το υπολογιστικό μοντέλο τύρβης “Transition SST” (βλέπε Κεφ. 4). Οι πολύ

¹¹

[3.11] Simpson, R.L., 2001. Junction flows. Annual Review of Fluid Mechanics 33, 415–443.

μικρές αποκλίσεις μεταξύ του υπολογιστικού μοντέλου και των αντίστοιχων πειραματικών μετρήσεων επικυρώνουν σε σημαντικό ποσοστό την χρησιμοποίηση του συγκεκριμένου μοντέλου τύρβης και του χρησιμοποιούμενου υπολογιστικού πλέγματος (βλέπε Κεφ.4).

3.2.2 Θερμικά Χαρακτηριστικά (Thermal characteristics)

Η χρησιμοποίηση μόνο οκτώ θερμαινόμενων πλακών στο δάπεδο έχει ως αποτέλεσμα η ανάπτυξη του θερμικού οριακού στρώματος να καθυστερεί σε σχέση με το αντίστοιχο αεροδυναμικό (Σχήμα 3.9). Το αεροδυναμικό οριακό στρώμα ξεκινάει να αναπτύσσεται από το $X = 0$, ενώ το θερμικό οριακό στρώμα ξεκινάει να αναπτύσσεται στο $X = \xi = 320mm$ όπου και η θερμοκρασία στο τοίχωμα αυξάνεται από T_∞ σε T_w . Καμία μορφή μετάδοσης θερμότητας δεν λαμβάνει χώρα μεταξύ $0 \leq X \leq \xi$.

Σχήμα 3.9: Θερμικές οριακές συνθήκες του δαπέδου

Το υπολειπόμενο θερμαινόμενο μήκος του δαπέδου ήταν αρκετό για την δημιουργία πλήρως ανεπτυγμένου θερμικού οριακού στρώματος σε απόσταση περίπου $X_{up}/D = 2$ ανάντη του χείλους προσβολής του σώματος. Το πάχος του θερμικού οριακού στρώματος δ_{th} επιλέγεται σαν ο τόπος των σημείων όπου ισχύει:

$$T_R = \frac{T_i - T_w}{T_\infty - T_w} = 0.99 \quad (3.28)$$

όπου T_i η τοπική θερμοκρασία στην συντεταγμένη i κάθετα στο τοίχωμα.

Στο Σχήμα 3.10 φαίνονται τα προφίλ οριακών στρωμάτων σε συγκεκριμένες θέσεις πάνω στο τοίχωμα ανάντη του χείλους προσβολής πάνω στην γραμμή συμμετρίας. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε θερμοζεύγος Τύπου-Τ του οποίου η μπίλια ζεύξης είχε διάμετρο 0.1mm . Το βήμα σάρωσης ΔY που χρησιμοποιήθηκε ήταν επίσης 0.1mm . Στα διαγράμματα φαίνονται επίσης τα θερμικά οριακά στρώματα που προέκυψαν από την υπολογιστική προσομοίωση χρησιμοποιώντας το υπολογιστικό μοντέλο τύρβης “Transition SST” (βλέπε Κεφ. 4) στις αντίστοιχες θέσεις. Επιπλέον, στο Σχήμα 3.11 φαίνεται η κατανομή του αδιάστατου αριθμού Stanton κατά το μήκος της κεντρικής γραμμής του δαπέδου καθώς επίσης και σύγκριση της κατανομής με την αντίστοιχη υπολογιστική προσομοίωση και άλλες σχετικές εργασίες¹² [3.12], [3.13]. Ο αδιάστατος αριθμός Stanton σταθεροποιείται (περίπου στα δυο χιλιοστά) σε απόσταση 1.3m μετά την έξοδο του ακροφυσίου (π.χ. 0.98m μετά το ξ). Αυτό οδηγεί περίπου σε λόγο συντελεστή τριβής τοιχώματος προς αριθμό Stanton πάνω στην πλάκα C_f/St περίπου ίσο με επίσης δύο χιλιοστά.

Σχήμα 3.10: Προφίλ θερμικού οριακού στρώματος σε σημεία X_{up} ανάντη του χείλους προσβολής στην γραμμή συμμετρίας του δαπέδου ($Z = 0.0$)

¹²

[3.12] **Bogard D.G., Schmidt D.L., Tabbita M.**, Characterization and laboratory simulation of turbine airfoil surface roughness and associated heat transfer, ASME Paper 96-GT-386, 1996.

[3.13] **Eckert E.R., Drake R.M.**, Analysis of Heat and Mass Transfer, ISE, 1978, McGraw – Hill, p.383

Σχήμα 3.11: Κατανομή αδιάστατου αριθμού Stanton κατά μήκος της κεντρικής γραμμής του δαπέδου

3.3. Βαθμονόμηση οργάνων και Ανάλυση Αβεβαιότητας μετρήσεων

Η χωρική ανάλυση (spatial resolution) και η ευαισθησία (thermal sensitivity) της υπέρυθρης κάμερας είναι 0.33mrad και $30\text{mK}@30^\circ\text{C}$ αντίστοιχα ενώ το μέγεθος της ανάλυσης της υπέρυθρης εικόνας είναι 640×480 pixels. Η βαθμονόμηση των υπέρυθρων φωτογραφιών έγινε χρησιμοποιώντας τα είκοσι θερμοζεύγη τύπου K κατά το μήκος της γραμμής συμμετρίας καθώς και με τα δέκα επιπλέον θερμοζεύγη γύρω από την περιφέρεια του χείλους προσβολής τα οποία είναι τοποθετημένα ακριβώς κάτω από την αντίσταση του χαλκού. Η αβεβαιότητα όλων των θερμοζεύγων είναι $\pm 0.6^\circ\text{C}$. Έχοντας υπόψη την χωρική θέση του κάθε θερμοζεύγους στην θερμαινόμενη επιφάνεια, κάθε ένδειξη της θερμοκρασίας από τα θερμοζεύγη συσχετίστηκε με τα αποτελέσματα των μετρήσεων πέντε εικόνων της θερμικής κάμερας. Η κάθε μια από τις φωτογραφίες είναι επίσης μια μέση εικόνα από τα 30 καρέ που παίρνει η κάμερα (30 fps). Γενικά οι ενδείξεις από τις εικόνες και οι τιμές που έδιναν τα θερμοζεύγη στις αντίστοιχες θέσεις είναι σε καλή συμφωνία με μέγιστη απόκλιση $\pm 0.78^\circ\text{C}$. Το μέγεθος της απόκλισης αυτής λήφθηκε υπόψη θεωρώντας μια μονοδιάστατη διόρθωση σύμφωνα με τον Lynch¹³ [3.14]. Η αξιοπιστία των πέντε υπέρυθρων φωτογραφιών για το κάθε πείραμα εκτιμήθηκε στη βάση ενός

¹³

[3.14] **Lynch S.**, 2008, Flow and thermal performance of an airfoil – endwall fillet for a gas turbine nozzle guide vane, Virginia Space Grand Consortium Student Research Conference, Norfolk, Virginia.

διαστήματος αξιοπιστίας 95% (confidence interval), πολλαπλασιάζοντας τον αντίστοιχο παράγοντα με την τυπική απόκλιση (standard deviation) μεταξύ των φωτογραφιών¹⁴ [3.15]. Η αξιοπιστία εκτιμήθηκε γύρω στους $\pm 0.13^{\circ}\text{C}$.

Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας και αγωγής εκτιμήθηκαν λαμβάνοντας υπόψη τις επικρατούσες τιμές της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος κατά την διάρκεια του πειράματος καθώς και τις φυσικές και γεωμετρικές ιδιότητες (βλέπε Πίνακα 3.1) κάθε υλικού που αποτελεί το τοίχωμα. Η μέγιστη τιμή απωλειών κατά την διάρκεια των πειραμάτων ήταν γύρω στους 4.28% και 1.7% για τις απώλειες λόγω ακτινοβολίας και αγωγής αντίστοιχα, σε σχέση με την ολική θερμική ενέργεια που παρεχόταν. Επιπλέον, έγινε μια ανάλυση αβεβαιότητας και η μέγιστη αβεβαιότητα που εκτιμήθηκε ήταν μικρότερη από 6% για την μετάδοση θερμότητας. Η ανάλυση αυτή έγινε με την μέθοδο της γραμμικής διάδοσης του σφάλματος (linear error propagation) βασιζόμενοι στο ανάπτυγμα της πρώτης σειράς Taylor¹⁵ [3.16]. Η προσέγγιση αυτή βρέθηκε να είναι παραπάνω από ικανοποιητική για εφαρμογές ψύξης πτερυγίων αεριοστρόβιλων χρησιμοποιώντας υπέρυθρη κάμερα¹⁶ [3.17].

Αβεβαιότητες που σχετίζονται με την μέτρηση της αρχικής τιμής της θερμοκρασίας της κύριας ροής, όπως αυτή βγαίνει από το ακροφύσιο της αεροσήραγγας, ή αβεβαιότητες λόγω της λήψης των φωτογραφιών που επηρεάζονται από την ένταση των σημάτων της θερμικής κάμερας, ήταν ελάχιστες και ως εκ τούτου αμελητέες για να ληφθούν υπόψη. Επιπλέον, τα δύο θερμοζεύγη μέσα στην κοιλότητα έγχυσης έδειχναν μεταξύ τους διαφορές της τάξης των $\pm 0.3^{\circ}\text{C}$ από την κατά μέσο όρο τιμή της θερμοκρασίας έγχυσης, υποδεικνύοντας επίσης αμελητέα τιμή αβεβαιότητας. Η ακρίβεια όλων των θερμοζεύγων που χρησιμοποιήθηκαν είναι της τάξης των $\pm 0.6^{\circ}\text{C}$.

Όσον αφορά τις αεροδυναμικές μετρήσεις με τον αισθητήρα Pitot 5 οπών, η στατική αβεβαιότητα των διαφορικών αισθητήρων πίεσης δεν είναι μεγαλύτερη από $\pm 0.05\%$ της πλήρους κλίμακας των ενδείξεων. Επιπλέον για τα πειραματικά δεδομένα βαθμονόμησης έγινε μια ανάλυση αβεβαιότητας σε διάστημα εμπιστοσύνης 95% (confidence interval). Επίσης η ίδια

¹⁴ [3.15] **Moffat R.J.**, 1988, Describing the uncertainties in Experimental Results, Experimental Thermal and Fluid Science, 1, pp. 3-17.

¹⁵ [3.16] **Coleman H.W., Steele W.G.**, 1999, Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers, John Wiley and Sons, New York, ISBN:0471121460

¹⁶ [3.17] **Rubensdorffer F. Torsten H.F.**, 2004, A new test facility for evaluation of parameters defining nozzle guide vane endwall heat transfer, The 17th Symposium on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines.

ανάλυση έγινε για την ποσοτικοποίηση των αβεβαιοτήτων που σχετίζονται με την γωνία εκτροπής (yaw angle), την γωνία προσβολής (pitch angle), του συσχετιζόμενους με τις γωνίες αυτές αδιάστατους συντελεστές (εξισώσεις 3.16~3.19), τον προσανατολισμό τοποθέτησης του Pitot. Τα αποτελέσματα των αναλύσεων αυτών βρέθηκαν να είναι περισσότερο από ικανοποιητικά εντός των αποδεκτών ορίων¹⁷ [3.18]. Η αβεβαιότητα του συνολικού συστήματος μετρήσεων πίεσης, αποτελούμενο από τους διαφορικούς αισθητήρες πίεσης, το σύστημα ανάκτησης δεδομένων (συσκευές και λογισμικό) και η μεμονωμένη βαθμονόμηση των διαφορικών αισθητήρων, ελέγχθηκαν σε σχέση με ένα ανεμόμετρο ακριβείας (Digitron AF200) με ακρίβεια μετρήσεων ταχύτητας $\pm 0.2 m/s$. Μεταξύ των πολλαπλών μετρήσεων βαθμονόμησης που έγιναν, η μέγιστη απόκλιση μεταξύ των μετρήσεων ήταν $1 Pa$. Αυτό αντιστοιχεί σε εμπιστοσύνη των μετρήσεων πίεσης γύρω στα $\pm 1.3 Pa$. Μια σύντομη επισκόπηση της διαδικασίας εκτίμησης των σχετικών σφαλμάτων δίνεται στο Παράρτημα II: Ανάλυση Αβεβαιότητας.

3.4. Μεθοδολογία μετρήσεων

Κύριος στόχος των πειραματικών μετρήσεων ήταν η κατανομή του αδιάστατου αριθμού Stanton (St) στην περιοχή γύρω από το χείλος προσβολής στην περιοχή σύνδεσης του σώματος με το δάπεδο, και ιδιαιτέρως πάνω στην γραμμή συμμετρίας κατά μήκος του τοιχώματος. Στην ενότητα αυτή αναπτύσσεται η μεθοδολογία των μετρήσεων αναγράφοντας τις χαρακτηριστικές μεταβλητές των πειραμάτων και περιγράφεται η έκφραση που καθορίζει τον αριθμό Stanton για το συγκεκριμένο πείραμα.

Η ισχύς Q_{in} που απαιτείται από την μονάδα έγχυσης (Σχήμα 3.4α) για να αυξήσει την θερμοκρασία του εγχέομένου αέρα στην απαιτούμενη θερμοκρασία έγχυσης υπολογίζεται χρησιμοποιώντας την εξίσωση:

$$Q_{in} = \dot{m}_c C_p \Delta T \quad (3.29)$$

¹⁷

[3.18] **Abnerthy R. B., Benedict R.P. Dowdell R. B.** (1985), ASME Measurement Uncertainty, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, pp.161-164.

Σε πραγματικές στροβιλομηχανές, η κύρια ροή θερμών καυσαερίων που συναντούν οι πρώτες βαθμίδες του στροβίλου έχει την μέγιστη τιμή της θερμοκρασίας, το δάπεδο στο οποίο είναι προσκολλημένα τα πτερύγια έχει μια ενδιάμεση τιμή της θερμοκρασίας, ενώ η θερμοκρασία του ρευστού έγχυσης έχει χαμηλότερη τιμή. Η αδιάστατη παράμετρος θερμοκρασίας θ_c θα καθορίζει από τώρα και στο εξής το σενάριο ψύξης και καθορίζεται ως

$$\theta_c = \frac{T_\infty - T_w}{T_\infty - T_c} \quad (3.30)$$

όπου T_c η θερμοκρασία του ψυκτικού αέρα. Μια τυπική τιμή του θ_c για ένα πραγματικό αεριοστρόβιλο δίνεται από τον εξής συνδυασμό θερμοκρασιών $T_\infty = 1600K$, $T_w = 1200K$, $T_c = 800K$, τιμές οι οποίες οδηγούν σε μια τιμή του θ_c ίση με

$$\theta_{c,typical} = \frac{1600K - 1200K}{1600K - 800K} = 0.5$$

Κατά την διάρκεια των πειραμάτων που διενεργήθηκαν για την παρούσα μελέτη, τα σχετικά θερμοκρασιακά μεγέθη αναστράφηκαν αφού είναι προφανές το γεγονός ότι μια πιθανή θέρμανση της κύριας ροής της αεροσήραγγας ακόμα και σε σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες της τάξης των $40^\circ C$ είναι αρκετά δύσκολο να επιτευχθεί στην πράξη. Μια τέτοια πειραματική διάταξη προϋποθέτει μάλλον μια κλειστού τύπου αεροσήραγγα. Οπότε στην παρούσα περίπτωση, η κύρια ροή κατέχει την χαμηλότερη τιμή θερμοκρασίας T_∞ , το θερμαινόμενο δάπεδο κατέχει μια μεσαία θερμοκρασία T_w ενώ την μέγιστη τιμή θερμοκρασίας T_c κατέχει ο αέρας έγχυσης. Ο σχεδιασμός και η κατασκευή του τμήματος δοκιμών και των υποσυστημάτων του, επιτρέπει την διερεύνηση οποιουδήποτε σεναρίου ψύξης θ_c σε συνδυασμό με οποιαδήποτε αναλογία ψύξης I_r απαιτεί το πείραμα.

Για την επίτευξη και επιβεβαίωση της δισδιάστατης συμπεριφοράς του θερμαινόμενου δαπέδου, η εγκατάσταση βαθμονομήθηκε χρησιμοποιώντας τα τριάντα θερμοζεύγη τοποθετημένα ακριβώς κάτω από την αντίσταση. Σύμφωνα με τις ενδείξεις των θερμοζεύγων, ο αριθμός Stanton υπολογίζεται κατά μήκος της κεντρικής γραμμής του δαπέδου, ανάντη του σώματος εμποδίου και μακριά από την επίδραση του ιδίου. Στην συνέχεια βαθμονομήθηκε σε σχέση με την γνωστή σχέση για τυρβώδες ροές πάνω σε επίπεδες επιφάνειες που σημειώνεται από τον Eckert [3.13]:

$$St = \frac{0,0297 \cdot R_{ex}^{-0,2}}{1 + 1,48 R_{ex}^{-0,1} P_r^{-0,25} P_r^{-1}} \quad (3.31)$$

όπου P_r ο αριθμός Prandtl και $R_{ex} = xV_\infty/\nu$ ο αριθμός Reynolds κατά μήκος του δαπέδου στην διεύθυνση ανάπτυξης της ροής (άξονας X) όπου αυτή βγαίνει από το ακρο φάσιο της αεροσήραγγας. Στο διάγραμμα 3.11 φαίνονται συγκριτικά οι κατανομές του αριθμού Stanton που μετρήθηκαν κατά την παρούσα εργασία σε σχέση με αντίστοιχες κατανομές από άλλες σχετικές εργασίες. Η ίδια κατανομή του αριθμού St πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας επίσης φωτογραφίες από την θερμική κάμερα για λόγους συσχέτισης. Το κινηματικό ιξώδες ν λήφθηκε ίσο με $\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, ενώ ο αριθμός Prandtl πάρθηκε ίσος με 0.72. Οι πειραματικά μετρημένες τιμές του αριθμού Stanton υπολογίστηκαν από την γνωστή έκφραση του

$$St = \frac{h}{\rho C_p V_\infty} \quad (3.32)$$

Εμπλέκοντας την γνωστή σχέση μεταφοράς θερμότητας $\dot{q}_{conv}$ από το θερμό τοίχωμα στον αέρα της κύριας ροής:

$$\dot{q}_{conv} = h(T_w - T_{B\infty}) \quad (3.33)$$

τότε η εξίσωση (3.33) μετασχηματίζεται στην

$$St = \frac{\dot{q}_{conv}}{\rho C_p V_\infty (T_w - T_{B\infty})} \quad (3.34)$$

Η παραπάνω σχέση για τον υπολογισμό του αριθμού St προτάθηκε αρχικά από τον Giel et. al.¹⁸ [3.19] ο οποίος εισηγήθηκε την σχέση αυτή έχοντας κάνει συγκρίσεις κάτω από διάφορες συνθήκες κατά την διενέργεια μελετών σε ψύξη αεροστροβίλων. Όπως αναφέρθηκε και σε προηγούμενο Κεφάλαιο, είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι αυτή η διαδικασία παράγει αριθμούς

¹⁸

[3.19] Giel, P.W., Thurman, D.R., Van Fossen, G.J., Hippensteele, S.A, and Boyle, R.J., 996, "Endwall heat transfer measurements in a transonic turbine cascade," ASME Paper 96-GT-180.

Stanton οι οποίοι είναι πρακτικά ανεξάρτητοι από την παροχή θερμικής ενέργειας που παρέχεται κατά τα πειράματα και που μεταβάλλεται κατά την διαδικασία των πειραμάτων.

Εδώ, η $\dot{q}_{conv}$ είναι ομοιόμορφη σε όλη την θερμαινόμενη επιφάνεια λόγω της κατασκευής της (βλέπε Ενότητα 3.1.2.1) και ίση με τον λόγο της ηλεκτρικής ενέργειας q_{ele} που απαιτείται από το πείραμα (π.χ. για να μπορεί να διατηρήσει το δάπεδο σε μια σταθερή θερμοκρασία), προς την συνολική θερμαινόμενη επιφάνεια $A_{tot.}$ (Εξίσωση 3.8) και επίσης:

$$\dot{q}_{conv} = \frac{\dot{Q}_{el}}{A_{tot.}} = \frac{V_{PL}^2 / R_{TOTAL}}{A_{tot.}} \quad (3.35)$$

Εδώ το V_{PL} συμβολίζει την τάση που τροφοδοτεί την αντίσταση και R είναι η ηλεκτρική αντίσταση του δικτύου επίστρωσης του χαλκού. Η ειδική θερμοχωρητικότητα C_p θεωρείται ίση με $C_p = 1005 \text{ J/kg.K}$. Η θερμοκρασία $T_{B\infty}$ αναφέρεται στην τοπική μέση τιμή της θερμοκρασίας¹⁹ [3.20] (local bulk temperature) της κύριας ροής του αέρα σε κάθε θέση X από την θερμοκρασία εισόδου του αέρα από την έξοδο του ακροφυσίου T_{∞} και της μέχρι στιγμής προστιθέμενης ηλεκτρικής ισχύος όπως:

$$T_{B\infty} = T_{\infty} + \frac{x}{L} (T_{ex} - T_{\infty}) \quad (3.36)$$

Εδώ η θερμοκρασία T_{ex} αναφέρεται στην θερμοκρασία στην έξοδο του αέρα από το τμήμα δοκιμών και κατόντη του σώματος εμποδίου.

Για το κάθε σενάριο που μελετήθηκε, το πείραμα έτρεχε για περίπου 45 λεπτά πριν γίνουν οποιεσδήποτε μετρήσεις, έτσι ώστε να εξασφαλιστούν σταθερές συνθήκες στο αεροδυναμικό αλλά και στο θερμικό πεδίο. Αυτό επιτεύχθηκε με τον συνεχή έλεγχο των ενδείξεων των θερμοζεύγων μέχρι οι τιμές τους να συγκλίνουν στις τιμές των δεδομένων από την θερμική κάμερα μέσα στα ανεκτά πλαίσια σφάλματος.

¹⁹

[3.20] Kreith, Frank, and Bohn, Mark S. Principles of Heat Transfer, Sixth Edition. Brooks/Cole: Pacific Grove, CA, 2001.

4.1.	ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑΣ ΚΑΙ ΕΠΙΛΟΓΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΥΡΒΗΣ	79
4.2.	ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΙ ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΤΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ (GEOMETRIC MODEL AND MESH GENERATION)	89
4.2.1	Γεωμετρικά Χαρακτηριστικά του μοντέλου	89
4.2.2	Γεωμετρικά χαρακτηριστικά της πρωτότυπης γεωμετρίας έγχυσης	89
4.2.3	Ανάπτυξη του υπολογιστικού πλέγματος	90
4.3.	ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ (BOUNDARY CONDITIONS).....	92
4.4.	ΣΤΗΣΙΜΟ (SETUP) ΚΑΙ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΕΙΣ ΚΟΝΤΑ ΣΤΑ ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ (NEAR WALL TREATMENTS).....	94
4.4.1	Στήσιμο (Setup).....	94
4.4.2	Χαρακτηριστικά του μοντέλου $k - \omega SST$	94
4.4.3	Προσεγγίσεις κοντά στα τοιχώματα (Near Wall Treatment)	96
4.5.	ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΣΥΓΚΛΙΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΛΕΤΗ ΑΝΕΞΑΡΤΗΣΙΑΣ ΤΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ	99
4.5.1	Κριτήρια Σύγκλισης.....	100
4.5.2	Μελέτη Ανεξαρτησίας του πλέγματος	100
4.5.3	Σύγκριση τοπολογίας δινών με άλλες μεθόδους	102

Κεφάλαιο 4

Υπολογιστική Μεθοδολογία (CFD Methodology)

Η χρήση των μεθόδων Υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής (Computational Fluid Dynamics), παίζει ένα πολύ σημαντικό ρόλο στον σχεδιασμό διαφόρων εξαρτημάτων και έχει καθιερωθεί ως ένα σημαντικό και αναπόσπαστο εργαλείο στην μοντέρνα σχεδιαστική διαδικασία των στροβιλομηχανών. Μια υπολογιστική διαδικασία μπορεί κατά κόρον να διευκολύνει τον σχεδιασμό ενός εξαρτήματος με την ανάπτυξη πολλαπλών παραμετρικών μελετών και ανάλυση ευαισθησίας των σημαντικότερων παραμέτρων που διέπουν την εκάστοτε μελέτη. Επίσης, με σχετική ευκολία μπορούν να δοκιμαστούν διαφορετικές γεωμετρίες με χαμηλό κόστος και σε βάρος μόνο της υπολογιστικής ισχύος και του υπολογιστικού χρόνου. Ωστόσο, η σχεδιαστική διαδικασία, το “στήσιμο” και τελικά η επίλυση του προβλήματος με μεθόδους υπολογιστικής ρευστοδυναμικής, δεν είναι ένα εύκολο έργο. Πολλαπλές επιλογές πρέπει να γίνουν κατά την διάρκεια της μοντελοποίησης των εξαρτημάτων ή και του ροϊκού πεδίου. Επίσης, κατά το «στήσιμο» του προβλήματος απαιτείται να απαντηθούν μια σειρά από σημαντικές ερωτήσεις όπως, είναι σωστές οι αρχικές συνθήκες που ορίστηκαν; Χρησιμοποιείται το σωστό μοντέλο τύρβης; Είναι η ροή ασυμπίεστη ή θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί μοντέλο με μεταβλητή πυκνότητα; Το πρόβλημα είναι πρόβλημα μόνιμης κατάστασης ή περιέχει στοιχεία μεταβατικής συμπεριφοράς;. Αναγκαία προϋπόθεση για την σωστή εκτίμηση των πιο πάνω, είναι ο σχεδιαστής να έχει μια βαθιά γνώση για το τι είδους ροϊκά φαινόμενα περιμένει να δει, γνώση η οποία συνήθως προέρχεται από πειραματικά δεδομένα.

Στο κεφάλαιο αυτό δίνεται έμφαση στην παρουσίαση της διαδικασίας σχεδιασμού του υπό διερεύνηση μοντέλου καθώς και της μεθοδολογίας που χρησιμοποιήθηκε έτσι ώστε με συνέπεια και ακρίβεια να προβλεφθεί το τρισδιάστατο πεδίο ροής καθώς και τα συνεπακόλουθα

χαρακτηριστικά μετάδοσης θερμότητας στην υπό διερεύνηση περιοχή. Πιο συγκεκριμένα, το υποκεφάλαιο 4.1 γίνεται μια εκτενής επισκόπηση της βιβλιογραφίας σε σχέση με την υπολογιστική διερεύνηση της πεταλοειδούς δίνης όταν αυτή εφαρμόζεται σε συστοιχίες πτερυγίων στροβίλου (cascades) και σώματα εμπόδα (Bluff Bodies). Η ανάπτυξη του γεωμετρικού μοντέλου και του υπολογιστικού πλέγματος περιγράφονται στο 4.2 και στην συνέχεια στο υποκεφάλαιο 4.3 παρουσιάζονται οι οριακές συνθήκες που τέθηκαν στο υπολογιστικό πεδίο του προβλήματος. Το «στήσιμο» (setup) του προβλήματος και οι προσεγγίσεις που έγιναν για τα ροϊκά φαινόμενα κοντά στα τοιχώματα (near wall treatment) περιγράφονται στο υποκεφάλαιο 4.4. Τέλος, στο υποκεφάλαιο 4.5 παρουσιάζονται τα κριτήρια σύγκλισης της μεθόδου, καθώς και η μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος (Grid Independence Study)

4.1. Επισκόπηση βιβλιογραφίας και επιλογή του μοντέλου τύρβης

Η προσομοίωση και αναπαραγωγή των σύνθετων τρισδιάστατων ροών που εμφανίζονται στους στροβιλοκινητήρες δεν είναι ένα εύκολο έργο, λόγω της αδυναμίας που έχουν τα διάφορα μοντέλα τύρβης να αναπαραγάγουν σωστά και με αποδεκτά όρια ακρίβειας τα χαρακτηριστικά της ροής αλλά και τα συνεπακόλουθα φαινόμενα μετάδοσης θερμότητας. Ακόμα χειρότερη είναι η περίπτωση που μελετάται στην παρούσα διατριβή, και αφορά την περιοχή σύνδεσης των πτερυγίων με το δάπεδο (blade – endwall junction), όπου το ροϊκό πεδίο κυριαρχείται από έντονα τρισδιάστατη ροή και από ένα πολλαπλό σύστημα δινών. Η αυθαίρετη επιλογή ενός μοντέλου τύρβης μπορεί να προβλέψει σωστά τα χαρακτηριστικά του μέσου πεδίου ροής αλλά μπορεί να αγνοήσει εντελώς τα δευτερογενή φαινόμενα ροής. Επιπλέον, το γεγονός ότι ένα μοντέλο τύρβης παρέχει την δυνατότητα να αναπαραγάγει την δομή των πολλαπλών δινών που εμφανίζονται κοντά στο δάπεδο μπροστά από την περιοχή σύνδεσης ενός σώματος εμποδίου, δεν σημαίνει ότι τα αποτελέσματα θα είναι τα αναμενόμενα. Αυτό συμβαίνει γιατί το μέγεθος και η ποιότητα του υπολογιστικού πλέγματος που χρησιμοποιείται κυριαρχούν στην ακρίβεια των τελικών αποτελεσμάτων.

Η υπάρχουσα βιβλιογραφία που σχετίζεται με προσομοίωση δευτερογενών ροών που εμφανίζονται στους στροβιλοκινητήρες είναι αρκετά μεγάλη. Σχετικά πρόσφατα, ο Smirnov¹

¹

[4.1] **Smirnov E.M.**, Recent developments in numerical simulation of highly three-dimensional turbulent flows and endwall heat transfer in turbine blade cascades, Int. Symp. On Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 9-14 August, 2009, Antalya, Turkey.

[4.1] παρουσιάζει μια εκτενή επισκόπηση της προόδου που έχει σημειωθεί στην υπολογιστική προσομοίωση και στην ακρίβεια των υπολογιστικών μοντέλων σε έντονα τρισδιάστατες τυρβώδεις ροές και της συνεπακόλουθης μετάδοσης θερμότητας, όταν αυτά εφαρμόζονται σε πτερυγώσεις στροβίλου (turbine cascades). Η τελευταία αποτελεί μια επέκταση της επισκόπησης που έκανε νωρίτερα ο Langston² [4.2] ο οποίος αναφέρεται στα επιτεύγματα και τις ελλείψεις των μεθόδων της υπολογιστικής ρευστοδυναμικής που χρησιμοποιείται για την πρόβλεψη των δευτερογενών ροών και πάλι σε πτερύγωση στροβίλου. Και οι δύο αυτές μελέτες εστιάζουν στο γεγονός ότι παρά την ανάπτυξη και τα επιτεύγματα που έχουν γίνει στην υπολογιστική ρευστοδυναμική, η ακριβής αναπαραγωγή των ροικών αυτών φαινομένων που εμφανίζονται στο τοίχωμα μπροστά στην περιοχή σύνδεσης ενός σώματος εμποδίου παραμένει ακόμα και σήμερα ένα δύσκολο έργο. Η ανάπτυξη των τρισδιάστατων ροών στις συστοιχίες πτερυγώσεων ενός στροβίλου, ρυθμίζεται κυρίως από την δυναμική της ροής στα παρακείμενα προς το δάπεδο στρώματα της ροής. Οι κύριοι παράγοντες του φαινομένου αυτού είναι η επιβράδυνση του οριακού στρώματος κοντά στο δάπεδο, ιδίως όταν αυτό πλησιάζει το χείλος προσβολής καθώς και το "στρίψιμο" της ροής μέσα στο διάκενο μεταξύ δύο διαδοχικών πτερυγίων. Συνεπώς υπάρχει ακόμα μεγάλη ανάγκη για ανάπτυξη υπολογιστικών μοντέλων/εργαλείων τα οποία θα μπορούν να επιτρέπουν με ακρίβεια την επίδραση των δευτερογενών ροών τόσο πάνω στις απώλειες πίεσης αλλά και στον τοπικό ρυθμό μετάδοσης θερμότητας. Προσομοιώσεις που αφορούν την σύνδεση πτερυγίου – σώματος (wing – body junctions) παρόμοιες με την γεωμετρία που είναι υπό διερεύνηση στην παρούσα διατριβή, συνοψίζονται σε μια μελέτη των Fu et. al.³ [4.3] στην οποία παρουσιάζεται μια προσομοίωση της τρισδιάστατης ροής στην περιοχή σύνδεσης ενός πτερυγίου με ένα δάπεδο. Στην προηγούμενη μελέτη, χρησιμοποιήθηκε μια υβριδική μέθοδος αποτελούμενη από μοντέλα *RANS* και *LES* για την σωστή πρόβλεψη της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και των διατμητικών τάσεων έτσι ώστε να εξασφαλίσουν μια καλύτερη αντιστοιχία σε σχέση με πειραματικά αποτελέσματα στην ίδια γεωμετρία. Παλαιότερες μελέτες⁴ [4.4],[4.5] εμπλέκουν διαφόρων μορφών γεωμετρίες σύνδεσης σωμάτων με τοίχωμα και εκτελούν προσομοιώσεις χρησιμοποιώντας μοντέλα *RANS*. Στις δύο αυτές εργασίες καταγράφεται το γεγονός ότι η σωστή αναπαράσταση του συστήματος πολλαπλών

² [4.2] **Langston, L.S.**, Secondary flows in axial turbines – a review, Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Annals of the N.Y. Acad. Sci., Vol. 934, pp. 11-26, 2001.

³ [4.3] **Fu S., Xiao Z., Chen H., Zhang Y., Huang J.**, Simulation of wing-body junction flows with hybrid RANS/LES methods, International Journal of Heat and Fluid Flow 28 (2007), 1379-1390, 2007.

⁴ [4.4] **Batten, P., Craft, T.J., Leschziner, M.A., Loyau, H.**, Reynolds-stress-transport modeling for compressible aerodynamics applications, AIAA Journal 37 (7), 785–796, 1999.

[4.5] **Apsley, D.D., Leschziner, M.A.**, Investigation of advanced turbulence models for the flow in a generic wing-body junction. Flow, Turbulence and Combustion 67 (1), 25–55, 2001.

δινών μπροστά από το σώμα στην περιοχή σύνδεσης και στα δύο είναι ευαίσθητη, το μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιείται καθώς και στο μέγεθος και την ποιότητα του υπολογιστικού πλέγματος. Πιο πρόσφατα οι Levchenya et. al.⁵ [4.6] εκτέλεσαν υπολογιστικές προσομοιώσεις με μοντέλο βασισμένο σε *RANS* για μια γεωμετρία πανομοιότυπη με αυτή που είχαν μελετήσει πειραματικά. ο Praisner και ο Smith⁶ [4.7],[4.8] Πολλές άλλες μελέτες έχουν γίνει βασιζόμενες σε υπάρχουσες πειραματικές διατάξεις. Οι πιο δημοφιλείς και πιο ευρέως χρησιμοποιούμενες από αυτές σε υπολογιστικές προσομοιώσεις είναι οι διατάξεις του NASA Glenn Research Center⁷ [4.9],[4.10], του Virginia Tech⁸ [4.11] και των Langston et. al.⁹ [4.12] στην οποία επίσης εργάστηκαν και οι Grazziani et. al.¹⁰ [4.13] και Holley and Langston¹¹ [4.14]. Και στις τρεις περιπτώσεις η διάταξη αποτελείται από μια συστοιχία δύο πτερυγίων αξονικού στροβίλου πακτωμένες σε ένα δάπεδο. Η γεωμετρία του τμήματος δοκιμών για τις τρεις διατάξεις απεικονίζεται στο Σχήμα 4.1 σε μορφή υπολογιστικού πλέγματος.

Σχήμα 4.1: Πειραματική γεωμετρία και τυπικό υπολογιστικό πλέγμα σε περυγώση αξονικού στροβίλου:

α) Langston subsonic blade cascade, β) Nasa GRC transonic blade cascade, γ) Virginia Tech vane cascade

⁵ [4.6] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., Goryachev V.D.**, RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading edge endwall region of a symmetry body, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 31, 1107-1112, 2010.

⁶ [4.7] **Praisner, T.J., Smith, C.R.**, 2006a, The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part I. Temporal behavior, *ASME Journal of Turbomachinery* 128, 747–754.

[4.8] **Praisner, T.J., Smith, C.R.**, 2006b, The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part II. Time-mean results. *ASME Journal of Turbomachinery* 128, 755–762

⁷ [4.9] **Giel, P.W., Thurman, D.R., Lopez, I., Boyle, R.J., Van Fossen, G.J., Jett, T.A., Camperchioli, W.P., and La, H.**, [1996], Three dimensional flow field measurements in a transonic turbine cascade. *ASME Paper 96-GT-113*, 14p.

[4.10] **Giel, P.W., Thurman, D.R., Van Fossen, G.J., Hippensteele, S.A, and Boyle, R.J.** [1998]. Endwall heat transfer measurements in a transonic turbine cascade, *ASME J. Turbomach.* Vol. 120, pp. 305-313.

⁸ [4.11] **Kang M.B., Kohli A., Thole K.A.** [1999]. Heat transfer and flowfield measurements in the leading edge region of a stator vane endwall. *ASME J. Turbomach.* Vol. 121, pp. 558-567.

⁹ [4.12] **Langston, L. S., Nice, M. L., Hooper, R. M.** [1977]. Three-dimensional flow within a turbine cascade passage. *ASME J. Eng. Power*, Vol. 99, pp. 21-28

¹⁰ [4.13] **Graziani, R. A., Blair, M. F., Taylor, J. R., and Mayle, R. E.** [1980]. An experimental study of endwall and airfoil surface heat transfer in a large scale turbine blade cascade. *ASME J. Eng. Power*, Vol. 102, pp. 257-267.

¹¹ [4.14] **Holley, B. M., Langston, L. S.** [2006], Surface shear stress and pressure measurements in a turbine cascade. *Proc. ASME Turbo Expo 2006, GT2006-90580*, 10 p.

Με βάση τις πειραματικές αυτές διατάξεις, πολλές μελέτες υπολογιστικής ρευστοδυναμικής έχουν γίνει με κύρια έμφαση την αναπαραγωγή του δευτερογενούς πεδίου ροής καθώς και της συνεπακόλουθης μετάδοσης θερμότητας μέσα σε ανεκτά πλαίσια ακρίβειας σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα. Μερικές από τις πιο πρόσφατες από αυτές έχουν γίνει από την ομάδα του Levchenya¹² [4.15],[4.16],[4.17], των Kalitzin και Iaccarino¹³ [4.18], τους Hermanson et. al.¹⁴ [4.19], τους Ivanov et. al.¹⁵ [4.20], τους Goriatchev et. al.¹⁶ [4.21], τους Sveningsson και Davidson¹⁷ [4.22] καθώς και των Holley et. al.¹⁸ [4.23]. Για τις μελέτες αυτές χρησιμοποιήθηκαν διάφορα μοντέλα τύρβης και υπολογιστικά πλέγματα αποτελούμενα από περίπου 350-550 χιλιάδες κελία. Γενικά οι μελέτες αυτές συμπεραίνουν ότι οι υπολογισμοί με τα συγκεκριμένα μεγέθη πλέγματος, παράγουν αποτελέσματα ανεξάρτητα του πλέγματος (grid independence data) για την κατανομή της πίεσης στα τοιχώματα (και την τοποθεσία του κρουστικού κύματος όταν η ροή ήταν υπερηχητική), αλλά υποδεικνύουν ότι η ευαισθησία του πλέγματος σε σχέση με τους τοπικούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας και τις απώλειες πίεσης παραμένει ακόμα υπό αμφισβήτηση. Μια από τις πρώτες μελέτες που έγιναν με βάση την διάταξη του Langston, ήταν η εργασία από τους Ameri και Arnone¹⁹ [4.24], οι οποίοι έκαναν προσομοιώσεις της ροής και μετάδοσης θερμότητας βασιζόμενοι στις πειραματικές συνθήκες προηγούμενης μελέτης που έγινε από τους Graziani et. al.[4.13], χρησιμοποιώντας το αλγεβρικό μοντέλο *Baldwin-Lomax*²⁰ [4.25] και το μοντέλο δύο παραμέτρων $q-w$ με πλέγματα περίπου 460-620 χιλιάδων κελίων. Τα αποτελέσματα της προηγούμενης μελέτης έδειξαν ότι οι μετάδοση θερμότητας σε μερικές

¹² [4.15] **Levchenya, A. M., Ris, V. V., and Smirnov, E. M.** [2006]. Testing of turbulence models as applied to calculations of 3D flow and endwall heat transfer in cascades of thick vane blades. Proc. 4th Russian National Heat Transfer Conf., MPEI Publishers, Moscow, Russia, Vol.2, pp. 167-170 (in Russian).

[4.16] **Levchenya, A. M., Smirnov, E. M.** [2007]. CFD-analysis of 3D flow structure and endwall heat transfer in a transonic turbine blade cascade: effects of grid refinement. CD-ROM Proc. West-East High Speed Flow Field Conference - WEHSFF'07, Moscow, 12 p.

[4.17] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., and Zaytsev, D.K.** [2009b]. Numerical simulation of the endwall heat transfer in the Langston cascade. Abstracts Int. Symp. on Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 9 – 14 August, 2009, Antalya, Turkey, 4p.

¹³ [4.18] **Kalitzin, G., and Iaccarino, G.** [1999]. Computation of heat transfer in a linear turbine cascade. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, pp. 277-288.

¹⁴ [4.19] **Hermanson, K., Kern, S., Picker, G., and Parneix, S.** [2003]. Predictions of external heat transfer for turbine vanes and blades with secondary flowfields. ASME J. Turbomach., Vol. 125, pp. 107-113.

¹⁵ [4.20] **Ivanov, N., Ris, V., Smirnov, E., Telnov, D.** [2003]. Numerical simulation of endwall heat transfer in a transonic turbine cascade. Proc.12th Int. Conf. Fluid Flow Techn., Budapest, pp.1121-1128.

¹⁶ [4.21] **Goriatchev, V., Ivanov, N., Ris, V., and Smirnov, E.** [2004]. CFD-analysis of secondary flows and pressure losses in a NASA transonic turbine cascade. In: Modelling Fluid Flow. The State of the Art, Vad, Lajos and Schilling Ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp. 311-321

¹⁷ [4.22] **Sveningsson, A., and Davidson, L.** [2004]. Computations of flow and heat transfer in a stator vane passage using the v^2 -f turbulence model. Proc. ASME Turbo Expo 2004, GT2004-53586, 10 p.

¹⁸ [4.23] **Holley, B. M., Becz, S., and Langston, L. S.** [2005]. Measurement and calculation of turbine cascade endwall pressure and shear stress. Proc. ASME Turbo Expo 2005, GT 2005-68256, 11 p.

¹⁹ [4.24] **Ameri, A.A. and Arnone, A.**, Prediction of Turbine Blade Passage Heat Transfer Using a Zero and Two Equation Turbulence Models, ASME Paper no. 94 GT 122.

²⁰ [4.25] **Baldwin, B. S. and Lomax, H.** (1978), Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, AIAA Paper 78-257.

περιοχές ήταν κοντά στα πειραματικά δεδομένα, ενώ σε μερικές άλλες περιοχές (περιοχή αναρρόφησης του πτερυγίου (suction side)) τα αποτελέσματα είχαν αρκετά μεγάλη απόκλιση από τα πειραματικά. Ακόμα μεγαλύτερες αποκλίσεις στους τοπικούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας παρατηρήθηκαν στην περιοχή μπροστά στη σύνδεση του χείλους προσβολής (περιοχή υπό διερεύνηση της παρούσας διατριβής), όπου και ο αδιάστατος αριθμός Stanton St υπολογίστηκε από τον κώδικα να είναι μέχρι και τρεις φορές υψηλότερος από το μετρούμενο πειραματικά. Άλλες μελέτες που έγιναν βασισμένες σε μοντέλα *RANS* δείχνουν την αδυναμία του αντίστοιχου μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε στο να προβλέψει το πολλαπλό σύστημα δινών μπροστά στο χείλος προσβολής, λόγω του σχετικά αραιού υπολογιστικού πλέγματος που χρησιμοποιήθηκε για τους υπολογισμούς (π.χ.²¹ [4.26]:standard k-epsilon,[4.27]:RNG k-epsilon,[4.28]: standard k-epsilon and Spalard-Allmaras)). Μια μελέτη ευαισθησίας πλέγματος (grid sensitivity study) έγινε από τους Levchenya και Smirnov²² [4.29] στην οποία εμπλέκουν διάφορα μοντέλα τύρβης²³ (Wilcox $k - \omega$ [4.30], Menter *SST* [4.31] και το μη γραμμικό μοντέλο *EVM* $v^2 - f$ από τον Durbin [4.32]) για μια διηχητική πτευρύγωση στροβίλου (cascade). Κύρια έμφαση στην μελέτη αυτή δόθηκε στις περιπτώσεις των μοντέλων $k - \omega$ και *SST* αφού είναι και τα πιο δημοφιλή μοντέλα για προβλέψεις ροών που οριοθετούνται από τοιχώματα (wall bounded flows). Τα αποτελέσματα της μελέτης αυτής υποδεικνύουν ότι μάλλον απαιτείται πυκνό υπολογιστικό πλέγμα για την ακριβή πρόβλεψη της τρισδιάστατης δομής της πεταλοειδούς δίνης. Ωστόσο στην προηγούμενη μελέτη διευκρινίζεται ότι το μοντέλο *SST* είναι σημαντικά πιο ευαίσθητο σε σχέση με το πλέγμα, αλλά προβλέπει ακριβέστερα την τοπολογία της ροής και την συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας ειδικά μπροστά από το χείλος προσβολής όπου και εμφανίζεται το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης. Λιγότερο ευαίσθητο ως προς το πλέγμα εμφανίστηκε να είναι το μοντέλο $k - \omega$ λόγω του γεγονότος ότι γενικότερα παράγει τυρβώδεις ιξώδεις (eddy viscosity) σε υψηλότερα επίπεδα και αυτό συνεπάγει τον υπολογισμό πιο απλοποιημένης τοπολογίας της ροής συγκρινόμενα με το μοντέλο *SST*. Στην

21

[4.26] **Yoo, J.Y. and Yun, J.W.**, Comput. Mech., 1994, no. 14, p. 101.[4.27] **Lee, H.G. and Yoo, J.Y.**, Comput. Mech., 1997, no. 20, p. 247.[4.28] **Ivanov, N.G., Levchenya, A.M., Ris, V.V., and Smirnov, E.M.**, The Calculation of Three Dimensional Flow and Heat Transfer in an Experimental Model of Moving Blade Cascade Using One_ and Two Parameter Models of Turbulence, Proceedings of the 3rd Russian National Conference on Heat Transfer. Vol. II: Forced Convection of Single Phase Liquid), Moscow: Izd. MEI (Moscow Inst. of Power Engineering), 2002, p. 147.

22

[4.29] **Alexander M. Levchenya and Evgueni M. Smirnov**, CFD-Analysis of 3D flow structure and endwall heat transfer in a transonic turbine blade cascade: Effects of grid refinement, West-East high speed flow field conference, 19-22, November 2007, Moscow, Russia.

23

[4.30] **Wilcox, D.C.**, A two-equation turbulence model for wall-bounded and free-shear flows, AIAA Paper 93-2905 (1993).[4.31] **Menter, F.R.**, Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA Journal, Vol. 32, 1598-1605 (1994).[4.32] **Durbin, P.A.**, Theor. Comput. Fluid Dyn. 3, 1-13 (1991)

μελέτη [4.29] συμπεραίνεται ότι γενικά χρειάζεται υπολογιστικό πλέγμα που να αποτελείται από περισσότερα από 2 εκατομμύρια κελία για κάθε πλήρες διάκενο μεταξύ δύο πτερυγίων, για να υπολογιστεί σε ικανοποιητικά επίπεδα ακρίβειας η δομή των δευτερογενών ροών που συνήθως αποκαλείται ως πεταλοειδής δίνη και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας. Το μοντέλο *SST* χρησιμοποιήθηκε επίσης στις εργασίες [4.16], [4.17], ²⁴[4.33] στις οποίες αναφέρεται ότι προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια την σύνθετη δομή της πεταλοειδούς δίνης. Σε μια μελέτη του Sveningsson²⁵ [4.34] που αφορά ροές οι οποίες προέρχονται από την σύνδεση πτερυγίου – τοιχώματος, εξάγεται το συμπέρασμα ότι το μοντέλο $v^2 - f$ του Durbin ακολουθούμενο από το μοντέλο “*RNG k-epsilon*” βρέθηκε να δίνει αποτελέσματα τα οποία συγκρινόμενα με τα πειραματικά δίνουν την καλύτερη σύγκλιση, ενώ το μοντέλο “*Realizable k-epsilon*” βρέθηκε να είναι το πιο αδύνατο μοντέλο ως προς την αναπαραγωγή των δευτερογενών ροών. Το μοντέλο “*RNG k-epsilon*” με ένα αρκετά πυκνό πλέγμα χρησιμοποιήθηκε επίσης από τους Zess και Thole²⁶ [4.35] και Hermanson και Thole²⁷ [4.36] για την μελέτη της εφαρμογής τρισδιάστατων περιγραμμάτων (filleting και contouring) στην περιοχή σύνδεσης πτερυγίων με το δάπεδο στο χείλος προσβολής και την επίδραση τους στην ψύξη του δαπέδου. Τα αποτελέσματα έδειξαν καλή συσχέτιση με τα πειραματικά δεδομένα αλλά αναφέρεται επίσης ότι το μοντέλο “*Realizable k-epsilon*” πρόβλεψε σημαντικά αυξημένη την μετάδοση θερμότητας του δαπέδου σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα και σημαντικά μειωμένη την δευτερογενή κινητική ενέργεια. Παρόμοιες δομές σε όσον αφορά την κατανομή της πίεσης υπολογίστηκαν σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα όμως με αυξημένες τις τιμές των απωλειών πίεσης. Γενικά στην μελέτη αυτή συμπεραίνεται ότι τα μοντέλα *RANS* που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζουν καλές προβλέψεις για την δευτερογενή κινητική ενέργεια και την αποτελεσματικότητα της ψύξης του τοιχώματος (film cooling effectiveness), αλλά προβλέπει “φτωχά” τις απώλειες ολικής πίεσης και την μετάδοση θερμότητας του δαπέδου. Γενικότερα στο θέμα της προσέγγισης των μοντέλων *RANS* που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές στροβιλομηχανών, η αναπαραγωγή του συστήματος δινών της πεταλοειδούς δίνης, εξαρτάται και από τα δύο, το μοντέλο που χρησιμοποιείται αλλά και το υπολογιστικό πλέγμα. Μοντέλα τύρβης υψηλών αριθμών Reynolds

²⁴ [4.33] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., and Goriatchev, V.D.** [2009a]. RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading-edge endwall region of a symmetric body. Proc. 14th Int. Conf. Fluid Flow Techn., Budapest, September 9-12, 2009, 8 p.

²⁵ [4.34] **Andreas Sveningsson**, Analysis of the Performance of Different $v^2 - f$ T turbulence Models in a Stator Vane Passage Flow, Chalmers University of Technology, Sweden, 2003

²⁶ [4.35] **Zess G.A., Thole K.A.**, Computational design and experimental evaluation of using a leading edge fillet on a gas turbine vane, Journal of Turbomachinery, Vol. 124, 167-175, 2002.

²⁷ [4.36] **Hermanson, K., and Thole, K. A.**, Effect of Inlet Profiles on Endwall Secondary Flows, J. Propul. Power, 16, pp 286–296, 2000.

δεν είναι ικανά να προβλέψουν με ικανοποιητική ακρίβεια τα δευτερογενή φαινόμενα. Για τα μοντέλα χαμηλών αριθμών Reynolds, η συσσωρευμένη υπολογιστική εμπειρία υποδεικνύει ότι το μοντέλο $k - \omega$ και οι διάφορες μορφές του μοντέλου $k - \epsilon$ δεν παρέχουν την δυνατότητα αναπαραγωγής του συστήματος πολλαπλών δινών, ακόμα και στην περίπτωση που χρησιμοποιείται ανεξάρτητο της λύσης υπολογιστικό πλέγμα. Το μοντέλο *SST* του Menter και τα “*second-moment closure*” μοντέλα είναι ικανά να αναπαραγάγουν την σύνθετη δομή της πεταλοειδούς δίνης [4.5], [4.29], [4.33]. Χρησιμοποιώντας ένα μελετημένο και υψηλής ποιότητας πυκνό πλέγμα με το κατάλληλο μοντέλο *RANS* μπορεί να αναπαραχθεί με ικανοποιητική ακρίβεια ακόμα και η χαρακτηριστική καμπύλη “διπλής κορυφής” που δείχνει τις μεταβολές του αριθμού Stanton στο δάπεδο και στον άξονα συμμετρίας μπροστά από το χείλος προσβολής όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 4.2.

Σχήμα 4.2: Πειραματική γεωμετρία από τους Praisner και Smith [4.7], [4.8] και αποτελέσματα προσομοίωσης χρησιμοποιώντας μοντέλο *RANS* από τους Levchenya et al. [4.33]

Τα υπολογισμένα τοπικά ελάχιστα στην καμπύλη της κατανομής του αριθμού Stanton (Levchenya et al. [4.33]) ήσαν μικρότερα ως προς τα πειραματικά αποτελέσματα από τους Praisner και Smith [4.7], [4.8] (Σχήμα 4.2). Η εξήγηση που δίνεται για το γεγονός αυτό στηρίζεται στις αστάθειες χαμηλών συχνοτήτων που παρατηρούνται στο σύστημα της πεταλοειδούς δίνης. Οι αστάθειες αυτές μπορεί να είναι και ο λόγος των αποκλίσεων των πειραματικών δεδομένων σε σχέση με τα υπολογιστικά αποτελέσματα για τις μεταβολές του αριθμού Stanton στην έξοδο των πτερυγώσεων όπως επίσης και των ρυθμών απωλειών πίεσης

στην περιοχή αυτή όπου τα φαινόμενα είναι ασταθή και τρισδιάστατα²⁸ [4.37]. Πέραν από αυτό, οι δομές στην περιοχή είναι ανισότροπες και ως εκ τούτου η στατιστική μοντελοποίηση τους με μοντέλα *RANS* συχνά αποτυγχάνει ή δίνει ανακριβή και "φτωχά" αποτελέσματα. Ο Simpson [4.37] υποδεικνύει ότι ο γενικός λόγος για τον οποίο αποτυγχάνουν τα μοντέλα τύρβης να προβλέψουν τέτοιου είδους ροές, είναι το γεγονός ότι τα μοντέλα δεν μπορούν να συλλάβουν τις συσχετίσεις των διακυμάνσεων (cross correlations of fluctuations) σε περιοχές διτροπικών ροών (bimodal flows). Στην [4.37] αναφέρεται επίσης ότι τα μοντέλα *EVM* προβλέπουν πιο μικρή την ένταση της δίνης και δεν είναι ικανά να αντιμετωπίσουν ανισότροπες ροές, ειδικότερα σε περιπτώσεις ανακυκλοφορίας. Γενικά, η υπολογιστική μοντελοποίηση της μετάδοσης θερμότητας στην περιοχή σύζευξης σωμάτων με ένα δάπεδο είναι εξαιρετικά δύσκολη γιατί δεν αρκεί μόνο το να μοντελοποιηθούν σωστά τα φαινόμενα παραγωγής και μεταφοράς της τύρβης (production and transport). Για ικανοποιητική αναπαραγωγή της μετάδοσης θερμότητας στις περιοχές όπου κυριαρχεί η πεταλοειδής δίνη, θα πρέπει να ληφθούν υπόψη και οι αστάθειες της αλλά και τα φαινόμενα διαχωρισμού (separation).

Οι Reviol et. al.²⁹ [4.38] κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι μεταξύ των μοντέλων $k - \omega$, $k - \epsilon$ και *SST*, μόνο το *SST* μπορεί να προβλέψει με ακρίβεια τα ασταθή φαινόμενα που εμφανίζονται στο πεδίο ροής κοντά στην σύνδεση πτερυγίου - δάπεδου, αφού όμως γίνει ικανοποιητική επιλογή κατάλληλου υπολογιστικού πλέγματος. Στην [4.38] δηλώνεται επίσης ότι το μοντέλο $k - \epsilon$ με ενεργές τις προσεγγίσεις κοντά στα τοιχώματα (near wall functions) και το μοντέλο $k - \omega$ τείνουν να παράγουν αποτελέσματα του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης που βρίσκονται πιο κοντά σε αυτά μιας μόνιμης κατάστασης (steady state) και φαίνεται να πετυχαίνουν να υπολογίσουν μόνο το πρώτο τοπικό μέγιστο στην καμπύλη κατανομής του αριθμού Stanton (Σχήμα 4.2) κοντά την γωνιακή δίνη (corner vortex). Γενικότερα το μοντέλο $k - \epsilon$ αποδίδει φτωχά όταν αντιμετωπίζει συνθήκες ασταθειών στα οριακά στρώματα και τείνει να εμφανίζει την έναρξη της αποκόλλησης καθυστερημένα και σε μικρότερα μεγέθη. Τα φαινόμενα αποκόλλησης επηρεάζουν την όλη απόδοση πολλών συσκευών όπως διαχύτες, πτερύγια στροβίλων και αεροδυναμικών σωμάτων. Σε μεγάλο βαθμό επηρεάζουν επίσης και τα φαινόμενα μετάδοσης θερμότητας στο τοίχωμα, οπότε προβλέποντας χαμηλότερα μεγέθη αποκόλλησης, συνήθως έχει ως αποτέλεσμα να υπολογίζονται αισιόδοξες προβλέψεις για την υπό διερεύνηση συσκευή. Επιπλέον το μοντέλο $k - \epsilon$ συνήθως υπέρ-προβλέπει την τυρβώδη

²⁸ [4.37] **Simpson R.L.**, Junction Flows, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 33, 2001.

²⁹ [4.38] **Reviol R, France R, Bohle M., Wiedermann A. Takeishi K.**, Numerical Investigation of the effect of vortex structures on local heat transfer, Journal of Engineering and Technology, Vol.2, No.1.

κλίμακα ανάμιξης (turbulent length scale) οδηγώντας επίσης σε λάθος προβλέψεις για την μετάδοση θερμότητας.

Σε μια προσπάθεια να επιλυθεί το πρόβλημα της συνεκτικής αστάθειας των χαμηλών συχνοτήτων του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης, οι Paik et. al.³⁰ [4.39] υιοθέτησαν την προσέγγιση των μοντέλων *DES* για τις πειραματικές συνθήκες που είχαν δουλέψει ο Davenport και Simpson³¹ [4.40]. Στην μελέτη αυτή, η βάση για το *DES* μοντέλο ήταν το μοντέλο τύρβης Spalart-Allmaras και γενικά συμπεραίνεται ότι τα μοντέλα *DES* αναπαραγάγουν με ικανοποιητική ακρίβεια τις περισσότερες πειραματικές παρατηρήσεις, συμπεριλαμβανομένου των κατανομών της κύριας ροής και των τυρβωδών ποσοτήτων αλλά και την δυναμική του πεδίου ταχυτήτων στην περιοχή της πεταλοειδούς δίνης. Η μόνη διαφορά που παρατηρείται μεταξύ πειραματικών δεδομένων και της ανάλυσης με μοντέλα *DES* εστιάζεται στην εκτίμηση της γεωμετρικής θέσης που εμφανίζεται η πεταλοειδής δίνη, θέση την οποία τα μοντέλα *DES* δείχνουν να είναι κάπου πιο μακριά από το χείλος προσβολής του πτερυγίου από ότι δείχνουν τα πειραματικά δεδομένα. Οι λόγοι που υπάρχει αυτή η διαφορά δεν έχουν ακόμη κατανοηθεί πλήρως. Όπως έχουν δείξει και προηγούμενες μελέτες³² [4.41],[4.42],[4.43],[4.5] χρησιμοποιώντας απλά μοντέλα *RANS*, η θέση που προβλέπεται για την πεταλοειδής δίνη, είναι πολύ ευαίσθητη σε σχέση με το μοντέλο τύρβης που επιλέγεται. Οπότε αυτός είναι και ένας πιθανός λόγος που στις εργασίες που χρησιμοποιούν *DES* με βάση το *RANS* μοντέλο των Spalart-Allmaras, παρουσιάζεται η συγκεκριμένη διαφορά στην γεωμετρική θέση της δίνης. Ακόμα μια εξήγηση που μπορεί να δοθεί για το θέμα αυτό, προέρχεται από μελέτες που χρησιμοποιούν *LES* προσομοιώσεις και αφορούν μελέτες ροών πάνω σε ένα κύβο κολλημένο σε μια πλάκα³³ [4.43],[4.44],[4.45],[4.46]. Όπως αναφέρεται στην [4.45] όταν χρησιμοποιείται *LES* με σταθερές συνθήκες εισόδου, η μέθοδος τείνει να υπολογίζει το κέντρο της δίνης σχετικά (με

³⁰ [4.39] **Paik, J., Escauriaza, C., and Sotiropoulos, F.** [2007], On the bimodal dynamics of the turbulent horseshoe vortex system in a wing-body junction. Phys. Fluids. Vol.19, pp.045107-(1-20).

³¹ [4.40] **Devenport, W. J. and Simpson, R. L.** [1990]. Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction. J. Fluid Mech. Vol. 210, pp.23-55.

³² [4.41] **H. C. Chen**, Assessment of a Reynolds stress closure model for appendage-hull junction flows, J. Fluids Eng. 117, 557, 1995

[4.42] **S. Fu, T. Rung, F. Thiele, and Z. Zhai**, in Proceedings of the 11th Symposium on Turbulent Shear Flows, edited by M. Lesieur, B. E. Launder, G. Binder, and J. H. Whitelaw _Grenoble, France, 1997_, pp. 6.7–6.12.

[4.43] **S. Parneix, P. A. Durbin, and M. Behnia**, Computation of 3-D turbulent boundary layers using the V2F model, Flow, Turbul. Combust. 60, 19, 1998

³³ [4.43] **W. Rodi**, Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies, J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 69, 55, 1997.

[4.44] **W. Rodi, J. Ferziger, M. Breuer, and M. Pourquié**, Status of large-eddy simulation: Results of a workshop, J. Fluids Eng. 119, 248, 1997.

[4.45] **B. Shah and J. H. Ferziger**, A fluid mechanics view of wind engineering: Large eddy simulation of flow past a cubic obstacle, J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn. 67, 211, 1997.

[4.46] **S. Krajnović and L. Davidson**, Large-eddy simulation of the flow around a bluff body, AIAA J. 40, 927, 2002.

πειραματικές μετρήσεις) πιο μακριά από το χείλος προσβολής, ενώ όταν οι συνθήκες εισόδου δίνονται να είναι τύπου τυρβώδεις (turbulent-like inflow conditions) η μέθοδος *LES* τείνει να αποδίδει την γεωμετρική θέση της δίνης στην σωστή θέση. Μοντέλο *DES* χρησιμοποίησαν και οι Hada et. al.³⁴ [4.47] για υποστήριξη των μελετών τους, σε μια προσπάθεια εκτίμησης της επίδρασης της διαμέτρου του χείλους προσβολής στην γεωμετρία της πεταλοειδούς δίνης και στην συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας σε συμμετρικά πτερύγια. Στην τελευταία διαπιστώθηκε ότι καθώς το η διάμετρος του χείλους προσβολής μειώνεται, τότε οι συντελεστές μεταφοράς θερμότητας στο τοίχωμα αυξάνονται.

Για τους σκοπούς της συγκεκριμένης διατριβής και για λόγους έλλειψης υψηλών υπολογιστικών προδιαγραφών (που να είναι ικανοποιητικές για χρήση μοντέλων *LES* ή *DES*), οι προσομοιώσεις της παρούσας εργασίας εκτελέστηκαν όλες βασισμένες σε μοντέλα *RANS* και συγκεκριμένα χρησιμοποιώντας το μοντέλο *k – ω SST*. Εξάλλου όπως αναφέρεται και στην επισκόπηση της βιβλιογραφίας το μοντέλο αυτό είναι δημοφιλές στην πρόβλεψη ροών κοντά σε τοιχώματα (wall bounded flows) και οι αναφορές υποδεικνύουν ότι προσομοιώνουν εύστοχα την τρισδιάστατη μορφή των δευτερογενών ροών που αναπτύσσονται στην περιοχή σύνδεσης πτερυγίων-σωμάτων τοποθετημένα σε ένα δάπεδο (σε συνδυασμό με ένα καλοσχεδιασμένο πλέγμα) και παράγουν ποιοτικός σωστά αποτελέσματα της μετάδοσης θερμότητας του δαπέδου.

³⁴

[4.47] Hada, S., Takeishi, K., Oda, Y., Seijiro Mori, S., and Nuta, Y. [2008] The effect of leading edge diameter on the horse shoe vortex and endwall heat transfer. *Proc. ASME Turbo Expo 2008*, GT2008-50892, 11 p.

4.2. Γεωμετρικό μοντέλο και ανάπτυξη του πλέγματος (Geometric Model and Mesh generation)

Το διάμηκες επίπεδο συμμετρίας (XY στο $Z = 0m$) τέμνει την θύρα έγχυσης επίσης στην μέση των $2mm$ πάχους της. Αυτό αφήνει προς μοντελοποίηση μια θύρα έγχυσης ορθογωνικής διατομής $1mm \times 5mm$ και μήκους $30mm$. Η θύρα έγχυσης αποτελεί ένα επιπλέον τρίτο τμήμα (III) το οποίο αρθρώνεται στο χείλος προσβολής του σώματος εμποδίου.

4.2.3 Ανάπτυξη του υπολογιστικού πλέγματος

Όπως υποδεικνύεται και από παλαιότερες μελέτες σε παρόμοιες γεωμετρίες (Κεφάλαιο 4.1), μοντέλα τύρβης τα οποία παρέχουν την δυνατότητα αναπαραγωγής του πολλαπλού συστήματος δινών της πεταλοειδούς δίνης θα πρέπει να επιλέγονται συγχρόνως με το ανάλογο υπολογιστικό πλέγμα για να είναι δυνατή μια λύση ανεξάρτητη του πλέγματος, τόσο για τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά αλλά για τα τοπικά χαρακτηριστικά της μετάδοσης θερμότητας. Το υπολογιστικό πεδίο χωρίστηκε σε δύο τμήματα (Blocks), το τμήμα I (Σχήμα 4.3) το οποίο προσομοιώνει μια μεγάλη περιοχή του ενός μέτρου σε μήκος τμήματος δοκιμών και το τμήμα II στο οποίο συμπεριλαμβάνεται το σώμα εμπόδιο και επικεντρώνεται το ενδιαφέρον. Με στόχο την δημιουργία όσο το δυνατόν υψηλότερης ποιότητας πλέγματος, ένα πυκνό δομημένο εξαεδρικό πλέγμα χρησιμοποιήθηκε για το τμήμα I.

Μια άποψη του υπολογιστικού πλέγματος του τμήματος I φαίνεται στο Σχήμα 4.4α. Για το τμήμα II στο οποίο συμπεριλαμβάνεται το σώμα-εμπόδιο, ένα δομημένο πλέγμα τύπου C (C-grid) δημιουργήθηκε γύρω από το χείλος προσβολής το οποίο εκτείνεται ανάντη του σώματος κατά περίπου 1.5 φορά σε σχέση με την διάμετρο του χείλους προσβολής. Κατόντη του χείλους προσβολής (μετά τις 90°) το τύπου C πλέγμα αναμιγνύεται και πάλι με ένα δομημένο εξαεδρικό πλέγμα το οποίο εκτείνεται μέχρι και το τέλος του τμήματος II (έξοδος ροής). Τα δύο τεμάχια ενώνονται μεταξύ τους μέσω διεπαφής (interface). Ιδιαίτερη προσοχή δόθηκε έτσι ώστε στο επίπεδο της διεπαφής, τα πλέγματα των δύο τεμαχίων να ενώνονται μεταξύ τους σύμφωνα (conformal mesh) (Σχήμα 4.4β). Είναι σημαντικό για το υπολογιστικό πλέγμα η τιμή του αδιάστατου αριθμού y^+ (³⁵[4.48],[4.49],[4.50]) να είναι μικρότερη από 2 (βλέπε κεφάλαιο 4.4.3) σε γειτονικά κελία που βρίσκονται σε περιοχές κοντά σε τοιχώματα (π.χ. δάπεδο), έτσι ώστε να

³⁵

[4.48] Eggenpieller G., Turbulence Modeling, 2011 ANSYS Inc., May 2012

[4.49] Ariff M., Salim S.M, Cheah S.C, Wall Y+ approach for dealing with turbulent flow over a surface mounded cube: Part 1 – Low Reynolds Number, Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia, 2009.

[4.50] Salim S.M, Cheah S.C, Wall Y+ strategy for dealing with wall-bounded turbulent flows, Proceedings of the International Multi-Conference of Engineers and Computer Scientists IMECS, Hong Kong, 2009.

αυξηθεί η ακρίβεια των υπολογιζόμενων αεροδυναμικών φαινομένων στις περιοχές αυτές που κυριαρχούνται από ιξώδη φαινόμενα. Για να αντιμετωπιστεί η απαίτηση αυτή, το μέγεθος του πλέγματος πυκνώθηκε προς το δάπεδο (endwall) όπου και εστιάζεται το ενδιαφέρον των αποτελεσμάτων (Σχήμα 4.4δ).

Σχήμα 4.4: Το υπολογιστικό πλέγμα

Η πυκνωση του πλέγματος προς το δάπεδο εξασφαλίζει επίσης όσο το δυνατόν καλύτερα την εκτίμηση της περιοχής μετάβασης από στρωτή ροή σε τυρβώδη για μετέπειτα σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Γενικά, η όλη επεξεργασία του πλέγματος έγινε με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να είναι πυκνό προς το σώμα – εμπόδιο και προς το δάπεδο και σχετικά αραιότερο στις πιο «ασήμαντες» περιοχές. Η θύρα έγχυσης διακριτοποιήθηκε χρησιμοποιώντας επίσης δομημένο

εξαεδρικό πλέγμα και τοποθετήθηκε στην θέση του χρησιμοποιώντας επίσης με σύμμετρη διεπαφή (interface).

4.3. Οριακές συνθήκες (Boundary Conditions)

Το επίπεδο εισόδου, τοποθετημένο $0.68m$ ανάντη του χείλους προσβολής του σώματος, ορίζεται σαν οριακή συνθήκη «velocity inlet» με κατανομή ταχύτητας εισόδου όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.5α και με $0,31\%$ στην χαρακτηριστική τιμή της έντασης δίνης (turbulence intensity) στην ελεύθερη ροή. Η κατανομή αυτή του πεδίου ταχυτήτων στην είσοδο ανακτήθηκε από μια επιπλέον υπολογιστική προσομοίωση ολόκληρου του τμήματος δοκιμών δύο μέτρων απουσία του σώματος-εμποδίου. Η προσομοίωση αυτή έγινε χρησιμοποιώντας το μοντέλο μετάβασης τεσσάρων εξισώσεων *4-equations Transport $k-\omega$ SST* το οποίο είναι ικανό να προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια το σημείο μετάβασης του οριακού στρώματος από στρωτό σε τυρβώδες όπως αυτό αναπτύσσεται στο δάπεδο. Η ικανότητα πρόβλεψης της μετάβασης δεν εμπεριέχεται στο μοντέλο *$k-\omega$ SST* το οποίο διαχειρίζεται την ροή ως τυρβώδη σε όλο το πεδίο της. Η κατανομή της ταχύτητας όπως προβλέφθηκε στο επίπεδο εισόδου από το μοντέλο *Transport $k-\omega$ SST*, αντιστοιχεί με ικανοποιητική ακρίβεια με τα πειραματικά δεδομένα που μετρήθηκαν στο αντίστοιχο επίπεδο της πειραματικής διάταξης. Το Σχήμα 4.5β απεικονίζεται το προφίλ του προβλεπόμενου από το υπολογιστικό μοντέλο οριακού στρώματος σε σύγκριση με το αντίστοιχο οριακό στρώμα το οποίο μετρήθηκε πειραματικά στην αντίστοιχη θέση.

Σχήμα 4.5: Πεδίο ταχυτήτων Οριακής συνθήκης εισόδου:

α. Η κατανομή ταχύτητας στο επίπεδο εισόδου (από επίλυση 4-equation Transport SST)

β. Προφίλ οριακού στρώματος εισόδου στο $Z/W = 1$ στο επίπεδο εισόδου

Η οριακή συνθήκη εξόδου του υπολογιστικού πεδίου βρίσκεται $0.32m$ κατάντη του χείλους προσβολής και ορίστηκε σαν οριακή συνθήκη σταθερής στατικής πίεσης. Οριακή επιφάνεια συμμετρίας ορίστηκε κατά το διάμηκες επίπεδο το οποίο τέμνει το σώμα - εμπόδιο στην μέση του (επίπεδο XY στο $Z = 0m$). Συνθήκη συμμετρίας εφαρμόστηκε επίσης στο επίπεδο ZX στο $Y = 0.1m$. Τα τοιχώματα που καθορίζουν το σώμα - εμπόδιο καθορίστηκαν σαν «no-slip» τοιχώματα. Η ίδια συνθήκη «no-slip» χρησιμοποιήθηκε επίσης για το δάπεδο.

Για τις περιπτώσεις προσομοιώσεων του πεδίου ροής για την πρωτότυπη γεωμετρία έγχυσης, εξετάστηκαν τρεις ταχύτητες έγχυσης $\cdot 3.2m/s$, $8.0m/s$ και $12.8m/s$ οι οποίες και αντιστοιχούν σε αντίστοιχους λόγους έγχυσης (Injection Ratio): $I_r = 0.2$, $I_r = 0.5$ και $I_r = 0.8$. Η έξοδος της θύρας έγχυσης ορίστηκε σαν διεπαφή (interface) μεταξύ της κύριας ροής και της ροής έγχυσης.

Σχήμα 4.6: Χαρακτηριστικά του υπολογιστικού πλέγματος για την θύρα έγχυσης

Οι θερμικές οριακές συνθήκες ορίστηκαν με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε τα αποτελέσματα να είναι άμεσα συγκρίσιμα με τα πειραματικά δεδομένα. Οι προσομοιώσεις έγιναν με θερμικές οριακές συνθήκες παρόμοιες με αυτές που εμφανίζονται στους πραγματικούς κινητήρες, για παράδειγμα: Θερμό δάπεδο - Θερμότερη κύρια ροή - Ψυχρός αέρας έγχυσης. Η «ροή» αυτή είναι αντίθετη με αυτήν που διερευνήθηκε πειραματικά και αφορά πειράματα με Θερμό δάπεδο - Θερμότερο αέρα έγχυσης - Ψυχρή κύρια ροή. Οι θερμοκρασίες όμως που τέθηκαν στις οριακές επιφάνειες ορίστηκαν με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε ο αδιάστατος όρος θερμοκρασίας θ_c να είναι ίδιος με τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν και πειραματικά. Ο Πίνακας 4.1 παρουσιάζει συνοπτικά τις Θερμικές Οριακές Συνθήκες που μελετήθηκαν σε σχέση με τον λόγο έγχυσης σε κάθε περίπτωση:

Πίνακας 4.1. Θερμικές Οριακές Συνθήκες προσομοιώσεων

<i>A/A</i>	Θερμοκρασία κύριας ροής (T_{∞}) <i>K</i>	Θερμοκρασία δαπέδου (T_w) <i>K</i>	Θερμοκρασία ψυκτικού (T_c) <i>K</i>	Αδιάστατος όρος Θερμοκρασίας (θ_c)	Λόγος Έγχυσης (I_r)
1	333	318	303	0.5	0.2
2	333	318	296	0.4	0.2
3	333	318	308.15	0.6	0.2
4	333	318	303	0.5	0.5
5	333	318	296	0.4	0.5
6	333	318	308.15	0.6	0.5
7	333	318	303	0.5	0.8
8	333	318	296	0.4	0.8
9	333	318	308.15	0.6	0.8

4.4. Στήσιμο (Setup) και προσεγγίσεις κοντά στα τοιχώματα (Near Wall Treatments)

4.4.1 Στήσιμο (Setup)

Επιλέγεται σταθερή (steady state) επίλυση βασισμένη στην πίεση (pressure based) και ταυτόχρονα ενεργοποιείται στον κώδικα και η εξίσωση ενέργειας. Επιλέγεται το μοντέλο τύρβης *k- ω Shear Stress Transport (SST)* για την επίλυση και το ρευστό θεωρείται σαν ασυμπίεστος αέρας με πυκνότητα $\rho_{air} = 1.225 kg/m^3$, κινηματικό ιξώδες $\nu = 1.7894 \times 10^{-5} kg/m - s$, θερμική αγωγιμότητα $0.0242 W/m - K$ και ειδική θερμοχωρητικότητα $C_p = 1006.43 J/kg - K$. Όλα τα χωρικά χαρακτηριστικά διακριτοποίησης (spatial discretization) της πίεσης, ορμής, τυρβώδους κινητικής ενέργειας (turbulent kinetic energy), ειδικού ρυθμού διασποράς (Specific Dissipation Rate) και ενέργειας ορίζονται σαν ανάντη σχήματα δευτέρας τάξης (second order upwinded).

4.4.2 Χαρακτηριστικά του μοντέλου *k - ω SST*

Το μοντέλο *k - ω* είναι ένα μοντέλο δύο εξισώσεων του οποίου η ειδική σύνθεση *SST* συνδυάζει τα καλύτερα χαρακτηριστικά των μοντέλων *k - ϵ* και του *k - ω* . Η χρησιμοποίηση της σύνθεσης του μοντέλου *k - ω* στα ενδότερα τμήματα του οριακού στρώματος καθιστά το μοντέλο άμεσα χρησιμοποιήσιμο σε όλο το ύψος του οριακού στρώματος, ιδίως κοντά στο

τοίχωμα μέχρι και το ιξώδες υπόστρωμα (viscous sub-layer), οπότε το μοντέλο $SST\ k - \omega$ ³⁶ [4.51], [4.52] μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σαν ένα μοντέλο χαμηλού αριθμού Reynolds. Η ειδική σύνθεση SST αντιστοιχεί σε $k - \epsilon$ συμπεριφορά κοντά στις περιοχές του ελεύθερου ρεύματος (free-stream) και ως εκ τούτου αποφεύγει το πρόβλημα του απλού $k - \omega$ μοντέλου το οποίο είναι πολύ ευαίσθητο στα τυρβώδη χαρακτηριστικά εισόδου του ελευθέρου ρεύματος. Γενικά το μοντέλο $SST\ k - \omega$ σε σχέση με το απλό $k - \omega$ μοντέλο παρουσιάζει τις εξής βελτιστοποιήσεις:

- Τόσο το αρχικό μοντέλο $k - \omega$ όσο και το τροποποιημένο $k - \epsilon$ πολλαπλασιάζονται με μια συνάρτηση ανάμιξης. Η συνάρτηση αυτή είναι σχεδιασμένη έτσι ώστε να ενεργοποιεί το $k - \omega$ σε περιοχές κοντά σε τοιχώματα και το $k - \epsilon$ σε περιοχές μακριά από τοιχώματα.
- Το μοντέλο SST ενσωματώνει έναν όρο διάχυσης (damped cross-diffusion derivative term) στην εξίσωση του ω .
- Ο καθορισμός του τυρβώδους ιξώδους (turbulent viscosity) τροποποιείται έτσι ώστε να λαμβάνει υπόψη την μετάβαση της τυρβώδους διατμητικής τάσης.
- Οι σταθερές της μοντελοποίησης είναι διαφορετικές

Οι δύο εξισώσεις μεταφοράς (transport equations) του μοντέλου $SST\ k - \omega$ είναι:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (4.1)$$

και

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (4.2)$$

Στις εξισώσεις αυτές, το $\tilde{G}_k$ αναπαριστά την παραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας λόγω των μέσων βαθμίδων ταχύτητας, το G_ω αντιπροσωπεύει την παραγωγή του ω ενώ τα Γ_k και Γ_ω αναπαριστούν την ενεργή διαχυτότητα (effective diffusivity) του k και του ω . Οι όροι Y_ω και Y_k δείχνουν διασπορά του k και του ω λόγω της τύρβης. Με D_ω αναπαριστάται

³⁶

[4.51] **Menter F.R.**, Zonal Two Equation k- ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows, AIAA 93-2906, 1993

[4.52] **Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.**, Ten years of industrial experience with the ASST turbulence model, Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, 2003 Begell House, Inc.

ο όρος διάχυσης: damped cross-diffusion derivative term ενώ οι όροι S_ω και S_k είναι όροι οι οποίοι μπορούν να καθοριστούν από τον χρήστη.

Ένα από τα κύρια φαινόμενα που εμφανίζονται στην περιφέρεια σύνδεσης πτερυγίου-δαπέδου είναι η αποκόλληση (separation) του οριακού στρώματος κάτω από συνθήκες ανάστροφης βαθμίδας πίεσης. Η αποκόλληση αυτή έχει μια ισχυρή επίδραση στα τυρβώδη χαρακτηριστικά κοντά στο τοίχωμα και ως εκ τούτου επηρεάζει ανάλογα και στον τοπικό ρυθμό μετάδοσης θερμότητας. Το μοντέλο *SST* έχει επιδείξει την ικανότητα να προβλέπει με καλή ακρίβεια αποκολλήσεις σε πολλές περιπτώσεις³⁷[4.53],[4.52]. Η ανάμιξη των δύο μοντέλων στην φόρμουλα του *SST* σημαίνει ότι και τα δύο μοντέλα λαμβάνονται υπόψη στην ζώνη μετάβασης του οριακού στρώματος με μια αναλογία η οποία εξαρτάται από τις κλίσεις των ζωνών του οριακού στρώματος. Η συνάρτηση ανάμιξης παίρνει την τιμή της μονάδας κοντά στα τοιχώματα, και την τιμή μηδέν στα εξωτερικά στρώματα μακριά από αυτά. Με την προσέγγιση αυτή, μπορούν να υιοθετηθούν οι αποδοτικές προσεγγίσεις κοντά στα τοιχώματα (near wall treatment) οι οποίες προέρχονται από το απλό μοντέλο $k - \omega$ χωρίς πιθανά λάθη τα οποία προκύπτουν από την ευαισθησία σε περιβάλλον ελεύθερης ροής του μοντέλου αυτού (βλέπε 4.4.3). Εκτός από την σύνδεση των δύο μοντέλων, το *SST* συμπληρώνει την φόρμουλα του με μια ειδική εξίσωση για τον καθορισμό του τυρβώδους ιξώδους (turbulent viscosity) η οποία προσφέρει υψηλή αξιοπιστία και ακρίβεια ενώ συγχρόνως διατηρεί την σταθερότητα της επίλυσης και του υπολογιστικού κόστους. Ένα επιπρόσθετο χαρακτηριστικό του μοντέλου *SST* είναι η εισαγωγή ενός άνω ορίου για την τυρβώδη διατμητική τάση (turbulent shear stress) σε οριακά στρώματα έτσι ώστε να αποφύγει τα υπερβολικά επίπεδα διατμητικών τάσεων (shear stress) που συνήθως προβλέπονται με την χρησιμοποίηση μοντέλων που χρησιμοποιούν την υπόθεση Boussinesq.

4.4.3 Προσεγγίσεις κοντά στα τοιχώματα (Near Wall Treatment)

Στις περισσότερες περιπτώσεις μοντελοποίησης θεωρείται ότι η ροή κοντά στα τοιχώματα συμπεριφέρεται σαν ένα πλήρως ανεπτυγμένο οριακό στρώμα και οι οριακές συνθήκες προβλέπονται μέσω ειδικών συναρτήσεων που εφαρμόζονται κοντά στα τοιχώματα (wall functions). Συχνά όμως η υπόθεση αυτή δεν είναι καθόλου σωστή και χρησιμοποιείται για αποφυγή δημιουργίας πυκνού υπολογιστικού πλέγματος με τον επακόλουθο υπολογιστικό

³⁷

[4.53] Bardina J.E., Huang P.G., Coakley T.J., Turbulence modeling, Validation, Testing and Development, NASA Technical Memorandum 110446, 1997.

φόρτο. Στην περίπτωση όμως της δημιουργίας των δευτερογενών ροών του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης, τα αεροδυναμικά φαινόμενα κοντά στο τοίχωμα είναι μεγάλης σημασίας και ως εκ τούτου δεν μπορεί να εφαρμοστεί η θεώρηση των ειδικών συναρτήσεων κοντά στα τοιχώματα. Αντιθέτως, οι περιοχές κοντά στα τοιχώματα θα πρέπει να μοντελοποιηθούν με άμεσο τρόπο, κάνοντας το υπολογιστικό πλέγμα ικανοποιητικά πυκνό έτσι ώστε να υπολογιστούν σωστά οι απότομες μεταβολές των χαρακτηριστικών της ροής που επικρατούν στην περιοχή αυτή. Η μέθοδος αυτή είναι γνωστή σαν προσέγγιση κοντά στα τοιχώματα (near-wall model approach) όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.7.

Σχήμα 4.7: α) Υποδιαιρέσεις της περιοχής κοντά στα τοιχώματα
β) Προσέγγιση κοντά στο τοίχωμα (Near Wall Model Approach)

Η προσέγγιση αυτή καθορίζει την ακρίβεια των διατμητικών τάσεων στο τοίχωμα και τις προβλέψεις για την μετάδοση θερμότητας. Ένα από τα πλεονεκτήματα της διαμόρφωσης του μοντέλου $k - \omega$ είναι η μεταχείριση κοντά στα τοιχώματα (near wall treatment) στους υπολογισμούς για χαμηλούς αριθμούς Reynolds. Εδώ ο χαμηλός αριθμός Reynolds αναφέρεται στον τυρβώδη αριθμό Reynolds (ο οποίος είναι χαμηλός στο ιξώδες υπόστρωμα) και όχι στο αριθμό Reynolds που αναφέρεται το πρόβλημα. Με άλλα λόγια θα πρέπει το πλέγμα κοντά στο τοίχωμα να είναι αρκετά πυκνό έτσι ώστε να μπορεί να προβλέψει το στρωτό (ιξώδες) κομμάτι του οριακού στρώματος το οποίο βρίσκεται πάρα πολύ κοντά στο τοίχωμα. Αυτό προϋποθέτει ότι η τιμή της αδιάστατης απόστασης y^+ από το τοίχωμα να είναι $y^+ \leq 1$, όπου:

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (4.3)$$

και u_τ η αδιάστατη ταχύτητα

$$u_\tau = \frac{U_\infty}{U_\tau} = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}} \quad (4.4)$$

όπου U_∞ η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος, ρ η πυκνότητα του ρευστού, τ_{wall} η διατμητική τάση στο τοίχωμα, U_τ η τοπική ταχύτητα, y η απόσταση από το τοίχωμα και ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού. Στις περισσότερες των περιπτώσεων, η επίτευξη πλέγματος που να ικανοποιεί την προϋπόθεση $y^+ \leq 1$ δεν είναι εφικτή λόγω των περίπλοκων γεωμετρικά διατάξεων. Για τον λόγο αυτό αναπτύχθηκαν αυτόματες προσεγγίσεις για περιοχές κοντά στα τοιχώματα για τα μοντέλα $k - \omega$. Η ιδέα πίσω από την αυτόματη προσαρμογή των προσεγγίσεων κοντά στα τοιχώματα (automatic near-wall treatment) βασίζεται στο γεγονός ότι το μοντέλο μεταβαίνει σταδιακά μεταξύ προσεγγίσεων για το ιξώδες υπόστρωμα (π.χ. υπολογίζει άμεσα το οριακό στρώμα) βασιζόμενο στην πυκνότητα του πλέγματος. Δηλαδή μεταβαίνει σε αυτόματη προσέγγιση στα τοιχώματα σε χαμηλές τιμές του y^+ και σε προσεγγίσεις wall functions σε μεγαλύτερες τιμές του y^+ . Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να παρέχεται η δυνατότητα εκμετάλλευσης του πυκνού υπολογιστικού πλέγματος κοντά σε τοιχώματα όταν αυτό είναι διαθέσιμο. Σε όλες τις προσομοιώσεις στη παρούσα εργασία έγιναν με τιμές του $y^+ \leq 1$. Μια εκτίμηση της τιμής του y^+ πριν την εκκίνηση της επίλυσης του προβλήματος μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας την παρακάτω εξίσωση [4.5], η οποία βασίζεται σε ροή πάνω σε μια επίπεδη πλάκα:

$$\Delta y = Ly^+ \sqrt{74} Re_L^{-13/14} \quad (4.5)$$

όπου Δy η πραγματική απόσταση μεταξύ του τοιχώματος και του πρώτου κόμβου, L το μήκος ανάπτυξης της ροής με τον αντίστοιχο Re_L και y^+ η επιθυμητή τιμή. Στο Σχήμα 4.8 φαίνεται το υπολογιστικό πλέγμα όπως αυτό δημιουργήθηκε στο επίπεδο εισόδου έτσι ώστε αυτό να τηρεί τις προδιαγραφές του Near Wall Model Approach.

Σχήμα 4.8: Προσέγγιση κοντά στο τοίχωμα (Near Wall Model Approach) όπως αυτό εμφανίζεται στο επίπεδο εισόδου του υπολογιστικού μοντέλου

Οι Hall et. al.³⁸ [4.54], μεταξύ άλλων, συνιστούν την τοποθέτηση τουλάχιστον ενός κόμβου του υπολογιστικού πλέγματος μέσα στο στρωτό υπόστρωμα του οριακού στρώματος (laminar sublayer), πράγμα το οποίο αντιστοιχεί σε τιμή του $y^+ = 3.0$ η και μικρότερη. Σαν αποτέλεσμα, υπολογιστικές προβλέψεις που έγιναν για παράδειγμα από τους³⁹ Fourgères and Heider [4.55], Garg και Gaugler [4.56] και Garg και Abhari [4.57] χρησιμοποιούν πλέγματα τα οποία έχουν ως αποτέλεσμα οι τιμές του y^+ να είναι ίσες με την μονάδα ($y^+ = 1.0$) ή και χαμηλότερες.

4.5. Κριτήρια σύγκλισης και μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η ακρίβεια των μοντέλων τύρβης τα οποία είναι βασισμένα σε RANS, όταν εφαρμόζονται σε περιπτώσεις ροών των στροβιλοκινητήρων, είναι σε μέγιστο βαθμό εξαρτημένη τόσο από το μοντέλο που επιλέγεται αλλά και την ποιότητα και μέγεθος του υπολογιστικού πλέγματος. Λόγω της τεράστιας αυτής εξάρτησης από το πλέγμα, είναι αναγκαία μια μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος έτσι ώστε να διερευνηθεί κατά πόσον χαρακτηριστικές ποσότητες ή φαινόμενα του προβλήματος είναι ανεξάρτητα του μεγέθους του πλέγματος.

³⁸ [4.54] **Hall, E.J., Topp, D.A., and Delaney, R.A.**, 1994, Aerodynamic / Heat Transfer Analysis of Discrete Site Film-Cooled Turbine Airfoils, AIAA Paper No. 94-3070

³⁹ [4.55] **Fourgères, J.M. and Heider, R.**, 1994, Three-Dimensional Navier-Stokes Prediction of Heat Transfer with Film Cooling, ASME Paper 94-GT-14

[4.56] **Garg, V.K. and Abhari, R.S.**, 1996, Comparison of Predicted and Experimental Nusselt Number for a Film-Cooled Rotating Blade, ASME Paper 96-GT-223

[4.57] **Garg, V.K. and Gaugler, R.E.**, 1994, Prediction of Film Cooling on Gas Turbine Airfoils, ASME Paper 94-GT-16

4.5.1 Κριτήρια Σύγκλισης

Κατά την εκτέλεση όλων των προσομοιώσεων στην παρούσα διατριβή, τα ακόλουθα σημεία πρέπει να ικανοποιούνται έτσι ώστε να θεωρηθεί ότι ο κώδικας έχει συγκλίνει:

I. Όλες οι διακριτές εξισώσεις διατήρησης (μάζας, ενέργειας κ.λ.π) πρέπει να ικανοποιούνται σε όλα τα υπολογιστικά κελία και δεν πρέπει να μεταβάλλεται η τιμή τους σε μεταγενέστερες υπολογιστικές επαναλήψεις (iterations)

II. Το ισοζύγιο της μάζας, ενέργειας και των βαθμωτών μεγεθών θα πρέπει να επιτευχθεί, έτσι ώστε η απόκλιση να είναι μικρότερη από το 1% σε όλο το υπολογιστικό πεδίο.

III. Όλες οι τιμές των υπολοίπων του υπολογισμού (Residuals) θα πρέπει να πέσουν τουλάχιστον σε τιμές κάτω από 10^{-4} , και τα υπόλοιπα της εξίσωσης ενέργειας θα πρέπει να μειωθούν σε τιμές της τάξης του 10^{-6} αφού η επίλυση είναι βασισμένη στην πίεση (pressure based).

4.5.2 Μελέτη Ανεξαρτησίας του πλέγματος

Συγχρόνως με τα κριτήρια σύγκλισης, αναγκαία είναι και μια μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος για την επιβεβαίωση ότι τα αποτελέσματα είναι ανεξάρτητα του μεγέθους του πλέγματος. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε για όλες τις προσομοιώσεις που παρουσιάζονται στην διατριβή αυτή είναι η εξής:

I. Χρησιμοποιώντας το αρχικό πλέγμα που δημιουργήθηκε, ξεκινάει η διαδικασία επίλυσης και αφήνεται να συγκλίνει με την προϋπόθεση ότι οι τιμές των υπολοίπων υπολογισμού (Residuals) έχουν πέσει κάτω από 10^{-4} .

II. Αφού πυκνώθηκε το πλέγμα σε ολόκληρο το υπολογιστικό πεδίο και ιδιαίτερα στην υπό διερεύνηση περιοχή επαναλαμβάνεται η διαδικασία I και συγκρίνονται τα αποτελέσματα των υπό διερεύνηση ποσοτήτων κατά πόσο ευρίσκονται στα ανεκτά όρια σύγκλισης. Η μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος έγινε έχοντας ως χαρακτηριστικό δεδομένο την βασική δομή του συστήματος δινών της πεταλοειδούς δίνης μπροστά στο χείλος προσβολής και στον άξονα συμμετρίας. Επίσης ποσότητα υπό διερεύνηση ήταν και η κατανομή της πίεσης κατά μήκος του χείλους προσβολής στον άξονα συμμετρίας του σώματος – εμποδίου. (Σχήμα 4.9a)

III. Εάν οι διαφορές των υπό διερεύνηση ποσοτήτων είναι σε ανεκτά πλαίσια ακρίβειας, τότε η διαδικασία σταματά. Σε αντίθετη περίπτωση, το πλέγμα πυκνώνεται περαιτέρω και επαναλαμβάνεται η διαδικασία.

Η διαδικασία μελέτης της ανεξαρτησίας του πλέγματος έγινε ξεχωριστά για κάθε μοντέλο τύρβης που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία. Στον Πίνακα 4.2 φαίνονται τα χαρακτηριστικά των υπολογιστικών πλεγμάτων που χρησιμοποιήθηκαν στην μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος, ενώ στο Σχήμα 4.9α φαίνεται η κατανομή της πίεσης πάνω στο τοίχωμα του σώματος – εμποδίου κατά μήκος της γραμμής 1 (Σχήμα 4.9α:κίτρινη γραμμή) και στο επίπεδο συμμετρίας. Και τα δύο διαγράμματα αναφέρονται στα αποτελέσματα που λήφθηκαν κατά την χρησιμοποίηση του μοντέλου *k-w Shear Stress Transport (SST)*.

Πίνακας 4.2. Χαρακτηριστικά των πλεγμάτων της μελέτης ανεξαρτησίας του πλέγματος

<i>Πλέγμα</i>	<i>Cells</i>	<i>Faces</i>	<i>Nodes</i>	<i>Orthogonal Quality</i>
1	13933800	42094809	14184139	0.754
2	18656900	56331262	18959682	0.804
3	23256900	70143662	23591928	0.804

Κατά την μετάβαση από το πλέγμα 2 στο ακόμα πυκνότερο πλέγμα 3, παρατηρείται ότι η διαφορά της πίεσης ψηλότερα ($Y > 20\text{mm}$) κατά μήκος της κίτρινης γραμμής (Σχήμα 4.9α) έχει πέσει περίπου στο 0.3% (τιμή στα αποδεκτά όρια απόκλισης) ενώ χαμηλότερα ($Y < 20\text{mm}$), όπου και είναι η περιοχή του ενδιαφέροντος, οι τιμές σχεδόν συμπίπτουν.

Στο Σχήμα 4.9β φαίνεται η χαρακτηριστική γεωμετρία του συστήματος δινών στο επίπεδο συμμετρίας (Σχήμα 4.9α: π.χ.: YX επίπεδο στο $Z = 0\text{m}$) για τα τρία διαφορετικά μεγέθη πλέγματος. Παρατηρείται ότι και τα τρία μεγέθη πλέγματος είναι ικανά να αναπαραγάγουν το πολλαπλό σύστημα δινών, αλλά στην περίπτωση του πιο αραιού πλέγματος 1 η γεωμετρική θέση όλου του συστήματος των δινών υπολογίζεται ελαφρά μετατοπισμένη πιο μακριά από το χείλος προ φθοής σε σχέση με τα δύο άλλα πλέγματα. Για τα πιο πυκνά πλέγματα (2 και 3) η γεωμετρική θέση που εμφανίζονται τα κέντρα των δινών είναι η ίδια. Το ίδιο ισχύει και το μέγεθος των δινών. Αφού η μελέτη ανεξαρτησίας του πλέγματος υποδεικνύει ότι οι τιμές των επιλεγμένων χαρακτηριστικών μεταβλητών είναι μέσα στα ανεκτά όρια απόκλισης, όλες οι προσομοιώσεις στην παρούσα μελέτη έγιναν χρησιμοποιώντας το πλέγμα 3.

Σχήμα 4.9: α. Κατανομή πίεσης κατά το ύψος (spanwise) του σώματος – εμποδίου (γραμμή 1) για τα τρία διαφορετικά μεγέθη υπολογιστικού πλέγματος
β. Δομή του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας του σώματος – εμποδίου για τα τρία διαφορετικά μεγέθη υπολογιστικού πλέγματος

4.5.3 Σύγκριση τοπολογίας δινών με άλλες μεθόδους

Το Σχήμα 3.10 παρουσιάζεται μια σύγκριση της τοπολογίας του συστήματος δινών της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας (π.χ. YX at $Z = 0m$) με πρόσφατες μελέτες σε παρόμοιες γεωμετρίες οι οποίες χρησιμοποιούν διάφορα μοντέλα τύρβης⁴⁰ [4.58],[4.33]. Όπως φαίνεται, τα αποτελέσματα κάθε προσομοίωσης παρουσιάζουν τις δικές τους διαμορφώσεις, προφανώς σαν αποτέλεσμα των διαφορετικών μοντέλων τύρβης που χρησιμοποιούνται, του διαφορετικού υπολογιστικού πλέγματος, των ροικών συνθηκών και των γεωμετρικών χαρακτηριστικών που χρησιμοποιήθηκαν για την κάθε περίπτωση. Ωστόσο, όπως αναμένεται, η πιο κυρίαρχη δομή στον επίπεδο συμμετρίας είναι η πεταλοειδής δίνη, ανάντη της οποίας δημιουργούνται δύο επιπλέον δομές δινών (η δευτερογενής και τριτογενής δίνη) λόγω της σύγκρουσης του προσπίπτοντος οριακού στρώματος με την ανάστροφη ροή κατά μήκος του δαπέδου. Η περιοχή της γωνιάς φαίνεται να κυριαρχείται από μια σχετικά μικρότερη αντίρροπη δίνη η οποία γεμίζει το κενό μεταξύ της πεταλοειδούς δίνης και του σημείου σύνδεσης του σώματος – εμποδίου με το δάπεδο στον επίπεδο συμμετρίας. Γενικότερα, η τοπολογία των δινών που προβλέπονται στην παρούσα μελέτη (Σχήμα 4.10δ) και αυτής που αναφέρεται στην μελέτη

⁴⁰

[4.58] **Aspilidis N., Khosronejad A., Sotiropoulos F., Dancey C.L., Diplas P.,** Physical and Numerical Modeling of the Turbulent Flow Field Upstream of a Bridge Pier (LES), ICSE6-057, ICSE6 Paris - August 27-31, 2012

[4.33] (Σχήμα 4.10α) και [4.16] (Σχήμα 4.10γ) είναι σε καλή συμφωνία και είναι σε συμφωνία με την τοπολογία του συστήματος τεσσάρων δινών που προτάθηκαν από τους Argui και Andreopoulos⁴¹ [4.59], Hunt et. al.⁴² [4.60] and Praisner and Smith ([4.7],[4.8]).

α. Σώμα με αμβλύ χείλος εκφυγής (Blunt-nose Body), $D=150.8mm$, ($k-\omega$ SST model)
(Levchenya et. al. [4.33])

β. Κύλινδρος, $D=60mm$, (LES model)
(Aspilidis et. al. [4.58])

γ. Nasa GRC cascade, ($k-\omega$ SST model)
(Levchenya and Smirnov [4.16])

δ. Σώμα Εμπόδιο (Bluff Body), $D=60mm$, ($k-\omega$ SST)
(Παρούσα μελέτη)

Σχήμα 4.10: Η τοπολογία του συστήματος πεταλοειδούς δίνης σε σχέση με την χρησιμοποίηση άλλων μοντέλων τύρβης σε παρόμοιες γεωμετρίες

⁴¹ [4.59] **Argui, J.H. and Andreopoulos, J.**, 1992, Experimental Investigation of a Three-Dimensional Boundary Layer Flow in the Vicinity of an Upright Wall Mounted Cylinder, J. Fluids Eng., Vol. 114, pp. 566-576.

⁴² [4.60] **Hunt, J.C.R., Abell, C.J., Peterka, J.A., and Woo, H.**, 1978, Kinematical Studies of the Flows Around Free or Surface-Mounted Obstacles; Applying Topology to Flow Visualization, J. of Fluid Mech., Vol. 86, Part 1, pp. 179-200.

Το μοντέλο LES που χρησιμοποιήθηκε στην [4.58] φαίνεται να εμφανίζει την δημιουργία μιας ακόμη δίνης ανάντη της τριτογενούς δίνης η οποία δεν αναφέρεται στις υπόλοιπες μελέτες.

5.1. Ο ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑΣ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΤΗΣ ΠΕΤΑΛΟΕΙΔΟΥΣ ΔΙΝΗΣ.....	106
5.2. Η ΔΟΜΗ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΤΗΣ ΠΕΤΑΛΟΕΙΔΟΥΣ ΔΙΝΗΣ ΚΑΙ Η ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΑΥΤΗΣ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ ΚΑΙ ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ.....	108
5.2.1 Η τυπική δομή χωρίς έγχυση και η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο.....	109
5.2.2 Η περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης $Ir = 0.2$	114
5.2.2.1 Η διεύθυνση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας.....	114
5.2.2.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή	116
5.2.2.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο	117
5.2.3 Η περίπτωση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης $Ir = 0.5$	119
5.2.3.1 Η διεύθυνση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας.....	119
5.2.3.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή	121
5.2.3.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο	122
5.2.4 Η περίπτωση της υψηλής αναλογίας έγχυσης $Ir = 0.8$	124
5.2.4.1 Η διεύθυνση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας.....	124
5.2.4.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή.....	126
5.2.4.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο	127
5.2.5 Το πεδίο ροής στο επίπεδο συμμετρίας και η μετατόπιση του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης.....	129
5.2.5.1 Το μέσο (χρονικά) πεδίο ροής στο επίπεδο συμμετρίας	129
5.2.5.2 Το τρισδιάστατο πεδίο ροής σε σχέση με την αναλογία έγχυσης Ir	133
5.2.5.3 Ιχνογραμμές (Streaklines) της ροής στο δάπεδο	137
5.3. Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΑΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΟΡΟΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ θ_c.....	140

Κεφάλαιο 5

Υπολογιστικές Προβλέψεις (Numerical Predictions)

Όπως αναφέρεται και στο Κεφάλαιο 4, οι υπολογιστικές προσομοιώσεις έγιναν έχοντας θερμικές οριακές συνθήκες αντίστοιχες με αυτές που εμφανίζονται στους πραγματικούς κινητήρες, για παράδειγμα: Θερμό δάπεδο - Θερμότερη κύρια ροή - Ψυχρός αέρας έγχυσης. Η «θερμική ροή» αυτή είναι αντίστροφη με αυτήν που διερευνήθηκε πειραματικά και αφορά πειράματα με Θερμό δάπεδο - Θερμότερο αέρα έγχυσης - Ψυχρή κύρια ροή. Οι αεροδυναμικές όμως οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν αντιστοιχούν πλήρως σε αυτές των αντίστοιχων πειραμάτων. Ο λόγος που στην πειραματική διάταξη υιοθετήθηκαν συνθήκες αντίστροφης θερμικής ροής είναι προφανής, αφού είναι αρκετά δύσκολο σε πειραματικό επίπεδο να επιτευχθεί συνεχόμενη παροχή θερμής κύριας ροής, ακόμα και σε επίπεδο μερικών δεκάδων βαθμών. Η χρησιμοποίηση όμως αντίθετης θερμικής ροής στις υπολογιστικές προσομοιώσεις (Θερμό δάπεδο - Θερμότερη κύρια ροή - Ψυχρός αέρας έγχυσης) και η εν συνεχεία άμεση σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα, επαληθεύει και επικυρώνει τόσο την πειραματική μεθοδολογία που επιλέχθηκε όσο και την χρησιμοποίηση των αδιάστατων μεγεθών που υιοθετήθηκαν.

Η ανάπτυξη μιας αποτελεσματικής μεθόδου ψύξης της προβληματικής περιοχής γύρω από το σημείο σύνδεσης πτερυγίου – δαπέδου, προϋποθέτει την κατανόηση των αιτίων δημιουργίας του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης που λόγω της δράσης της προκαλεί τοπικές υπερθερμάνσεις στο δάπεδο και συνάμα αποτρέπει την αποτελεσματική ψύξη της περιοχής. Όταν τα κατάλληλα μέσα δεν είναι διαθέσιμα για την τρισδιάστατη οπτικοποίηση και πειραματική διερεύνηση του σχετικού πεδίου ροής, τότε η χρησιμοποίηση μεθόδων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής γίνεται ένα χρήσιμο εργαλείο για τον ερευνητή για την

απεικόνιση και κατανόηση του πεδίου αυτού. Η αριθμητική μοντελοποίηση και η υπολογιστική προσομοίωση πειραματικών διατάξεων δεν χρησιμοποιείται μόνο για να αξιολογήσει τις ικανότητες πρόβλεψης των υπολογιστικών μεθόδων, αλλά μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί και για την διερεύνηση των φυσικών φαινομένων και μηχανισμών που κρύβονται πίσω από πειραματικά αποτελέσματα. Παραδείγματος χάριν, οι Leylek και Zerkle¹ [5.1] βοήθησαν στην επεξήγηση αποτελεσμάτων τα οποία ο Sinha et. al.² [5.2] έλαβαν πειραματικώς και αφορούσαν την ροή του ψυκτικού μέσα στην ίδια την θύρα έγχυσης. Οι τελευταίοι [5.2] παρατήρησαν περίεργες κατανομές στο προφίλ ταχυτήτων στην έξοδο της θυρίδας του ψυκτικού, ενώ οι Leylek και Zerkle [5.1] επιβεβαίωσαν τις μετρήσεις χρησιμοποιώντας μοντέλο υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και απέδωσαν τις κατανομές ταχύτητας σε αποκόλληση της ροής μέσα στην ίδια την θύρα έγχυσης.

Για την παρούσα εργασία, έγινε αρχικά μια υπολογιστική προσομοίωση της πειραματικής διάταξης σε πλήρη κλίμακα (βλέπε Κεφάλαιο 4) της τυπικής γεωμετρίας, χωρίς την παρουσία έγχυσης. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης αυτής βοήθησαν στην κατανόηση του ροϊκού πεδίου στην περιοχή σύνδεσης τόσο ποιοτικά όσο και ποσοτικά σε ότι αφορά τα σχετικά μεγέθη των ροϊκών δομών και των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών της περιοχής. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα τον αποτελεσματικό σχεδιασμό της πρωτότυπης γεωμετρίας έγχυσης. Εξάλλου οι υπολογιστικές προβλέψεις όσον αφορά τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά του σχετικού πεδίου ροής βρέθηκαν να είναι σε καλή αντιστοιχία με τις αντίστοιχες πειραματικές αεροδυναμικές μετρήσεις που παρουσιάζονται σε επόμενο κεφάλαιο (βλέπε Κεφάλαιο 7). Επιπλέον οι υπολογιστικές προσομοιώσεις που παρουσιάζονται στο κεφάλαιο αυτό ήταν πολύ βοηθητικές προς την κατεύθυνση κατανόησης και ερμηνείας των πειραματικών αποτελεσμάτων.

5.1. Ο μηχανισμός δημιουργίας του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης

Στο σημείο αυτό δίνεται μια πιο εκτενής επεξήγηση του μηχανισμού δημιουργίας του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης και διευκρινίζονται μερικά χαρακτηριστικά του φαινομένου αυτού (π.χ. φορές περιστροφής των δινών που απαρτίζουν το σύστημα), έτσι ώστε να είναι πιο εύκολη η κατανόηση των αποτελεσμάτων που παρουσιάζονται στις επόμενες ενότητες.

¹ [5.1] **Leylek, J.H. and Zerkle, R.D.**, 1993, Discrete-Jet Film Cooling: A Comparison of Computational Results with Experiments, ASME Paper 93-GT-207

² [5.2] **Sinha, A.K., Bogard, D.G., and Crawford, M.E.**, 1991, Film-Cooling Effectiveness Downstream of a Single Row of Holes with Variable Density Ratio, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 442-449

Καθώς το οριακό στρώμα της εισερχόμενης ροής πλησιάζει το πτερύγιο (σώμα εμπόδιο), μια βαθμίδα ολικής πίεσης σχηματίζεται κατά μήκος της διεύθυνσης του ανοίγματος του πτερυγίου (span direction) στο χείλος προσβολής. Ο λόγος δημιουργίας της βαθμίδας αυτής αποδίδεται στο γεγονός ότι καθώς η ταχύτητα μειώνεται πλησίον του δάπεδου μια χαμηλότερη τιμή της ολικής πίεσης εμφανίζεται κοντά στο δάπεδο θεωρώντας ότι η στατική πίεση είναι σταθερή κάθετα σε αυτό (τυπική υπόθεση για οριακά στρώματα). Πάνω στο χείλος προσβολής και καθώς η ροή λιμνάζει, το προφίλ ολικής πίεσης μετατρέπεται σε βαθμίδα στατικής πίεσης κατά μήκος του εκπετάσματος (span) του πτερυγίου (Σχήμα 5.1). Αυτή η βαθμίδα της στατικής πίεσης μπορεί να χωριστεί σε δύο σχετικές διακριτές βαθμίδες, την βαθμίδα 1 και την βαθμίδα 2 όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.1. Η πρώτη βαθμίδα (1) “σπρώχνει” την ροή προς το δάπεδο δημιουργώντας ένα κατώρευμα μπροστά από το χείλος προσβολής. Η δεύτερη βαθμίδα (2) σπρώχνει το κατώρευμα που πλησιάζει το δάπεδο ανάντη του χείλους προσβολής, δηλαδή σε φορά αντίστροφη από αυτήν της κύριας ροής. Καθώς η ροή στρέφεται σε διεύθυνση αντίθετη από αυτήν της κίνησης της κύριας ροής τυλίγεται και μετασχηματίζεται σε δίνη και αργότερα σε ένα σύστημα δινών, των οποίων οι δυνωσωλήνες που δημιουργούνται τυλίγονται γύρο από το χείλος προσβολής και ωθούνται από την κύρια ροή σε απόσταση αρκετά κατάντη του χείλους προσβολής. Η κάθετη απόσταση (h) από το δάπεδο μέχρι το σημείο που η στατική πίεση εμφανίζει απότομη μεταβολή της βαθμίδας πίεσης (ουσιαστικά το επίπεδο που διαχωρίζει τις δύο βαθμίδες (1) και (2)) συμπίπτει περίπου με το διπλάσιο της απόστασης του κέντρου περιστροφής της πεταλοειδούς δίνης από το δάπεδο. Θεωρώντας ότι το μέγεθος της πεταλοειδούς δίνης είναι διπλάσιο της απόστασης του κέντρου περιστροφής της πεταλοειδούς δίνης από το δάπεδο, τότε το “μέγιστο” αυτό της βαθμίδας εμφανίζεται να έχει ίδιο περίπου μέγεθος με την δίνη. Με άλλα λόγια, η δίνη δημιουργείται μέσα στο ύψος της βαθμίδας της στατικής πίεσης.

Παρόμοιες εξηγήσεις για τους μηχανισμούς δημιουργίας της πεταλοειδούς δίνης έγιναν και από τους³ Kubendran et. al. [5.3] , Eckerle και Langston [5.4], Pierce και Shin [5.5], και Praisner et. al. [5.6].

³

[5.3] **Kubendran, L. R., Bar-Sever, A., and Harvey, W. D.**, 1988, Flow Control in a Wing/Fuselage Type Junction, AIAA Pap., AIAA-88-0614

[5.4] **Eckerle W. A. and Langston L. S.**, 1987, Horseshoe vortex formation around a Cylinder, ASME J. Turbomach., 109, pp. 278 - 285.

[5.5] **Pierce F. J. and Shin J.**, 1992, The development of a Turbulent Junction Vortex System, ASME J. Fluids Eng. 114, pp. 559 - 565.

[5.6] **Praisner T. J., Seal C. V., Talkmaz L., and Smith C. R.**, 1997, Spatial - Temporal turbulent flow-field and Heat Transfer behavior in endwall Junctions, Int J. Heat Fluid Flow, 18, pp. 142 - 151.

χρησιμοποίηση έγχυσης, όπως επίσης και το πως τα χαρακτηριστικά αυτά μεταβάλλονται με την χρησιμοποίηση την έγχυσης σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r και με την παράμετρο της αδιάστατης θερμοκρασίας θ_c να είναι ίση με $\theta_{c,typical} = 0.5$, δηλαδή μια τιμή που αντιστοιχεί σε συνθήκες λειτουργίας των στροβίλων στους αεριοστροβίλους.

5.2.1 Η τυπική δομή χωρίς έγχυση και η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο

Στο Σχήμα 5.2 φαίνεται μια τρισδιάστατη απεικόνιση η οποία συνθέτει την τοπολογία του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας και την επηρεαζόμενη από αυτή μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για την τυπική γεωμετρία χωρίς την παρουσία έγχυσης ψυκτικού. Εδώ διακρίνονται καθαρά στο δάπεδο οι δύο ζώνες όπου εμφανίζονται υψηλοί ρυθμοί μετάδοσης θερμότητας και το πως οι ζώνες αυτές είναι άμεσα εξαρτώμενες από την τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας. Η κατανομή θερμοκρασίας στο δάπεδο απεικονίζεται σαν συνάρτηση της αδιάστατης θερμοκρασίας T_{ND} η οποία καθορίζεται ως:

$$T_{ND} = \frac{T_w}{T_\infty} \quad (5.1)$$

όπου T_w η τοπική θερμοκρασία στο δαπέδο και T_∞ η θερμοκρασία του ρευστού της κύριας ροής. Όπως είναι αναμενόμενο, αρκετά ανάντη από το χείλος προσβολής (π.χ. Σχήμα 5.2α: Σημείο 1) όπου η επερχόμενη ροή κοντά στο δάπεδο έχει ακόμα χαρακτηριστικά δισδιάστατου οριακού στρώματος, η κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο κατέχει σταθερή τιμή και ίση με T_w^{UP} . Το Σημείο 1 βρίσκεται σε αρκετή απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής όπου η ροή παραμένει ουσιαστικά ανεπηρέαστη από την παρουσία του σώματος. Η τιμή αυτή της θερμοκρασίας αρχίζει να αυξάνεται ελαφρώς μέχρι το κέντρο του πυρήνα της τριτογενούς δίνης (TV), ενώ παρακάτω, στο σημείο σύγκρουσης (λιμνάζον σημείο) της τριτογενούς δίνης (TV) με την δευτερογενή δίνη (SV) (Σχήμα 5.2α: Σημείο 2) εμφανίζεται η πρώτη ραγδαία αύξηση στην θερμοκρασία του δαπέδου (T_{P1}), η οποία και μεταφράζεται σε υψηλούς αριθμούς Stanton όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.3. Η περιστροφική κίνηση των δύο αντεπιστρεφόμενων δινών έχει ως αποτέλεσμα την μεταφορά θερμού ρευστού από το οριακό στρώμα και την πρόσκρουση του στο δάπεδο με αποτέλεσμα την δημιουργία της θερμής αυτής περιοχής. Το αποτέλεσμα της κίνησης των δινών καθώς αυτές συμπαρασύρονται από την κύρια ροή και "τυλίγονται" γύρω από το χείλος προσβολής (Σχήμα 5.2β) είναι η δημιουργία της πρώτης ζώνης υψηλών ρυθμών

μετάδοσης θερμότητας σε σχεδόν σταθερή ακτινική απόσταση μακριά από το κέντρο του κύκλου που ορίζει το χείλος προσβολής (Σχήμα 5.2α: Ζώνη 1).

Σχήμα 5.2: α. Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για την τυπική γεωμετρία χωρίς έγχυση και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND} ,
 β. Τρισδιάστατη απεικόνιση των σκελών του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης καθώς "τυλίγεται" γύρω από το χείλος προσβολής (Visualization method: Swirling Strength)

Η θερμοκρασία του δαπέδου αρχίζει και πάλι να μειώνεται μετά το σημείο πρόσκρουσης της τριτογενούς δίνης (TV) με την δευτερογενή δίνη (SV) φτάνοντας σε ένα τοπικό ελάχιστο όπου η θερμοκρασία του δαπέδου κατέχει περίπου ίδια τιμή με αυτήν του Σημείου 1 (π.χ: T_w^{UP}). Το τοπικό αυτό ελάχιστο της θερμοκρασίας (Σχήμα 5.2α: Σημείο 3) εμφανίζεται στο σημείο όπου η πεταλοειδής δίνη (HV) συναντά την δευτερογενή δίνη (SV). Εδώ, το σκέλος της πεταλοειδούς δίνης (HV) που υ βρίσκεται μεταξύ το υ δαπέδο υ και το υ κέντρο υ της δίνης αποκολλάται από το δάπεδο, ανυψώνοντας έτσι το θερμό ρευστό μακριά από την επιφάνεια του δαπέδου με αποτέλεσμα την εμφάνιση του τοπικού ελάχιστου στην θερμοκρασία (T_L) και ως συνεπακόλουθο το ελάχιστο στην κατανομή του αριθμού Stanton. Κατάντη του σημείου αποκόλλησης και προς το χείλος προσβολής του σώματος, η θερμοκρασία στο δάπεδο αρχίζει και πάλι να αυξάνεται, δημιουργώντας έτσι την δεύτερη ζώνη εμφάνισης υψηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας. Η κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο στην περιοχή κάτω από την δομή της πεταλοειδούς δίνης παρουσιάζει ελαφρές διακυμάνσεις αλλά οι τιμές της θερμοκρασίας είναι συνεχώς αυξανόμενες. Η περιοχή στην οποία η θερμοκρασία στο δάπεδο παίρνει την μέγιστη τιμή της, εμφανίζεται στο σημείο όπου η πεταλοειδής δίνη (HV) συναντά την γωνιακή δίνη (CV) (Σχήμα 5.2α:Σημείο 4) η οποία γεμίζει το κενό μεταξύ του χείλους προσβολής και της πεταλοειδούς δίνης (HV). Εδώ η εξωτερική δομή της πεταλοειδούς δίνης (HV) επίσης μεταφέρει ρευστό από το θερμό οριακό στρώμα και το προσκρούει στο δάπεδο. Η θερμοκρασία του δαπέδου στο σημείο αυτό (T_{p2}) επιδεινώνεται και από την παρουσία της αντί-περιστροφόμενης (σε σχέση με την φορά περιστροφής της πεταλοειδούς δίνης) γωνιακής δίνης (CV) η οποία επίσης μεταφέρει θερμό ρευστό προς το δάπεδο, σε χαμηλότερες όμως ποσότητες. Η θερμή Ζώνη 2 στο δάπεδο, απλώνεται γύρω από το χείλος προσβολής σε μορφή πετάλου λόγω της χαρακτηριστικής μορφής που παίρνουν οι δίνες καθώς συμπαρασύρονται από την κύρια ροή (Σχήμα 5.2β).

Η κατανομή της θερμοκρασίας που περιγράφηκε πιο πάνω μεταφράζεται σε όρους αδιάστατου αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας στο δάπεδο, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.3β. Στο Σχήμα 5.3α παρουσιάζεται η αντίστοιχη κατανομή του αριθμού Stanton όπως παρουσιάστηκε από τους Leychenya et. al.⁴ [5.7], χρησιμοποιώντας επίσης προσομοιώσεις βασισμένες σε μοντέλο RANS. Συγκεκριμένα οι συγγραφείς χρησιμοποίησαν και το μοντέλο

4

[5.7] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., Goryachev V.D.**, RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading edge endwall region of a symmetry body, International Journal of Heat and Fluid Flow 31, 1107-1112, 2010.

τύρβης $k - \omega$ SST πάνω σε μια γεωμετρία πανομοιότυπη με αυτήν που μελέτησαν οι Praisner και Smith⁵ [5.8], [5.9] για αντίστοιχη πειραματική διερεύνηση.

Σχήμα 5.3: Η κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας ανάντη του σώματος: α. Υπολογιστική διερεύνηση από τους Leychenya et. al. [5.1], β. τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνδεδεμένη με αυτή μετάδοση θερμότητας για την παρούσα μελέτη

Οι κατανομές οι οποίες προκύπτουν από τις δύο υπολογιστικές διερευνήσεις παρουσιάζουν μεταξύ τους διαφοροποιήσεις οι οποίες προφανώς προέρχονται κυρίως από την διαφορετική γεωμετρία του σώματος εμποδίου που χρησιμοποιήθηκε όπως επίσης και από τις διαφορετικές συνθήκες εισόδου της ροής στην περιοχή της σύνδεσης.

Το πεδίο της θερμοκρασίας στο επίπεδο συμμετρίας κοντά στην περιοχή σύνδεσης φαίνεται στο Σχήμα 5.4β, σε αντιστοιχία με την αντίστοιχη κατανομή της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ στο ίδιο επίπεδο. Είναι προφανές ότι η περιστροφική κίνηση της πεταλοειδούς δίνης τροφοδοτεί το δάπεδο κάτω από αυτήν (π.χ.: $1 < r^* < 1.5$) με θερμό ρευστό αντλώντας αυτό από την κύρια ροή. Επιπλέον στο σημείο αποκόλλησης της κάτω πλευράς της πεταλοειδούς δίνης από το δάπεδο ($r^* \cong 1.5$), όπου η θερμοκρασία (T_L) και συνεπακόλουθα ο αριθμός

⁵

[5.8] **Praisner, T.J., Smith, C.R.** [2006a]. The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part I: Temporal behaviorS, *ASME J. Turbomach.*, Vol. 128, pp. 747-754.

[5.9] **Praisner, T.J., Smith, C.R.** [2006b]. The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part II: Time-mean results, *ASME J. Turbomach.*, Vol. 128, pp. 755-762.

Stanton κατέχουν τοπικά την ελάχιστη τιμή τους, φαίνεται η αντίστοιχη ανύψωση θερμού ρευστού από το δάπεδο προς την δίνη. Η αντίστοιχη αύξηση της θερμοκρασίας (T_{P1}) στο σημείο συνάντησης της δευτερογενούς δίνης (SV) με την τριτογενή δίνη (TV) φαίνεται στο σημείο ($r^* \cong 1.65$) όπου επίσης αντλείται θερμό ρευστό προς το δάπεδο. Είναι σημαντικό να αναφερθεί εδώ ότι οι φορές περιστροφής των δινών στο επίπεδο συμμετρίας όπως παρουσιάζονται στα σχήματα του Κεφαλαίου αυτού είναι αντίστοιχα όπως εμφανίζονται στο Σχήμα 5.1: Γωνιακή δίνη (CV) - Ωρολογιακή, Πεταλοειδής δίνη (HV) - Ανθωρολογιακή, Δευτερογενής δίνη (SV) - Ωρολογιακή, Τριτογενής δίνη (TV) - Ανθωρολογιακή.

Σχήμα 5.4: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για την τυπική γεωμετρία χωρίς έγχυση και $\theta_c = 0.5$:

- α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
 β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})

5.2.2 Η περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.2$

5.2.2.1 Η διείσδυση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας

Με την χρησιμοποίηση ενός σχετικά μικρού λόγου μεταξύ της ταχύτητας του ψυκτικού σε σχέση με την ταχύτητα της κύριας ροής (δηλαδή της παραμέτρου I_r) το τοπίο στο επίπεδο συμμετρίας ανάντη από το σημείο αποκόλλησης της πεταλοειδούς δίνης ($r^* > 1.5$) δεν μεταβάλλεται σημαντικά εν συγκρίσει με την τυπική γεωμετρία χωρίς έγχυση. Η περιοχή όμως $1 < r^* < 1.5$ μεταξύ της πεταλοειδούς δίνης (HV) και του χείλους προσβολής παρουσιάζει σημαντικές μεταβολές λόγω της έγχυσης (Σχήμα 5.5). Αμέσως μετά την έξοδο του ψυκτικού από την θυρίδα προς την κύρια ροή ($r^* = 1.0$), η εξωτερική δομή της πεταλοειδούς δίνης ενεργεί πάνω στο τζετ και το πιέζει προς το δάπεδο. Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.5γ το τζετ του ψυκτικού ουσιαστικά διεισδύει κάτω από την δομή της πεταλοειδούς δίνης. Ακόμα και με το σχετικά χαμηλής ταχύτητας ρευστό που δίνει η αναλογία έγχυσης $I_r = 0.2$ το ψυκτικό τζετ είναι αρκετά ισχυρό έτσι ώστε να διεισδύει μέχρι και την δευτερογενή δίνη (SV) την οποία και τροφοδοτεί με ψυκτικό ρευστό. Η αποκόλληση των ροϊκών γραμμών του ψυκτικού από το δάπεδο συμπίπτει με το σημείο αποκόλλησης της πεταλοειδούς δίνης ($r^* \cong 1.5$). Μετά την αποκόλληση και ανύψωση τους από το δάπεδο, οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού αναρροφούνται από την ωρολογιακή φορά περιστροφής της δευτερογενούς δίνης (SV), αναμιγνύονται με αυτήν και εν τέλει ακολουθούν την πορεία της δίνης. Η τελευταία διαπίστωση γίνεται πιο εμφανής στην αμέσως επόμενη ενότητα όπου περιγράφεται η αλληλεπίδραση του ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή (βλέπε Ενότητα 5.2.2.2). Η πιο εμφανής και αναμενόμενη διαφορά στο επίπεδο συμμετρίας είναι η απουσία της γωνιακής δίνης (CV) στο επίπεδο συμμετρίας αφού το ψυκτικό εγγέεται ακριβώς στο σημείο που εμφανίζεται αυτή. Αυτό δεν σημαίνει ότι η γωνιακή δίνη (CV) εξαλείφεται εντελώς από το πεδίο. Καθώς αυτό φεύγει από την θυρίδα έγχυσης, η ορμή του ψυκτικού μεταβάλλει το πεδίο ροής ακριβώς ανάντη από το σημείο σύνδεσης μόνο κατά το πλάτος της θυρίδας έγχυσης. Ως εκ τούτου, δεξιά και αριστερά από το πλάτος της θυρίδας η εισερχόμενη ροή δεν παύει να συναντά αντίστοιχες ανάστροφες βαθμίδες πίεσης κατά μήκος του ανοίγματος (span) του σώματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η γωνιακή δίνη (CV) να δημιουργείται στα σημεία αυτά και κατά συνέπεια ακολουθεί ίδια πορεία όπως και στην περίπτωση της γεωμετρίας χωρίς έγχυση. Αυτό γίνεται πιο εμφανές σε επόμενη ενότητα όπου παρουσιάζονται οι μεταβολές του πεδίου ροής σε πλήρης τρισδιάστατη εικόνα ανάλογα με την αναλογία έγχυσης I_r (βλέπε Ενότητα 5.2.5.1).

α.

β.

γ.

Σχήμα 5.5: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για $I_r = 0.2$ και $\theta_c = 0.5$:
 α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
 β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})
 γ. Η διείδυση του τζετ του εγχεόμενου αέρα (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)

Η ορμή του ψυκτικού καθώς εγγέεται σε συνδυασμό με την δράση του κατωρεύματος έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ενός φιλμ ψυκτικού αέρα το οποίο καλύπτει μια σχεδόν «τριγωνική» περιοχή στο δάπεδο ανάντη ακριβώς από την έξοδο της θύρας (Σχήμα 5.6β). Οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού αποκολλούνται και ανασηκώνονται από το δάπεδο κάτω από την επίδραση τόσο της πεταλοειδούς (HV) όσο και της δευτερογενούς δίνης (SV), με τελικό αποτέλεσμα, όπως αναφέρθηκε και προηγούμενος, οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού να αναρροφούνται από την ωρολογιακής φοράς περιστροφή της δευτερογενούς δίνης (SV), να αναμιγνύονται με αυτήν και εν τέλει να ακολουθούν την πορεία της δίνης. Όπως είναι αναμενόμενο η θερμοκρασία του ψυκτικού αυξάνεται σταδιακά με την απόσταση από το σημείο έγχυσης.

5.2.2.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο

Η προκύπτουσα κατανομή θερμοκρασίας στο δάπεδο για την αναλογία έγχυσης $I_r = 0.2$ φαίνεται στο Σχήμα 5.7, όπου γίνεται πιο εμφανής η περιοχή στην οποία η συγκεκριμένη έγχυση είναι αποτελεσματική (Περιοχή 1). Με διακεκομμένη γραμμή απεικονίζεται ένα περίγραμμα της περιοχής αυτής. Το «τριγωνικής μορφής» φιλμ (Σχήμα 5.6) που προκαλείται από την αλληλεπίδραση των ροϊκών γραμμών του ψυκτικού και της τοπικής τρισδιάστατης ροής έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία μιας αντίστοιχης μορφής περιοχή όπου η θερμοκρασία στο δάπεδο είναι μειωμένη σε σχέση με τις αντίστοιχες συνθήκες αναφοράς, όπου δεν γίνεται έγχυση ψυκτικού (Σχήμα 5.2α). Κατά μήκος της γραμμής του χείλους προσβολής ($r^* = 1$) η περιοχή αυτή εκτείνεται σε ένα τόξο περίπου $\Delta\theta = \pm 15^\circ$ από την γραμμή συμμετρίας. Πάνω στην γραμμή συμμετρίας και αμέσως ανάντη από την θυρίδα έγχυσης (περιοχή που συνήθως κυριαρχεί η γωνιακή δίνη (CV)) είναι λογικό η θερμοκρασία του δαπέδου να υφίσταται την μεγαλύτερη μείωση. Αυτό ισχύει για όλο το τμήμα του δαπέδου που καλύπτει το πλάτος της θυρίδας. Κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας και σε απόσταση μέχρι και $r^* = 1.5$ (όπου οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού αποκολλούνται από το δάπεδο) η αποτελεσματικότητα της ψύξης μειώνεται σταδιακά με την απόσταση, όπως είναι αναμενόμενο. Το ίδιο συμβαίνει και κατά το μήκος της γραμμής του χείλους προσβολής όπου με την γωνιακή απομάκρυνση από την γραμμή συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) η αποτελεσματικότητα της ψύξης μειώνεται σταδιακά μέχρι την γωνιακή θέση των $\theta = \pm 15^\circ$. Γενικότερα η μεταβολή του θερμοκρασιακού πεδίου στο δάπεδο περιορίζεται μόνο στην περιοχή που περικλείεται από την διακεκομμένη γραμμή. Το υπόλοιπο πεδίο έξω από την περιοχή αυτή δεν παρουσιάζει σχεδόν καμιά μεταβολή σε σχέση με το

θερμοκρασιακό πεδίο που εμφανίζεται στην περίπτωση της μηδενικής έγχυσης (Σχήμα 5.2). Προφανώς το μικρής ταχύτητας ψυκτικό (που μεταφράζεται άμεσα σε πολύ μικρή μαζική παροχή), προκαλεί μικρές μόνο μεταβολές στο τρισδιάστατο πεδίο ροής και επηρεάζει μόνο την περιοχή γύρω από τον χώρο έγχυσης.

Σχήμα 5.7: Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για $I_r = 0.2$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

Το ψυκτικό απορροφάται από την δομή της δευτερογενούς δίνης αλλά δεν της αλλάζει επαρκώς τα χαρακτηριστικά έτσι ώστε να μεταβάλλεται το αεροδυναμικό και ως εκ τούτου και το θερμοκρασιακό πεδίο πάνω από το δάπεδο έξω από τον χώρο της “αποτελεσματικής”

Περιοχής 1. Η πρώτη ζώνη εμφάνισης υψηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας (Σχήμα 5.7: Ζώνη 1) παραμένει ουσιαστικά ανεπηρέαστη σε σχέση με την μηδενική έγχυση, ενώ η δεύτερη ζώνη (Σχήμα 5.7: Ζώνη 2) παραμένει ανεπηρέαστη μόνο εκτός της περιοχής που η ψύξη είναι αποτελεσματική (Σχήμα 5.7: διακεκομμένη περιοχή I).

5.2.3 Η περίπτωση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.5$

5.2.3.1 Η διεύθυνση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας

Καθώς η αναλογία έγχυσης αυξάνεται, το τζετ του ψυκτικού γίνεται πιο ισχυρό (ιδίως στο επίπεδο συμμετρίας) και η παροχή μάζας του ασφαλώς αυξάνεται αναλόγως. Η ορμή όμως του τζετ δεν είναι τόσο ισχυρή ώστε να προκαλέσει σημαντικές μεταβολές στην τοπολογία των δινών πάνω στο επίπεδο συμμετρίας (Σχήμα 5.8α) σε σύγκριση με την περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης (Σχήμα 5.5α). Η αύξηση στην ταχύτητα έγχυσης προκαλεί, όμως, ελαφρές μετατοπίσεις των κέντρων των δινών στο επίπεδο συμμετρίας όπως θα δειχθεί σε επόμενη ενότητα (βλέπε Ενότητα 5.2.5). Ο μηχανισμός ψύξης λειτουργεί σε γενικές γραμμές κατά τον ίδιο τρόπο που λειτουργεί και στην περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης. Δηλαδή, το κατώρευμα της θερμής κύριας ροής που εμφανίζεται μπροστά από το χείλος προσβολής (Σχήμα 5.8β) αποτρέπεται από το άνοιγμα στις ροϊκές γραμμές του ψυκτικού να μεταφερθεί προς το δάπεδο, εμποδίζοντας έτσι την τοπική υπερθέρμανση της εν λόγω περιοχής στο δάπεδο ($1 < r^* \leq 1.5$). Ο μηχανισμός αυτός είναι αποτελεσματικός σε μια απόσταση μέχρι και το σημείο που το φιλμ του ψυκτικού αποκολλάται από το δάπεδο καθώς το αναρροφά η δίνη. Το σημείο αυτό εμφανίζεται πάλι στην ανάντη απόσταση μπροστά από το χείλος προσβολής ($r^* \cong 1.5$) όπου το κάτω σκέλος της πεταλοειδούς δίνης (HV) συναντά την δομή της δευτερογενούς δίνης (SV). Το μεγαλύτερης ταχύτητας και παροχής μάζας τζετ που επιβάλλεται από την αναλογία έγχυσης $I_r = 0.5$ έχει ως αποτέλεσμα την τροφοδοσία τόσο της δευτερογενούς όσο και της πεταλοειδούς δίνης με ψυκτικό ρευστό (Σχήμα 5.8γ). Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά του συστήματος των δινών ανάντη της δευτερογενούς δίνης (Σχήμα 5.8α) για $I_r = 0.5$ δεν παρουσιάζουν σημαντικές διαφοροποιήσεις, τόσο σε σύγκριση με την περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.2$ όσο και με την περίπτωση της γεωμετρίας αναφοράς, δηλαδή χωρίς έγχυση. Ως εκ τούτου, στην περιοχή αυτή η κατανομή της θερμοκρασίας στο επίπεδο συμμετρίας (Σχήμα 5.8β) χαρακτηρίζεται από την σύγκρουση των δύο αντίστροφα

περιστροφόμενων δινών (Δευτερογενής (SV) και Τριτογενής (TV)), με τελικό αποτέλεσμα την μεταφορά θερμού ρευστού από την κύρια ροή προς το δάπεδο ($r^* \cong 1.65$), που οδηγεί σε μια τοπική υπερθέρμανση του δαπέδου και την εμφάνιση ενός τοπικού μέγιστου στην θερμοκρασία (βλέπε Σχήμα 5.3β).

Σχήμα 5.8: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για $I_r = 0.5$ και $\theta_c = 0.5$:
 α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
 β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})
 γ. Η διείδυση του τζετ του εγχέομένου αέρα (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)

5.2.3.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή

Γενικότερα η αλληλεπίδραση του ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή είναι σε γενικές γραμμές παρόμοια με αυτή της περίπτωσης της χαμηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.2$).

Σχήμα 5.9: α. Δείσδυση και κατανομή των ροϊκών γραμμών του εγχεόμενου αέρα για $I_r = 0.5$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένες με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}
β. Κάτοψη ροϊκών γραμμών ψυκτικού

Το ψυκτικό συμπιέζεται προς το δάπεδο κάτω από την επίδραση του κατωρέυματος (Σχήμα 5.9), διεισδύει κάτω από την δομή της πεταλοειδούς δίνης και απλώνεται ως φιλμ στην περιοχή ακριβώς ανάντη της θύρας έγχυσης. Όταν $I_r = 0.5$, το φιλμ του ψυκτικού κατανέμεται σε μια «τριγωνική» περιοχή στο δάπεδο ανάντη ακριβώς από την έξοδο της θύρας (όπως και στην χαμηλή αναλογία έγχυσης) (Σχήμα 5.9β). Μετά την αποκόλληση του από το δάπεδο, το ψυκτικό φιλμ αναρροφάται από την περιστροφική κίνηση της πεταλοειδούς (HV) και της δευτερογενούς (SV) δίνης και συγχωνεύεται σε αυτές.

5.2.3.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο

Με την αύξηση της ορμής του ψυκτικού τζετ (δηλαδή όσο η τιμή του I_r αυξάνεται) η κατανομή θερμοκρασίας στο δάπεδο παρουσιάζει μερικές διακριτές διαφορές σε σχέση με την περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.10. Με διακεκομμένη γραμμή φαίνεται και πάλι η περιοχή όπου η συγκεκριμένη αναλογία έγχυσης είναι αποτελεσματική (Περιοχή 1).

Στην περίπτωση αυτή, η μεγαλύτερη ταχύτητα (δηλαδή η ορμή) του ψυκτικού έχει ως αποτέλεσμα η περιοχή που τυγχάνει αποτελεσματικότερης ψύξης να είναι η λωρίδα που εκτείνεται ακριβώς ανάντη της θύρας έγχυσης (Σχήμα 5.10: Περιοχή 2). Η αντίστοιχη περιοχή όπου η ψύξη είναι πιο αποτελεσματική από την περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.2$ (Σχήμα 5.7: Περιοχή 2) εμφανίζεται να καλύπτει μικρότερη απόσταση ανάντη της θύρας έγχυσης (π.χ. $r^* \cong 1.25$), καλύπτει όμως μια πιο ευρεία περιοχή σε αποστάσεις πλησιέστερα στην έξοδο της θύρας (π.χ. κοντύτερα στο χείλος προσβολής).

Σχήμα 5.10: Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για $I_r = 0.5$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

5.2.4 Η περίπτωση της υψηλής αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.8$

5.2.4.1 Η διείσδυση του ψυκτικού, η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας

Στην περίπτωση της ακραίας αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.8$ η τοπολογία του πεδίου ροής στο επίπεδο συμμετρίας παρουσιάζει σημαντικές διαφορές σε σχέση με τις δύο προηγούμενες περιπτώσεις της χαμηλής $I_r = 0.2$ και τις μεσαίας $I_r = 0.5$ αναλογίας. Παρατηρώντας το Σχήμα 5.11α φαίνεται καθαρά ότι η τοπολογία των δινών μεταβάλλεται σημαντικά πάνω στο επίπεδο συμμετρίας. Εδώ, η ορμή του ψυκτικού είναι τόσο ισχυρή που προκαλεί σημαντική μετατόπιση των κέντρων των δινών ιδιαίτερα στο κέντρο της πεταλοειδούς δίνης (βλέπε Ενότητα 5.2.5). Το μεγάλης πλέον παροχής ψυκτικό καθώς διεισδύει κάτω από την δομή της πεταλοειδούς δίνης την ανυψώνει σημαντικά πάνω από το δάπεδο και την τροφοδοτεί συνεχώς, προκαλώντας έτσι μεγέθυνση τόσο της δομής όσο και της έντασης της. Αντιθέτως, φαίνεται ότι το "φούσκωμα" της πεταλοειδούς δίνης έχει ως αποτέλεσμα την σχετική μείωση των δομών της δευτερογενούς (SV) και της τριτογενούς (TV) δίνης, των οποίων το σημείο πρόσκρουσης μεταφέρεται σε αρκετά μεγαλύτερη απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής σε σχέση με τις δύο προηγούμενες περιπτώσεις.

Λόγω της μεγάλης αναλογίας έγχυσης το τζετ του ψυκτικού έχει αρκετά μεγάλη ορμή έτσι ώστε το κατώρευμα που δημιουργείται από την κύρια ροή μπροστά από το χείλος προσβολής να μην είναι ικανό να το πιέσει αποτελεσματικά προς το δάπεδο. Το αποτέλεσμα αυτού είναι ότι ένα μεγάλο ποσοστό των ροϊκών γραμμών του τζετ να αποκολλούνται από το δάπεδο με το κύριο σημείο ανύψωσης τους βρίσκεται σε απόσταση περίπου $r^* \cong 1.25$ (δηλαδή πιο κοντά στο χείλος προσβολής από ότι στις προηγούμενες περιπτώσεις). Ωστόσο, ένα μικρότερο ποσοστό των ροϊκών γραμμών του ψυκτικού καταφέρνει να διεισδύσει κάτω από την πεταλοειδή δίνη και καλύπτει την περιοχή ανάντη μέχρι και το σημείο που εμφανίζεται η δευτερογενής δίνη (SV) στην οποία τελικά συγχωνεύονται οι ροϊκές γραμμές από το ψυκτικό.

Σχήμα 5.11: Η κατανομή της ροής στο επίπεδο συμμετρίας για $I_r = 0.8$ και $\theta_c = 0.5$:
 α. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)
 β. Κατανομή της θερμοκρασίας (χρωματισμένο με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND})
 γ. Η διείδνυση του τζετ του εγχεόμενου αέρα (χρωματισμένο με την αδιάστατη ταχύτητα U/V_∞)

5.2.4.2 Αλληλεπίδραση ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή

Η μεγέθυνση στην δομή της πεταλοειδούς δίνης που προκαλείται από την αυξημένη τιμή της αναλογίας έγχυσης απεικονίζεται στο Σχήμα 5.12.

Σχήμα 5.12: Διείσδυση και κατανομή των ροϊκών γραμμών του εγχέομένου αέρα για $I_r = 0.2$ και $\Theta_c = 0.5$ χρωματισμένες με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

Το αυξημένης ορμής τζετ εισρέει στη περιοχή κάτω από τη δίνη (μεταξύ του κέντρου περιστροφής και του δαπέδου) αυξάνοντας έτσι την περιφερειακή ταχύτητα περιστροφής. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την περεταίρω αύξηση της φυγόκεντρου της δίνης η οποία μεταφράζεται σε "διόγκωση" και μεγέθυνση της (βλέπε Παράρτημα IV: Η "φύση" της πεταλοειδούς δίνης).. Αυτό συμβαίνει μόνο στην περιοχή γύρω από το επίπεδο συμμετρίας όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.12β. Σε περιοχές μακριά από την επίδραση του τζετ του ψυκτικού το μέγεθος της πεταλοειδούς δίνης επανέρχεται γρήγορα σε σχετικά φυσιολογικά μεγέθη.

5.2.4.3 Η προκύπτουσα μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο

Οι μεγάλες μεταβολές στο δευτερογενές τοπίο που παρατηρούνται στο επίπεδο συμμετρίας λόγω της υψηλής ταχύτητας έγχυσης, μεταφράζονται σε μεγάλες μεταβολές και ιδιομορφίες στην κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.13. Η περιοχή που το τζετ έχει μεγάλη αποτελεσματικότητα (Σχήμα 5.13: Περιοχή 2) είναι πλέον μια λεπτή λωρίδα με πλάτος περίπου ίδιο με αυτό της θυρίδας έγχυσης. Η ανάντη της θύρας απόσταση η οποία καλύπτει η περιοχή αυτή ανέρχεται περίπου μέχρι και το σημείο ανύψωσης των ροϊκών γραμμών του ψυκτικού ($r^* \cong 1.375$). Η περιοχή αυτή περικλείεται από μια δεύτερη περιοχή (Σχήμα 5.13: Περιοχή 1) η οποία εκτείνεται μέχρι το καινούριο σημείο σύγκρουσης της δευτερογενούς (SV) με την πεταλοειδή δίνη (HV), π.χ $r^* \cong 1.875$. Η περιοχή γύρω από το σημείο αυτό χαρακτηρίζεται από την δημιουργία μιας τρίτης ζώνης υψηλού ρυθμού μετάδοσης θερμότητας (Σχήμα 5.13: Ζώνη 3), η οποία είναι το αποτέλεσμα της μεταφοράς θερμού ρευστού προς το δάπεδο από την περιστροφική κίνηση της δευτερογενούς (SV) και τριτογενούς (TV) δίνης. Η ζώνη αυτή είναι σχετικά μικρή σε μέγεθος και περιορίζεται μόνο στην περιοχή κοντά στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta \cong \pm 10^\circ$) όπου η αλληλεπίδραση του ψυκτικού τζετ με την πεταλοειδή δίνη (HV) είναι έντονη. Είναι εμφανές ότι σε επίπεδα μακριά από την επίδραση του ψυκτικού τζετ η χαρακτηριστική ζώνη υψηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας (Σχήμα 5.13: Ζώνη 1) εμφανίζεται σε ακτινική απόσταση από το χείλος προσβολής ανάλογη αυτής των δύο προηγούμενων περιπτώσεων έγχυσης. Αυτό δείχνει ότι το σημείο σύγκρουσης της δευτερογενούς (SV) με την τριτογενή (TV) δίνη επανέρχεται πλέον στην αντίστοιχη ακτινική απόσταση. Είναι προφανές ότι το υψηλής ορμής ψυκτικό μεταβάλλει σημαντικά το σημείο ισορροπίας που καθορίζει την τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και σε επίπεδα κοντά σε αυτό. Όπως παρατηρήθηκε και στις προηγούμενες περιπτώσεις έγχυσης, όσο μεγαλύτερη είναι η αναλογία έγχυσης και ως εκ τούτου η ταχύτητα έγχυσης, τόσο πιο μικρή

είναι η περιοχή που ψύχεται ακριβώς ανάντη από την θύρα έγχυσης (π.χ. αντίστοιχη μείωση της γωνιάς θ στα Σχήματα 5.7, 5.10, 5.13).

Σχήμα 5.13: Η τοπολογία των δινών στο επίπεδο συμμετρίας και η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο για $I_r = 0.8$ και $\theta_c = 0.5$ χρωματισμένη με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας T_{ND}

5.2.5 Το πεδίο ροής στο επίπεδο συμμετρίας και η μετατόπιση του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης

5.2.5.1 Το μέσο (χρονικά) πεδίο ροής στο επίπεδο συμμετρίας

Στο Σχήμα 5.14 φαίνεται η επίδραση της έγχυσης ψυκτικού αέρα στην κατανομή των προφίλ της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση (Y/D) σε πέντε σημεία ανάντη του χείλους προσβολής στην γραμμή συμμετρίας. Αυτά αντιστοιχούν όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.14 στα: (1): οριακό στρώμα σε απόσταση ανάντη από το χείλος προσβολής (FS) όπου η ροή παραμένει ανεπηρέαστη από την παρουσία του σώματος, (2): κέντρο της τριτογενούς (SV) δίνης, (3): κέντρο της δευτερογενούς (SV) δίνης, (4): κέντρο της πεταλοειδούς (HV) δίνης και (5): κέντρο της γωνιακής (CV) δίνης. Επιπλέον δίπλα από κάθε διάγραμμα αναγράφεται η μετατόπιση του κέντρου περιστροφής της κάθε δίνης στο επίπεδο συμμετρίας σε σχέση με την αναλογία έγχυσης. Είναι σημαντικό εδώ να αναφερθεί ότι φυσική σημασία στην τιμή $U/V_\infty = 1$ σημαίνει ότι η συνιστώσα της ταχύτητας κατά την διεύθυνση κίνησης της ροής είναι ίση με την ταχύτητα της εισερχόμενης ροής, ενώ αρνητική τιμή σηματοδοτεί διεύθυνση της ροής μακριά από το χείλος προσβολής.

Η κατανομή της αδιάστατης ταχύτητας στο σημείο (FS) ($X_{up}/D = 0.666$) δηλαδή στην ανάντη του χείλους προσβολής απόσταση όπου η βαθμίδα στατικής πίεσης κατά το εκπέτασμα (span) του περυγίου δεν έχει γίνει ακόμα αισθητή από την εισερχόμενη ροή, παρουσιάζει κατανομή τυπικού δισδιάστατου οριακού στρώματος. Αυτό συμβαίνει για όλες τις περιπτώσεις έγχυσης και στην περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση.

Προχωρώντας κατάντη και στην βασική γεωμετρία όπου δεν χρησιμοποιείται έγχυση (Σχήμα 5.14α), το ρευστό κοντά στο δάπεδο αρχίζει να “καθυστερεί” μέχρι που μια σοβαρή ανάστροφη ροή είναι παρούσα σε απόσταση $X_{up}/D = 0.241$ η οποία και καθορίζει το κέντρο της πεταλοειδούς δίνης. Η ταχύτητα εκεί είναι σχεδόν το μισό της εισερχόμενης ταχύτητας του ρευστού (π.χ. $U/V_\infty = -0.5$). Κατάντη του σημείου αυτού και σε απόσταση $X_{up}/D = 0.0083$ (η οποία χαρακτηρίζει το κέντρο της γωνιακής δίνης (CV)) το ρευστό κοντά στο δάπεδο βλέπει μόνο μικρής έντασης ανάστροφη ροή, χαρακτηριστικό της ασθενούς έντασης της γωνιακής δίνης (CV).

Λόγω της εξάλειψης της παρουσίας της γωνιακής δίνης (CV) που προκαλείται στο επίπεδο συμμετρίας από το τζετ του ψυκτικού, το αντίστοιχο προφίλ ταχυτήτων έγινε για όλες τις περιπτώσεις έγχυσης στο αντίστοιχο σημείο όπου εμφανίζεται η γωνιακή δίνη για περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται χωρίς έγχυση, δηλαδή στο $X_{up}/D = 0.0083$. Το προφίλ της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ στο σημείο αυτό μεταβάλλεται σημαντικά σε συνάρτηση της αύξησης της αναλογίας έγχυσης αφού βρίσκεται σε πολύ μικρή απόσταση ανάντη της θυρίδας έγχυσης όπου το τζετ του ψυκτικού είναι ισχυρό. Στις περιπτώσεις έγχυσης, το ρευστό κοντά στο τοίχωμα (π.χ. στο $X_{up}/D = 0.0083$) υπόκειται σε ισχυρή ανάστροφη ροή λόγω του τζετ του ψυκτικού αέρα ο οποίος εγχέεται σε αντίστροφη φορά από αυτήν της κίνησης της κύριας ροής. Αναμενόμενο είναι ότι με αύξηση της αναλογίας έγχυσης η τιμή της ανάστροφης ταχύτητας αυξάνεται σε σχέση με την ταχύτητα της εισερχόμενης ροής.

Τα προφίλ ταχυτήτων που αντιστοιχούν στην δευτερογενή δίνη (SV) παρουσιάζουν το καθένα τις δικές του διακυμάνσεις ανάλογα με τον τρόπο που τροφοδοτείται η δίνη από τον ψυκτικό αέρα. Σημαντική είναι η ακτινική μετακίνηση (ανάντη απομάκρυνση από το χείλος προσβολής) τόσο της δευτερογενούς (SV) όσο και της τριτογενούς (TV) δίνης που προκαλείται κατά την χρησιμοποίηση της υψηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.8$) όπως παρουσιάστηκε και στην προηγούμενη Ενότητα.

Για όλες τις αναλογίες έγχυσης που διερευνήθηκαν το ψυκτικό τζετ προκαλεί μια σχετικά ελαφριά μετακίνηση του κέντρου περιστροφής της πεταλοειδούς δίνης (HV) εγγύτερα προς το χείλος προσβολής κατά την ακτινική απόσταση (X_{up}/D) σε σχέση με την περίπτωση χωρίς έγχυση. Αντιθέτως όμως, η μετακίνηση της πεταλοειδούς δίνης κατά την κάθετη διεύθυνση Y/D είναι σχετικά μικρή κατά την χρησιμοποίηση της χαμηλής ($I_r = 0.2$) και μεσαίας ($I_r = 0.5$) αναλογίας έγχυσης, όμως κατά την χρησιμοποίηση της υψηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.8$) η απόσταση του κέντρου περιστροφής της πεταλοειδούς δίνης (HV) από το δάπεδο αυξάνεται σημαντικά. Το τελευταίο γίνεται πιο κατανοητό στο Σχήμα 5.15 στο οποίο καταγράφεται η μετακίνηση της πεταλοειδούς δίνης (HV) σε σχέση με την αναλογία έγχυσης τόσο κατά την ακτινική όσο και την κάθετη διεύθυνση. Περισσότερες λεπτομέρειες για την κίνηση της πεταλοειδούς δίνης μπορούν να βρεθούν στο Παράρτημα IV: Η φύση της πεταλοειδούς δίνης.

α.

$$I_r = 0.0$$

$$\text{FS: } X_{up}/D = 0.666$$

$$\text{TV: } X_{up}/D = 0.378$$

$$\text{SV: } X_{up}/D = 0.291$$

$$\text{HV: } X_{up}/D = 0.241$$

$$\text{CV: } X_{up}/D = 0.0083$$

$$\text{HV core height:}$$

$$Y/D = 0.048$$

β.

$$I_r = 0.2$$

$$\text{FS: } X_{up}/D = 0.666$$

$$\text{TV: } X_{up}/D = 0.378$$

$$\text{SV: } X_{up}/D = 0.291$$

$$\text{HV: } X_{up}/D = 0.233$$

$$\text{CV: } X_{up}/D = 0.0083$$

$$\text{HV core height:}$$

$$Y/D = 0.061$$

γ.

$$I_r = 0.5$$

$$\text{FS: } X_{up}/D = 0.666$$

$$\text{TV: } X_{up}/D = 0.39$$

$$\text{SV: } X_{up}/D = 0.291$$

$$\text{HV: } X_{up}/D = 0.228$$

$$\text{CV: } X_{up}/D = 0.0083$$

$$\text{HV core height:}$$

$$Y/D = 0.062$$

δ.

$$I_r = 0.8$$

$$\text{FS: } X_{up}/D = 0.666$$

$$\text{TV: } X_{up}/D = 0.483$$

$$\text{SV: } X_{up}/D = 0.4$$

$$\text{HV: } X_{up}/D = 0.226$$

$$\text{CV: } X_{up}/D = 0.0083$$

$$\text{HV core height:}$$

$$Y/D = 0.1$$

Σχήμα 5.14: Κατανομή Y/D των προφίλ της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ σε σημεία ανάντη του χείλους προσβολής που συμπίπτουν με τα κέντρα των δινών στο επίπεδο συμμετρίας

Σχήμα 5.15: Μετακίνηση του κέντρου της πεταλοειδούς δίνης σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r στο επίπεδο συμμετρίας.

Σχήμα 5.16: Κατανομή συντελεστή στατικής πίεσης Cps :

- α. Κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας στο δάπεδο ανάντη του χείλους προσβολής
- β. Κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας του χείλους προσβολής (spanwise Y-direction).

Στο Σχήμα 5.16 απεικονίζονται τα προφίλ κατανομής του συντελεστή στατικής πίεσης CPs κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας στο δάπεδο ανάντη του χείλους προσβολής (Σχήμα 5.16α), όπως επίσης και κατά το μήκος του χείλους προσβολής (span direction) στο επίπεδο συμμετρίας (Σχήμα 5.16β). Η κατανομή της στατικής πίεσης στο δάπεδο είναι αντίστοιχη της κατανομής διπλής κορυφής που εμφανίζει η κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της ίδιας γραμμής.

Εξάλλου, το πρώτο τοπικό ελάχιστο που εμφανίζεται στη καμπύλη (π.χ. Σχήμα 5.16α: $0,2 \leq X_{up}/D \leq 0,3$ αναλόγως του I_r) αντιστοιχεί στο σημείο αποκόλλησης της πεταλοειδούς δίνης (HV) από το δάπεδο και οδηγεί σε τοπικό ελάχιστο την θερμοκρασία του δαπέδου και ως εκ τούτου και σε τοπικό ελάχιστο στον αριθμό Stanton (βλέπε Σχήμα 5.3). Επιπλέον, το δεύτερο τοπικό μέγιστο που εμφανίζεται στην κατανομή της στατικής πίεσης στο δάπεδο (π.χ. στο $0,3 \leq X_{up}/D \leq 0,5$ αναλόγως του I_r) αντιστοιχεί στο σημείο σύγκρουσης της δευτερογενούς (SV) με την τριτογενή δίνη (TV), όπου η δράση των δύο δινών προκαλεί τοπικά αύξηση στη τοπική θερμοκρασία του δαπέδου.

5.2.5.2 Το τρισδιάστατο πεδίο ροής σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r

Στα Σχήματα 5.17α~δ παρουσιάζεται το τρισδιάστατο πεδίο ροής που προκύπτει στην περιοχή σύνδεσης του σώματος με το δάπεδο τόσο ανάντη όσο και κατάντη του χείλους προσβολής του σώματος. Στην πάνω αριστερή γωνιά του κάθε Σχήματος παρουσιάζεται σε μεγέθυνση η περιοχή σύνδεσης του σώματος με το δάπεδο κοντά στο επίπεδο συμμετρίας. Για την απεικόνιση του τρισδιάστατου πεδίου χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της παραμέτρου Swirling Strength η οποία χαρακτηρίζεται ως το φανταστικό μέρος των μιγαδικών ιδιοτιμών του ταυστή της βαθμίδας της ταχύτητας (imaginary part of complex eigenvalues of velocity gradient vector) και έχει θετική τιμή μόνο εάν η διακρίνουσα είναι θετική. Η τιμή του Swirling Strength αντιπροσωπεύει την ένταση των στροβιλιζόμενων κινήσεων του ρευστού γύρω από τοπικά κέντρα περιστροφής⁶ [5.10], [5.11], [5.12]. Για όλες τις περιπτώσεις που φαίνονται στο Σχήμα

⁶ [5.10] J. Jeong and F. Hussain, , 1995. Journal of Fluid Mechanics. On the Identification of a Vortex. 69-94. 285.

[5.11] M. Jiang, R. Machiraju, and D. Thompson, Eurographics – IEEE VGTC Symposium on Visualization. A Novel Approach to Vortex Core Region Detection.

[5.12] S. K. Robinson, S. J. Kline, and P. R. Spalart, 1988. In Proc. Zoran P. Zaric Memorial International Seminar on Near Wall Turbulence. Statistical Analysis of Near-wall Structures in Turbulent Channel Flow.

5.17 η τιμή του Swirling Strength κρατήθηκε στο ίδιο επίπεδο για να διευκολυνθεί η σύγκριση των απεικονίσεων.

Στο Σχήμα 5.17α φαίνεται το τρισδιάστατο πεδίο ροής που σχηματίζεται για την βασική γεωμετρία χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης. Εδώ διακρίνονται καθαρά οι τέσσερις χαρακτηριστικές δίνες που σχηματίζονται στο επίπεδο συμμετρίας και ο τρόπος που αυτές αναπτύσσονται γύρω από το χείλος προσβολής και εκτείνονται σε σημαντική απόσταση κατάντη αυτού. Η χρησιμοποίηση της χαμηλής ($I_r = 0.2$) και μεσαίας ($I_r = 0.5$) αναλογίας έγχυσης προκαλεί μόνο ελαφρές μεταβολές στο τρισδιάστατο πεδίο ροής στην περιοχή αμέσως μπροστά από την θύρα έγχυσης κοντά στο επίπεδο συμμετρίας, όπως φαίνεται στα Σχήματα 5.17β και 5.17γ αντίστοιχα. Πέραν από την περιοχή αυτή η ροή επανέρχεται γρήγορα στην ίδια τοπολογία με αυτήν που εμφανίζεται στην περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Ως εκ τούτου η χρησιμοποίηση της προτεινόμενης θύρας ψύξης δεν αναμένεται να προκαλέσει περεταίρω προβλήματα αεροδυναμικού χαρακτήρα κατάντη του χείλους προσβολής (π.χ. αύξηση του μεγέθους και της έντασης της δίνης διακένου). Στην περίπτωση χρησιμοποίησης της αυξημένης αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.8$) το τρισδιάστατο πεδίο ροής μεταβάλλεται σημαντικά στην περιοχή μπροστά από την θυρίδα όπου ο ψυκτικός αέρας αλληλεπιδρά άμεσα με την τοπική τρισδιάστατη ροή.

$\alpha. I_r = 0.0$

$\beta. I_r = 0.2$

Σχήμα 5.17: Το τρισδιάστατο πεδίο ροής σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r για $\theta_c = 0.5$ (Visualization method: Swirling Strength)

5.2.5.3 Ιχνογραμμές (Streaklines) της ροής στο δάπεδο

Οπτικοποίηση των ιχνογραμμών της ροής στο δάπεδο με και χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης επιχειρείται στα Σχήματα 5.18α~δ. Για να διευκολυνθεί η σύγκριση, στις περιπτώσεις που χρησιμοποιείται έγχυση, υπερτίθενται οι τρισδιάστατες ροϊκές γραμμές του ψυκτικού αέρα στα αντίστοιχα σχήματα. Παρατηρώντας το Σχήμα 5.18α που αφορά την βασική γεωμετρία αναφοράς χωρίς έγχυση, διακρίνεται η γραμμή ανύψωσης (lift-off line) της πεταλοειδούς δίνης (1), η γραμμή σύγκρουσης της δευτερογενούς (SV) με την τριτογενή (TV) δίνη (2), καθώς και η γραμμή που καθορίζει το τελευταίο όριο της τριτογενούς δίνης (3) ανάντη του χείλους προσβολής. Γενικότερα η γραμμή (1) ορίζει και την γραμμή κίνησης του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης (HV) και καθορίζει την περιφέρεια γύρω από το χείλος προσβολής στην οποία η δίνη προκαλεί την αποκόλληση των ροϊκών γραμμών από το δάπεδο (Βλέπε Σχήμα 5.4α). Η χρησιμοποίηση χαμηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.2$) δεν προκαλεί σημαντικές αλλαγές στο χαρακτηριστικό πεδίο των ιχνογραμμών της ροής στο δάπεδο (Σχήμα 5.18β) σε σχέση με την βασική γεωμετρία αναφοράς χωρίς έγχυση. Όπως δείχθηκε και στην Ενότητα 5.2, οι ροϊκές γραμμές του ψυκτικού αέρα καθώς αυτές διεισδύουν κάτω από την δομή της πεταλοειδούς δίνης έχουν την ίδια φορά κίνησης με αυτήν των ροϊκών γραμμών του κάτω σκέλους της ίδιας της δίνης. Για τον λόγο αυτό, ακόμα και στην περιοχή ακριβώς ανάντη της θύρας έγχυσης όπου ο ψυκτικός αέρας εισέρχεται στη κύρια ροή δεν παρατηρούνται σημαντικές αλλαγές στην κατανομή των ιχνογραμμών. Παρόμοια είναι και η εικόνα που εμφανίζει η χρησιμοποίηση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.5$) όπου και πάλι δεν παρουσιάζονται σημαντικές μεταβολές (Σχήμα 5.18γ). Αντιθέτως, όταν η αναλογία έγχυσης γίνεται $I_r = 0.8$ η κατανομή των ιχνογραμμών στο δάπεδο παρουσιάζει σημαντικές αλλαγές, ιδιαίτερα στην περιοχή ανάντη του χείλους προσβολής, πάνω στη γραμμή συμμετρίας. Ο υψηλότερης ταχύτητας ψυκτικός αέρας προκαλεί ανάντη του χείλους προσβολής μετατόπιση της δευτερογενούς (SV) και τριτογενούς (TV) δίνης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός νέου σημείου συνάντησης των δύο δινών (Σχήμα 5.18δ: Σημείο 4) που προκαλεί σημαντική μετατόπιση της γραμμής σύγκρουσης (Σχήμα 5.18δ: Σημείο 2) των δύο δινών ανάντη του χείλους προσβολής. Η περιοχή που εκτείνεται η γραμμή (4) είναι σχετικά μικρής έκτασης και περιορίζεται μόνο στην περιοχή γύρω από το επίπεδο συμμετρίας όπου η αλληλεπίδραση του ψυκτικού τζετ με την πεταλοειδής δίνη (HV) είναι κυρίαρχη. Η καινούρια αυτή γραμμή πρόσκρουσης των δύο δινών είναι υπεύθυνη για την δημιουργία της τρίτης ζώνης υψηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας (π.χ. Σχήμα 5.13: Ζώνη 3).

$\gamma \cdot I_r = 0.5$

$\delta \cdot I_r = 0.8$

Σχήμα 5.18: Οι ιχνογραμμές της ροής στο δάπεδο σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r

5.3. Η επίδραση του αδιάστατου όρου θερμοκρασίας θ_c

Στα Σχήματα 5.19, 5.20, 5.21 παρουσιάζεται η αποτελεσματικότητα της ψύξης στο δάπεδο στην περιοχή σύνδεσης με το πτερύγιο σε όρους του αδιάστατου αριθμού Stanton, για τις τρεις διαφορετικές περιπτώσεις της αναλογίας έγχυσης I_r και για $\theta_c = 0.4$, $\theta_c = 0.5$, και $\theta_c = 0.6$ αντίστοιχα. Σε κάθε περίπτωση οι κατανομές αυτές συγκρίνονται με την αντίστοιχη κατανομή του αριθμού Stanton για την βασική γεωμετρία στην οποία δεν χρησιμοποιείται έγχυση ($\theta_c^{N.I}$). Όπως είναι αναμενόμενο η κατανομή του αριθμού Stanton για κάθε περίπτωση έγχυσης I_r είναι ανάλογη της κατανομής της θερμοκρασίας στο δάπεδο όπως αυτή παρουσιάστηκε στην Ενότητα 5.2.

Αναλύοντας τις επιφανειακές κατανομές για σταθερή τιμή του θ_c (π.χ. Σχήμα 5.19α~δ: $\theta_c = 0.4$) παρατηρείται ότι μεταβάλλοντας την αναλογία έγχυσης I_r , η περιοχή στο δάπεδο όπου η ψύξη είναι αποτελεσματική μεταβάλλεται αναλόγως των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών που προκύπτουν κατά την αλληλεπίδραση του εγχεόμενου ψυκτικού αέρα με την τοπική τρισδιάστατη ροή. Παρατηρώντας μεμονωμένα το Σχήμα 5.19α για την τυπική περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση ($\theta_c^{N.I}$) διακρίνονται καθαρά δύο ζώνες υψηλών αριθμών Stanton, αντίστοιχες με τις δύο ζώνες εμφάνισης υψηλής θερμοκρασίας στο δάπεδο όπως παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.2. Η πρώτη ζώνη εκτείνεται από $r^* = 1.0$ μέχρι και σε απόσταση $r^* \cong 1.48$ ανάντη του χείλους προσβολής ενώ η δεύτερη ζώνη περιορίζεται μεταξύ των ακτινικών αποστάσεων $r^* \cong 1.6$ με $r^* \cong 1.73$. Οι δύο αυτές ζώνες διαχωρίζονται μεταξύ τους με μια τρίτη ζώνη χαμηλών αριθμών Stanton η οποία προκύπτει από την γραμμή πρόσκρουσης της πεταλοειδούς (HV) με την δευτερογενής δίνη (SV) περιφερειακά του χείλους προσβολής του πτερυγίου περίπου στο $r^* \cong 1.5$. Η αντιπεριστρεφόμενη δράση των δύο αυτών δινών, όπως περιγράφεται και σε προηγούμενη ενότητα, απομακρύνει το θερμό ρευστό από το δάπεδο. Οι ζώνες αυτές εκτείνονται σχεδόν ημικυκλικά γύρω από το χείλος προσβολής ενώ περίπου μετά τις $\theta \cong 75^\circ$ από το επίπεδο συμμετρίας όλες οι παραπάνω ζώνες αρχίζουν να "απλώνουν" σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις r^* καθώς αναπτύσσονται κατάντη του χείλους προσβολής. Ανάντη της δεύτερης ζώνης περίπου μετά από ακτινική απόσταση $r^* \cong 1.75$ οι αριθμοί Stanton σε όλη την επιφάνεια του δαπέδου διατηρούνται σταθεροί στην αντίστοιχη τιμή του εισερχόμενου δισδιάστατου οριακού στρώματος ($St \cong 2.0 \times 10^{-3}$).

Σχήμα 5.19: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο για $\theta_c = 0.4$ και μεταβλητό I_γ

Σχήμα 5.20: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο για $\theta_c = 0.5$ και μεταβλητό I_γ

Σχήμα 5.21: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο για $\theta_c = 0.6$ και μεταβλητό I_γ

Η μέγιστη τιμή στον αριθμό Stanton εμφανίζεται αμέσως ανάντη από το σημείο σύνδεσης του περυγίου με το δάπεδο ($r^* \cong 1.04$) στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$). Η ακτινική απόσταση $r^* \cong 1.04$ αντιστοιχεί στο σημείο που οι εξωτερικές περιφέρειες της πεταλοειδούς (HV) και γωνιακής δίνης (CV) εφάπτονται. Εκεί η δράση των δύο δινών μεταφέρει θερμό ρευστό στο δάπεδο από την εξωτερική ροή με αποτέλεσμα ο αριθμός Stanton να εμφανίζει τιμή $St = 4.125 \times 10^{-3}$ η οποία αντιστοιχεί σε αύξηση περίπου 106% σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή του Stanton στο εισερχόμενο οριακό στρώμα (π.χ. $St \cong 2.0 \times 10^{-3}$). Η περιοχή μεταξύ της ακτινικής απόστασης $r^* = 0.0$ και $r^* \cong 1.04$ στο επίπεδο συμμετρίας κυριαρχείται από την γωνιακή δίνη (CV). Η αντίστοιχη περιοχή στο δάπεδο χαρακτηρίζεται από απότομη αύξηση στον αριθμό Stanton, του οποίου η τιμή αυξάνεται μονότονα από το $r^* = 0.0$ μέχρι το σημείο του μεγίστου $r^* \cong 1.04$ όπου παίρνει τιμή $St = 4.25 \times 10^{-3}$. Το τελευταίο γίνεται πιο εμφανές παρατηρώντας το Σχήμα 5.22 όπου παρουσιάζονται οι ακτινικές κατανομές του Stanton για όλες τις υπό διερεύνηση περιπτώσεις κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) ανάντη του χείλους προσβολής.

Σχήμα 5.22: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 0^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Επίσης πιο εμφανές στο Σχήμα 5.22 είναι και το δεύτερο μέγιστο στον αριθμό Stanton που εμφανίζεται περίπου στο $r^* \cong 1.625$ ως αποτέλεσμα την μεταφορά θερμού ρευστού προς το δάπεδο κάτω από την δράση της δευτερογενούς (SV) και τριτογενούς (TV) δίνης (βλέπε Σχήμα 5.2). Στο σημείο αυτό ο αριθμός Stanton εμφανίζει τιμή $St \cong 2.75 \times 10^{-3}$ ο οποίος αντιστοιχεί σε αύξηση περίπου 37% σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή στο εισερχόμενο οριακό στρώμα.

Καθώς ξεκινάει η έγχυση, για όλες τις περιπτώσεις της αναλογίας I_r , παρατηρείται μια δραστική μείωση στον αριθμό Stanton στην περιοχή του δαπέδου αμέσως ανάντη από την έξοδο του ψυκτικού αέρα από την θυρίδα έγχυσης (π.χ. Σχήμα 5,19 β,γ,δ), γεγονός που υποδεικνύει υψηλή αποτελεσματικότητα στην ψύξη της περιοχής. Στο επίπεδο συμμετρίας η μείωση στον αριθμό Stanton εμφανίζεται να είναι μέχρι και 50% μειωμένη στο $r^* \cong 1.0$ σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή στο εισερχόμενο οριακό στρώμα όταν το $\theta_c = 0.4$. Αύξηση στο θ_c επιφέρει μικρή σχετικά μείωση στην αποτελεσματικότητα της ψύξης στο επίπεδο συμμετρίας αμέσως ανάντη της εξόδου του ψυκτικού ($r^* \cong 1.0$) και οι αντίστοιχες τιμές που προκύπτουν για τον αριθμό Stanton προβλέπονται επίσης αρκετά κάτω από την τιμή στο εισερχόμενο οριακό στρώμα. Το τελευταίο γίνεται πιο κατανοητό παρατηρώντας και πάλι το Σχήμα 5.22 στο οποίο είναι εμφανές και το γεγονός ότι η αποτελεσματικότητα της ψύξης μειώνεται καθώς αυξάνεται η ανάντη απόσταση από το χείλος προσβολής (δηλαδή αυξάνεται ο αριθμός Stanton). Για τις περιπτώσεις που $I_r = 0.2$ και $I_r = 0.5$ η τιμή στον αριθμό Stanton συγκλίνει στην αντίστοιχη τιμή της τυπικής γεωμετρίας χωρίς έγχυση $\theta_c^{N,I}$, περίπου σε ακτινική απόσταση $r^* \cong 1.5$ στην οποία η πεταλοειδής δίνη (HV) ανασηκώνει τον ψυκτικό αέρα από το δάπεδο τερματίζοντας έτσι την αποτελεσματικότητά της. Όταν $I_r = 0.8$ είναι προφανές ότι ο ψυκτικός αέρας είναι αποτελεσματικός σε μεγαλύτερη ακτινική απόσταση ($r^* \cong 1.75$) στο επίπεδο συμμετρίας λόγω της μεγαλύτερης διεύθυνσης του ανάντη του χείλους προσβολής (Σχήμα 5.11). Επίσης παρατηρείται ότι πλέον το δεύτερο μέγιστο στον αριθμό Stanton μεταφέρεται σε πιο μεγάλη απόσταση ($r^* \cong 1.875$) ανάντη του χείλους προσβολής σε σχέση με τις περιπτώσεις $I_r = 0.2$, $I_r = 0.5$ και $\theta_c^{N,I}$. Αυτό είναι το αποτέλεσμα του καινούριου σημείου ισορροπίας στο εμφανίζεται η σύγκρουση της δευτερογενούς (SV) με την τριτογενή (TV) δίνη, μετά την "ώθηση" που υπόκεινται οι δύο δίνες από την ορμή του ψυκτικού αέρα.

Οι διακυμάνσεις που εμφανίζονται στην κατανομή του Stanton στο Σχήμα 5.22 (δηλαδή ο τρόπος με τον οποίο ο αριθμός Stanton αυξάνεται στο επίπεδο συμμετρίας μέχρι να συγκλίνει στην αντίστοιχη τιμή της περίπτωσης $\theta_c^{N,I}$) είναι ανάλογες του I_r . Ανάλογη του I_r είναι όλη η

περιοχή στο δάπεδο στην οποία η ψύξη είναι αποτελεσματική. Αναλύοντας και πάλι τις επιφανειακές κατανομές για σταθερή τιμή του θ_c για τις διάφορες τιμές του I_r (π.χ. Σχήμα 5.19α~δ: $\theta_c = 0.4$) τα παρακάτω συμπεράσματα εξάγονται:

(i) Όταν η αναλογία έγχυσης είναι $I_r = 0.2$ (Σχήμα 5.19β), οι τιμές του αριθμού Stanton στην περιοχή γύρω από το επίπεδο συμμετρίας αμέσως ανάντη της θύρας έγχυσης παρουσιάζουν μια δραστική μείωση σε σχέση με τους αντίστοιχους αριθμούς για την περίπτωση που δε χρησιμοποιείται έγχυση $\theta_c^{N.I}$. Η περιοχή στην οποία η έγχυση είναι αποτελεσματική εκτείνεται περίπου μέχρι και το $r^* \cong 1.5$ και περικλείεται από τα γωνιακά επίπεδα των $\theta \cong \pm 15^\circ$ γύρω από το επίπεδο συμμετρίας. Η περιοχή δηλαδή που ο αριθμός Stanton στην περίπτωση $\theta_c^{N.I}$ κατείχε τις υψηλότερες τιμές αντιμετωπίζεται επιτυχώς από την χρησιμοποίηση της έγχυσης. Όπως αναφέρθηκε και προηγούμενος η δραστικότερη μείωση στον αριθμό Stanton εμφανίζεται στο επίπεδο συμμετρίας. Κατά την απομάκρυνση από το επίπεδο συμμετρίας προς γειτονικά γωνιακά επίπεδα ($0^\circ < \theta < \pm 15^\circ$), η αποτελεσματικότητα της έγχυσης αρχίζει να μειώνεται σταδιακά, όμως και πάλι η οι αντίστοιχοι αριθμοί Stanton είναι αρκετά μειωμένοι σε σχέση με την περίπτωση $\theta_c^{N.I}$. Το τελευταίο γίνεται πιο κατανοητό παρατηρώντας τα Σχήματα 5.23, 5.24, 5.25 και στρέφοντας την προσοχή στην περίπτωση του $I_r = 0.2$. Τα Σχήματα αυτά δείχνουν αντίστοιχα τις ακτινικές κατανομές του αριθμού Stanton κατά μήκος των επιπέδων των $\theta = 5^\circ$, $\theta = 10^\circ$ και $\theta = 15^\circ$. Αυτό που παρατηρείται είναι ότι τόσο στο επίπεδο των $\theta = 5^\circ$ όσο και στο επίπεδο των $\theta = 10^\circ$ οι αριθμοί Stanton είναι εμφανώς μειωμένοι στην περιοχή $0 < r^* < 1.5$ σε σχέση με την περίπτωση $\theta_c^{N.I}$. Ωστόσο, στο γωνιακό επίπεδο των $\theta = 15^\circ$ (Σχήμα 5.25) η μείωση αυτή περιορίζεται και οι αριθμοί Stanton προσεγγίζουν τους αντίστοιχους στην κατανομή του $\theta_c^{N.I}$. Πέραν του επιπέδου των $\theta = 15^\circ$ η επιφανειακή κατανομή εμφανίζεται λίγο πολύ ανεπηρέαστη από την χρησιμοποίηση της έγχυσης όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.26 όπου παρουσιάζεται η ακτινική κατανομή του Stanton για το επίπεδο των $\theta = 30^\circ$. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η πλειοψηφία της μάζας του ψυκτικού αέρα αναρροφάται από την περιστροφική κίνηση της πεταλοειδούς (HV) και δευτερογενούς (SV) δίνης και μεταφέρεται κατάντη του πτερυγίου ακολουθώντας την πορεία των δινών όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.6. Ως εκ τούτου το ψυκτικό δεν επηρεάζει την περιοχή που περικλείεται μεταξύ της πορείας των δινών και του σώματος πέραν των $\theta = 15^\circ$. Επίσης, πέραν της ακτινικής απόστασης $r^* \cong 1.5$, οι κατανομές ταυτίζονται με τις αντίστοιχες της περίπτωσης $\theta_c^{N.I}$, αφού στο σημείο αυτό γίνεται η αποκόλληση των ροικών γραμμών του ψυκτικού αέρα από το δάπεδο λόγω της παρουσίας της πεταλοειδούς δίνης, όπως περιγράφηκε σε προηγούμενη Ενότητα.

Σχήμα 5.23: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 5^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.24: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 10^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.25: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 15^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.26: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 30^\circ$

(ii) Όταν η αναλογία έγχυσης αυξάνεται στο $I_r = 0.5$ (Σχήμα 5.19γ) η περιοχή στην οποία η έγχυση είναι αποτελεσματική μεταβάλλεται σε σχέση με την περίπτωση που $I_r = 0.2$. Αυτή την φορά, η αποτελεσματική περιοχή περιορίζεται μεταξύ μικρότερου εύρους γωνιακών επίπεδων γύρω από το επίπεδο συμμετρίας, γύρω στα $\theta < \pm 10^\circ$, λόγω της υψηλότερης ορμής του ψυκτικού αέρα όπως περιγράφηκε και στην Ενότητα 5.2.3.3. Η ανάντη του χείλους προσβολής απόσταση που διανύει ο ψυκτικός αέρας είναι σχεδόν ίδιος με την περίπτωση που $I_r = 0.2$ και εκτείνεται και πάλι μέχρι και το $r^* \cong 1.5$ από όπου και αποκολλάται από το δάπεδο λόγω της παρουσίας της πεταλοειδούς δίνης (HV). Ο αυξημένης παροχής ψυκτικός αέρας έχει ως αποτέλεσμα η περιοχή μεταξύ $r^* \cong 1.0$ και $r^* \cong 1.4$ στο επίπεδο συμμετρίας $\theta = 0^\circ$ να εμφανίζει σχεδόν σταθερή μείωση στον αριθμό Stanton σε σχέση με την περίπτωση που $I_r = 0.2$ στην οποία ο αριθμός Stanton αυξάνεται σχεδόν μονότονα στην ίδια περιοχή. Το τελευταίο φαίνεται πιο ξεκάθαρα στο Σχήμα 5.22.

Η εικόνα στην αποτελεσματικότητα της ψύξης για τα γειτονικά γωνιακά επίπεδα είναι παρόμοια με την περίπτωση του $I_r = 0.2$. Δηλαδή κατά την απομάκρυνση από το επίπεδο συμμετρίας προς γειτονικά γωνιακά επίπεδα ($0^\circ < \theta < \pm 10^\circ$), η αποτελεσματικότητα της έγχυσης αρχίζει να μειώνεται σταδιακά. Παρατηρώντας και πάλι τα Σχήματα 5.23, 5.24, 5.25 και στρέφοντας την προσοχή αυτή την φορά στην περίπτωση του $I_r = 0.5$, φαίνεται ότι ενώ στο επίπεδο των $\theta = 5^\circ$ (Σχήμα 5.23) ο ψυκτικός αέρας έχει ακόμα επίδραση στην γωνία σύνδεσης (π.χ. $r^* \cong 1.0$), στο επίπεδο των $\theta = 10^\circ$ (Σχήμα 5.24) η επίδραση στο ίδιο σημείο είναι μηδενική και ο αριθμός Stanton είναι σχεδόν ίδιος με την περίπτωση $\theta_c^{N,I}$. Ωστόσο, στο επίπεδο των $\theta = 10^\circ$ και σε πολύ μικρή απόσταση ανάντη της γωνιάς σύνδεσης ($r^* \cong 1.125$) παρατηρείται και πάλι δραστική μείωση στον αριθμό Stanton ο οποίος διατηρείται στα χαμηλά αυτά επίπεδα μέχρι και την ακτινική απόσταση των $r^* \cong 1.375$. Πέραν του σημείου αυτού ο Stanton αυξάνεται και πάλι και συγκλίνει στην τιμή της περίπτωσης $\theta_c^{N,I}$ στο σημείο $r^* \cong 1.5$. Η ιδιαίτερη αυτή κατανομή οφείλεται στο ιδιαίτερο σχήμα τύπου "μανιταριού" της ψυχόμενης περιοχής που εμφανίζεται τόσο στην περίπτωση του $I_r = 0.2$ (Σχήμα 5.19β) όσο και στην περίπτωση του $I_r = 0.5$ (Σχήμα 5.19γ). Δηλαδή κοντά στο σημείο της έγχυσης (γωνία σύνδεσης) η περιοχή που η έγχυση είναι αποτελεσματική εμφανίζεται "στενότερη" (λόγω της ορμής του ψυκτικού) και στην συνέχεια σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις η αποτελεσματική περιοχή "απλώνεται" και εκτείνεται (λόγω της δράσης της πεταλοειδούς δίνης) σε μεγαλύτερη περιοχή στο δάπεδο. Αυτός είναι και ο λόγος εμφάνισης των τοπικών ελαχίστων στις κατανομές του αριθμού Stanton στα Σχήματα 5.23, 5.24, 5.25.

Στο γωνιακό επίπεδο των $\theta = 15^\circ$ (Σχήμα 5.25) η εικόνα της αποτελεσματικότητας είναι ίδια με την περίπτωση του $I_r = 0.2$. Ο ψυκτικός αέρας στο επίπεδο αυτό σχεδόν χάνει την αποτελεσματικότητά του και οι αριθμοί Stanton αρχίζουν να προσεγγίζουν τους αντίστοιχους στην κατανομή του $\theta_c^{N.I}$. Στο επίπεδο των $\theta = 30^\circ$ (Σχήμα 5.26) η αποτελεσματικότητα είναι μηδενική και οι κατανομή στον αριθμό Stanton συμπίπτει σχεδόν με την κατανομή του $\theta_c^{N.I}$. Στο Σχήμα 5.26 παρατηρείται επιπλέον το γεγονός ότι το δεύτερο μέγιστο στον αριθμό Stanton μεταφέρεται ελαφρά σε πιο κοντινή στο περύγιο απόσταση με την χρησιμοποίηση της έγχυσης όπως σχολιάστηκε και στην Ενότητα 5.2.5.1.

(iii) Η αντίστοιχη περιοχή στο δάπεδο στην οποία ο ψυκτικός αέρας είναι αποτελεσματικός για την περίπτωση που $I_r = 0.8$ (Σχήμα 5.19δ) εμφανίζεται εντελώς διαφοροποιημένη σε σχέση με τις δύο προηγούμενες περιπτώσεις αναλογιών έγχυσης και είναι αντίστοιχη της θερμοκρασιακής κατανομής που περιγράφηκε στην Ενότητα 5.2.4.3. Το υψηλής ορμής τζετ του ψυκτικού αέρα έχει ως αποτέλεσμα την μεταβολή των τοπικών αεροδυναμικών χαρακτηριστικών του τρισδιάστατου πεδίου ροής (βλέπε Ενότητα 5.2.4) και ως εκ τούτου και την μεταβολή της συνεπακόλουθης μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο. Η περιοχή στο δάπεδο στην οποία η έγχυση είναι αποτελεσματική περικλείεται σε ένα εύρος γωνιακών επιπέδων γύρω από το επίπεδο συμμετρίας μικρότερο από $\theta \cong \pm 5^\circ$, όμως ο ψυκτικός αέρας είναι αποτελεσματικός σε μεγαλύτερη ακτινική απόσταση ($r^* \cong 1.75$) στο επίπεδο συμμετρίας λόγω της μεγαλύτερης διεύθυνσης του ανάντη του χείλους προσβολής (Σχήμα 5.11).

Στο επίπεδο των $\theta = 5^\circ$ (Σχήμα 5.23) στην γωνία σύνδεσης (π.χ. $r^* \cong 1.0$) η αποτελεσματικότητα της έγχυσης είναι μηδενική και οι τιμές στον αριθμό Stanton δεν έχουν ουσιαστική διαφορά από αυτούς της περίπτωσης $\theta_c^{N.I}$. Προχωρώντας ανάντη του σημείου σύνδεσης ο αριθμός Stanton μειώνεται μέχρι ενός τοπικού ελάχιστου περίπου στο σημείο $r^* \cong 1.31$, που επίσης οφείλεται στο ιδιαίτερο σχήμα της ψυχόμενης περιοχής που προκύπτει στο δάπεδο.

Στα επίπεδα των $\theta = 10^\circ$ (Σχήμα 5.24) και $\theta = 15^\circ$ (Σχήμα 5.25) η αποτελεσματικότητα μειώνεται σε σχεδόν μηδενικά επίπεδα και οι διακυμάνσεις που παρουσιάζουν οι κατανομές του αριθμού Stanton σε σχέση με την περίπτωση που $\theta_c^{N.I}$ οφείλονται στην μεταβολή των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών λόγω της έγχυσης.

(iv) Αυξάνοντας την τιμή του αδιάστατου όρου θερμοκρασίας θ_c , που πρακτικά σημαίνει αύξηση στην θερμοκρασία έγχυσης, οι αντίστοιχες επιφανειακές κατανομές (π.χ. Σχήμα 5.20α~δ: $\theta_c = 0.5$ και Σχήμα 5.21α~δ: $\theta_c = 0.6$) δεν παρουσιάζουν διαφορές σε όσον αφορά την περιοχή που η εκάστοτε αναλογία έγχυσης I_r είναι αποτελεσματική. Αυτό που μεταβάλλεται ουσιαστικά είναι οι τιμές του αριθμού Stanton. Όπως είναι αναμενόμενο, αύξηση στην τιμή του θ_c προκαλεί μεγαλύτερους (σε σχέση με το $\theta_c = 0.4$) αριθμούς Stanton και ως εκ τούτου μειώνεται η αποτελεσματικότητα της ψύξης. Πιο συγκεκριμένα παίρνοντας ως σημείο αναφοράς την ακτινική κατανομή στο επίπεδο συμμετρίας $\theta = 0^\circ$ (Σχήμα 5.22) στο σημείο σύνδεσης ($r^* \cong 1.0$) είναι προφανές ότι όταν $\theta_c = 0.4$ η τιμή του αριθμού Stanton προβλέπεται κατά 50% μειωμένη σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή στο εισερχόμενο οριακό στρώμα. Αντίστοιχα, όταν $\theta_c = 0.5$ η αντίστοιχη ποσοστιαία μείωση είναι της τάξης του 38,5% και όταν $\theta_c = 0.6$ η αντίστοιχη μείωση πέφτει περίπου στα 31,2%.

(v) Για όλες τις περιπτώσεις έγχυσης, μετά το γωνιακό επίπεδο των $\theta \cong \pm 15^\circ$ οι τιμές στην επιφανειακή κατανομή του αριθμού Stanton (Σχήματα 5.19, 5.20, 5.21) δεν μεταβάλλονται και ως εκ τούτου η χρησιμοποίηση της έγχυσης παρουσιάζει μηδενική αποτελεσματικότητα. Δηλαδή οι αριθμοί Stanton στο δάπεδο διατηρούνται λίγο πολύ οι ίδιοι με την περίπτωση $\theta_c^{N,I}$ στην οποία δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Το τελευταίο διακρίνεται καλύτερα στα Σχήματα 5.27 και 5.28 όπου παρουσιάζονται οι κατανομές του αριθμού Stanton στα γωνιακά επίπεδα των $\theta = 60^\circ$ και $\theta = 90^\circ$. Στα διαγράμματα αυτά οι διαφορές που παρατηρούνται οφείλονται στην μεταβολή των αεροδυναμικών χαρακτηριστικών λόγω της εκάστοτε χρησιμοποιούμενης αναλογίας έγχυσης I_r . Για παράδειγμα, όπως αναφέρεται και στην Ενότητα 5.2.5.1, η αύξηση στην αναλογία έγχυσης I_r προκαλεί μετατόπιση της πεταλοειδούς δίνης κοντύτερα στο περύγιο. Ως εκ τούτου, η απόσταση του κέντρου της πεταλοειδούς δίνης (HV) από το περύγιο εμφανίζεται μειωμένη καθώς η δίνη αναπτύσσεται κατάντη του χείλους προσβολής. Αυτό δικαιολογεί και την μεταφορά του δεύτερου μέγιστου στον αριθμό Stanton πιο κοντά στο περύγιο, όπως φαίνεται στα Σχήματα 5.27 και 5.28.

(vi) Στο Σχήμα 5.29 διαγράφεται η κατανομή του αριθμού Stanton σε γωνιακά επίπεδα στην περιφέρεια του χείλους προσβολής σε σταθερή ακτίνα $r^* = 1.125$ ανάντη του χείλους προσβολής. Τα διαγράμματα αυτά δίνουν μια άλλη όψη της περιοχής στην οποία η έγχυση είναι αποτελεσματική στο δάπεδο. Εδώ φαίνεται καθαρά ότι η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο κατανέμεται σχεδόν ημικυκλικά γύρω από το χείλος προσβολής στην περίπτωση που δεν

χρησιμοποιείται έγχυση ($\theta_c^{N,I}$), αφού οι τιμές στην κατανομή του αριθμού Stanton μεταβάλλονται ελάχιστα μεταξύ των γωνιών $\theta = 0^\circ$ ($St \cong 2.6 \times 10^{-3}$) και $\theta = 90^\circ$ ($St \cong 2.5 \times 10^{-3}$). Αντιθέτως κατά την χρησιμοποίηση της έγχυσης, στα γειτονικά γωνιακά επίπεδα γύρω από το επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) φαίνεται η μείωση στον αριθμό Stanton η οποία είναι βέβαια ανάλογη της αναλογίας έγχυσης I_r . Είναι προφανές ότι κατά την χρησιμοποίηση των αναλογιών έγχυσης $I_r = 0.2$ και $I_r = 0.5$ η αποτελεσματικότητα στην ψύξη στο $r^* = 1.125$ τερματίζεται περίπου στο γωνιακό επίπεδο των $\theta \cong 15^\circ$, όπου και οι αριθμοί Stanton αρχίζουν να τείνουν σε αυτούς της περίπτωσης $\theta_c^{N,I}$ όπου δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Προχωρώντας σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις r^* (εντός των ορίων της αποτελεσματικής περιοχής) ο αριθμός Stanton αρχίζει να τείνει σε αυτούς της περίπτωσης $\theta_c^{N,I}$ σε μεγαλύτερα γωνιακά επίπεδα. Αυτό γίνεται κατανοητό στο Σχήμα 5.30 όπου φαίνονται οι αντίστοιχες κατανομές του αριθμού Stanton για σταθερή ακτίνα $r^* = 1.25$. Στην ακτινική αυτή θέση, η αποτελεσματικότητα στην ψύξη τερματίζεται περίπου στο γωνιακό επίπεδο των $\theta \cong 20^\circ$ (κατά την χρησιμοποίηση των αναλογιών έγχυσης $I_r = 0.2$ και $I_r = 0.5$). Αυτό οφείλεται στην ιδιαίτερη μορφή τύπου “μανιταριού” που παίρνει η αποτελεσματική περιοχή στο δάπεδο όπως περιγράφηκε και προηγουμένως στην Ενότητα αυτή.

Στην περίπτωση χρησιμοποίησης της υψηλής αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.8$ η γενική εικόνα που παρουσιάζεται στις αντίστοιχες κατανομές του αριθμού Stanton (Σχήμα 5.29 και 5.30) είναι παρόμοια με αυτήν που εμφανίζεται στις χαμηλότερες αναλογίες έγχυσης, διακρίνονται όμως μερικές χαρακτηριστικές διαφορές. Οι μεταβολές στο πεδίο ροής που προκαλεί η αλληλεπίδραση του υψηλής ορμής τζετ με την τοπική τρισδιάστατη ροή, έχει ως αποτέλεσμα μια σχετικά μικρή αύξηση στην μετάδοση θερμότητας στην περιοχή στο δάπεδο που εκτείνεται μεταξύ της τροχιάς της πεταλοειδούς δίνης (HV) και του περυγίου (Σχήματα 5.19δ, 5.20δ, 5.21δ). Για αυτό τον λόγο οι αντίστοιχοι αριθμοί Stanton στα Σχήματα 5.29 και 5.30 για την αναλογία έγχυσης $I_r = 0.8$ παρουσιάζουν τιμές μεγαλύτερες από αυτές που ισχύουν για την περίπτωση $\theta_c^{N,I}$ που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Ωστόσο όπως θα δειχτεί στο επόμενο Κεφάλαιο, όπου παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα, τέτοια φαινόμενα δεν παρατηρούνται, λόγω της εξομάλυνσης που υφίσταται η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Οι εξομαλύνσεις αυτές οφείλονται κυρίως σε δύο λόγους, στην ασταθή κίνηση χαμηλών συχνοτήτων της πεταλοειδούς δίνης και στην τρισδιάστατη διάχυση θερμότητας μέσα στο πάχος του υλικού του δαπέδου.

Σχήμα 5.27: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 60^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.28: Η κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή στις $\theta = 90^\circ$ ανάντη του χείλους προσβολής

Σχήμα 5.29: Η γωνιακή κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή ανάντη του χείλους προσβολής σε σταθερή ακτίνα $r^* = 1.125$

Σχήμα 5.30: Η γωνιακή κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο σε τομή ανάντη του χείλους προσβολής σε σταθερή ακτίνα $r^* = 1.25$

6.1. ΤΟ ΠΡΟΦΙΛ ΤΟΥ ΕΠΕΡΧΟΜΕΝΟΥ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΟΡΙΑΚΟΥ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΚΑΤΑ ΤΟ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ....	156
6.2. Η ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΟΥ ΑΡΙΘΜΟΥ STANTON ΚΑΤΑ ΤΟ ΜΗΚΟΣ ΤΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ, ΣΤΟ ΕΠΙΠΕΔΟ ΣΥΜΜΕΤΡΙΑΣ	157
6.3. Η ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΤΩΝ ΥΠΕΡΥΘΡΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ ΚΑΙ Ο ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΩΝ ΑΡΙΘΜΩΝ STANTON ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ	160
6.4. Η ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΟΥ ΑΡΙΘΜΟΥ STANTON ΣΤΟ ΔΑΠΕΔΟ	163
6.4.1 Η περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης ($Ir = 0.2$) και η επίδραση του θ_c	163
6.4.2 Η περίπτωση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης ($Ir = 0.5$) και η επίδραση του θ_c	167
6.4.3 Η περίπτωση της υψηλής αναλογίας έγχυσης ($Ir = 0.8$) και η επίδραση του θ_c	170
6.5. Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΑΝΑΛΟΓΙΑΣ ΕΓΧΥΣΗΣ Ir ΚΑΙ ΤΟΥ ΑΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΟΡΟΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ θ_c	174
6.6. ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΣΕ ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΕΣ ΠΡΟΒΛΕΨΕΙΣ.....	180
6.6.1 Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων με τις αντίστοιχες υπολογιστικές προβλέψεις	180
6.6.2 Ερμηνεία των αποκλίσεων μεταξύ Υπολογιστικών Προβλέψεων και Πειραματικών μετρήσεων ..	190

Κεφάλαιο 6

Πειραματικά Αποτελέσματα (Experimental Results)

Στο Κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα όπως προέκυψαν από την πειραματική διάταξη που κατασκευάστηκε. Όπως περιγράφεται αναλυτικά στο Κεφάλαιο 3, τα πειράματα διεξήχθησαν σε αντίστροφη κατάσταση λειτουργίας (π.χ. Θερμό δάπεδο – ψυχρό ελεύθερο ρεύμα αέρα – Θερμότερο ψυκτικό ρευστό) αλλά οι παραγόμενοι συντελεστές μεταφοράς θερμότητας (Stanton) αναμένεται να αναπαριστούν εύστοχα τις αντίστοιχες κατανομές στους πραγματικούς κινητήρες. Η κατανομή της θερμικής ροής (στην μόνιμη κατάσταση) στο δάπεδο κοντά στην σύνδεση του με το σώμα – περύγιο μετρήθηκε χρησιμοποιώντας την μέθοδο της υπέρυθρης θερμογραφίας. Για κάθε μέτρηση, τουλάχιστον τρεις θερμικές φωτογραφίες συσχετίζονταν μεταξύ τους για να προκύψει η τελική εικόνα για περεταίρω επεξεργασία. Εξάλλου κάθε μια από τις τρεις φωτογραφίες ήταν το αποτέλεσμα του μέσου όρου από 30 διαδοχικά καρέ που η υπέρυθρη κάμερα είχε δυνατότητα συλλογής. Για την συλλογή των υπέρυθρων εικόνων χρησιμοποιήθηκε το ειδικό λογισμικό ThermoCAM Researcher της εταιρείας FLIR, το οποίο παρέχει μεταξύ άλλων δυνατότητες παρακολούθησης σε πραγματικό χρόνο, ψηφιακής αποθήκευσης και ανάλυσης.

Η τελική εικόνα που προκύπτει μεταφέρεται επίσης σε ειδικό λογισμικό (FLIR Quick Report) μέσω από το οποίο η εικόνα μετατρέπεται και αποθηκεύεται σαν αρχείο δεδομένων. Η επεξεργασία των δεδομένων γίνεται αργότερα τόσο με την βοήθεια του MS Excel όσο και με την χρησιμοποίηση του OriginPro, λογισμικά τα οποία παρέχουν δυνατότητες χειρισμού και διαχείρισης του σχετικά μεγάλου πίνακα δεδομένων που προκύπτουν από κάθε υπέρυθρη φωτογραφία (π.χ. 640x480). Τέλος, τα λογισμικά Golden Surfer 10 και Tecplot 360 χρησιμοποιήθηκαν για την δημιουργία των τρισδιάστατων περιγραμμάτων (contour plots) που αφορούν στην επιφανειακή κατανομή της θερμοκρασίας και του αριθμού Stanton στο δάπεδο.

6.1. Το προφίλ του επερχόμενου αεροδυναμικού οριακού στρώματος κατά το μήκος της γραμμής συμμετρίας στο επίπεδο συμμετρίας

Το Σχήμα 6.1 παρέχει μια αίσθηση του επερχόμενου οριακού στρώματος σε απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής όπου το οριακό στρώμα που πλησιάζει το περυγίο παραμένει ακόμη ανεπηρέαστο από την παρουσία του ίδιου του περυγίου. Τα πειραματικά δεδομένα συγκρίνονται με αντίστοιχα αεροδυναμικά προφίλ επερχομένων οριακών στρωμάτων που παρουσιάστηκαν από τους Sundaram και Thole¹ [6.1] και Kang et. al.² [6.2] σε αντίστοιχες γεωμετρίες. Επίσης, το προφίλ του οριακού στρώματος συγκρίνεται έναντι της γνωστής εμπειρικής σχέσης “Seventh Power Law”

$$\frac{U}{V_{\infty}} = \left(\frac{Y}{\delta}\right)^{1/7} \quad (6.1)$$

η οποία ισχύει για ροές τυρβώδη οριακών στρωμάτων πάνω σε επίπεδες πλάκες³ [6.3].

Σχήμα 6.1: Το προφίλ του επερχόμενου αεροδυναμικού οριακού στρώματος σε σχέση με αντίστοιχα προφίλ από άλλες μελέτες σε παρόμοιες γεωμετρίες

¹ [6.1] **Sundaram N. and K.A Thole**, Film Cooling flowfields with trenched holes on an endwall, ASME Turbo Expo 2008: Power for land, Sea and Air, GT2008, Berlin, Germany.

² [6.2] **Kang M. B., Kohli A., Thole K. A.**, 1999, Heat Transfer and Flowfield Measurement in the Leading edge region of a Stator Vane Endwall, Journal of Turbomachinery, Vol. 121, pp. 558-568.

³ [6.3] **Douglas J. F., Gasiorek J., Swaffield J.**, Fluid Mechanics, 4th Edition, Prentice Hall.

Στις μελέτες [6.1] και [6.2] το οριακό στρώμα εισόδου μετρήθηκε σε ακτινική απόσταση $0.6C$ ανάντη του σημείου λίμνασης στο χείλος προσβολής (επίπεδο συμμετρίας), όπου εδώ το C αναφέρεται στην πραγματική χορδή του πτερυγίου που χρησιμοποιήθηκε για την εκάστοτε περίπτωση.

Για την παρούσα περίπτωση, στην μέτρηση του αεροδυναμικού οριακού στρώματος χρησιμοποιήθηκε ένα ανεμόμετρο θερμού σύρματος μονού αισθητήρα, ο οποίος έφερε σύρμα διαμέτρου $5\mu m$ και μήκους $1,5mm$ (βλέπε Κεφάλαιο 3, Ενότητα 3.1.3.3). Τα χαρακτηριστικά του οριακού στρώματος (βλέπε Κεφάλαιο 3, Ενότητα 3.2.1.2) μετρήθηκαν σε απόσταση $X_{UP}/C = 0,6$ ανάντη του χείλους προσβολής. Το προφίλ της ταχύτητας που μετρήθηκε εμφανίζει μορφή πλήρους ανεπτυγμένου τυρβώδους οριακού στρώματος και είναι σχετικά σε καλή συμφωνία σε σχέση με τα αντίστοιχα προφίλ που φαίνονται στο Σχήμα 6.1.

6.2. Η κατανομή του αριθμού Stanton κατά το μήκος της γραμμής συμμετρίας στο δάπεδο, στο επίπεδο συμμετρίας

Το Σχήμα 6.2 παρουσιάζεται η κατανομή του αριθμού Stanton (St) μόλις ανάντη του σημείου σύνδεσης, κατά μήκος του δαπέδου στο επίπεδο συμμετρίας όπως μετρήθηκε στην παρούσα μελέτη. Τα πειραματικά δεδομένα συγκρίνονται στο ίδιο διάγραμμα σε σχέση με τις αντίστοιχες κατανομές αριθμού Stanton σε επίσης παρόμοιες γεωμετρίες. Τα σχετικά δεδομένα από τους Praisner και Smith⁴ [6.4], [6.5] όπως επίσης και των Lewis et. al.⁵ [6.6] παράχθηκαν από πειραματικές διατάξεις παρόμοιας γεωμετρίας και απουσία έγχυσης ψυκτικού αέρα, ενώ τα δεδομένα από τους Levchenya et. al.⁶ [6.7] ανακτήθηκαν ως υπολογιστικές προβλέψεις στην ίδια γεωμετρία με αυτήν των Praisner και Smith [6.4]. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.2, όλες οι κατανομές παρουσιάζουν παρόμοια συμπεριφορά και οι διακυμάνσεις που παρουσιάζουν μεταξύ τους, προέρχονται κυρίως από την διαφορετική γεωμετρία του σώματος εμποδίου που χρησιμοποιήθηκε όπως επίσης και από τις διαφορετικές συνθήκες εισόδου της ροής στην περιοχή της σύνδεσης. Εξάλλου, ο Baker⁷

⁴ [6.4] **Praisner, T.J., and Smith, C.R. [2006a]**. The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part I: Temporal behavior, ASME J. Turbomach., Vol. 128, pp. 747-754.

[6.5] **Praisner, T.J. Smith, C.R. [2006b]**. The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part II: Time-mean results, ASME J. Turbomach., Vol. 128, pp. 755-762.

⁵ [6.6] **Lewis, D.J., Simpson R.L. and Diller T.E., 1994**, Time resolved surface heat flux measurements in the wing/body junction vortex, Journal of Thermodynamics and Heat Transfer, Vol.8, No.4, pp.656-663

⁶ [6.7] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., Goryachev V.D.,** RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading edge endwall region of a symmetry body, International Journal of Heat and Fluid Flow 31, 1107-1112, 2010.

⁷ [6.8] **Baker C.J., 1980**, The turbulent horseshoe vortex, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.6, pp.9-23.

[6.8] επισημάνει ότι ο αριθμός των δινών που εμφανίζονται στο επίπεδο συμμετρίας, η σχετική απόσταση μεταξύ των κέντρων των δινών και η αντίστοιχη ένταση τους, εξαρτώνται από τις επερχόμενες προς το περύγιο αεροδυναμικές κατανομές και οι μηχανισμοί που οδηγούν στο φαινόμενο αυτό δεν έχουν μέχρι και σήμερα κατανοηθεί πλήρως.

Χαρακτηριστική σε όλες τις κατανομές είναι η απότομη αύξηση του αριθμού Stanton κοντά στην γωνιά σύνδεσης του περυγίου με το δάπεδο (στο σημείο ακριβώς μεταξύ της πεταλοειδούς (HV) και της γωνιακής (CV) δίνης). Η αύξηση αυτή του αριθμού Stanton αποδίδεται στην μεταφορά θερμών αερίων από την κύρια ροή και την πρόσκρουση (impingement) αυτών πάνω στο δάπεδο. Η περιστροφική κίνηση της πεταλοειδούς δίνης λειτουργεί ως ένας αντλητικός μηχανισμός ο οποίος μεταφέρει το θερμό αυτό ρευστό από την κύρια ροή και το προσκρούει στο δάπεδο. Παρόμοια είναι και η δράση της γωνιακής δίνης (CV) στο σημείο αυτό, αφού και αυτή μεταφέρει επίσης θερμό ρευστό από την κύρια ροή προς το σημείο αυτό (βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2). Από πειραματικής πλευράς, τα δεδομένα υποδεικνύουν ότι είτε ο αριθμός Stanton αυξάνεται μονοτόνως προς την γωνιά σύνδεσης, είτε παρουσιάζει την κατανομή “διπλής κορυφής” η οποία συζητήθηκε εκτενώς σε προηγούμενα Κεφάλαια.

Οι Lewis et. al. [6.6] χρησιμοποίησαν για τις μετρήσεις τους ένα κύλινδρο με σφηνοειδή απόληξη στο πίσω μέρος και ένα περύγιο με αεροτομή τύπου NACA 0012 με ελλειπτικό χείλος προσβολής. Οι κατανομές στον αριθμό Stanton και για τις δύο περιπτώσεις (Σχήμα 6.2) παρουσίασαν μονότονη αύξηση προς την γωνιά σύνδεσης των σωμάτων με το δάπεδο, με τις αντίστοιχες τιμές να εμφανίζονται μέχρι και 300% υψηλότερες στην γωνιά σύνδεσης ($X_{UP}/D = 0,0$) σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή του αριθμού Stanton στο επερχόμενο οριακό στρώμα. Οι ίδιοι ερευνητές απέδωσαν τους επίσης αυξημένους ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας στην περιοχή ανάντη του χείλους προσβολής (π.χ. $0+ \leq X_{UP}/D \leq 0,5$) στην αυξημένη τυρβώδη ανάμιξη που προκαλείται από την μεγάλης κλίμακας αστάθεια της πεταλοειδούς δίνης. Μονότονη αύξηση στον αριθμό Stanton προς την γωνιά σύνδεσης παρατήρησαν επίσης και οι Ireland και Jones⁸ [6.9] χρησιμοποιώντας τεχνική θερμοχρωμικών υγρών κρυστάλλων στο δάπεδο στο οποίο είχαν προσκολλήσει κυλίνδρους διαφόρων λόγων μήκους προς διάμετρο.

8

[6.9] Ireland P.T., Jones T.V., Detailed measurements of heat transfer on and around a pedestal in fully developed passage flow, Proceedings 8th International Heat Transfer Conference, 3, 1986, pp. 975–980.

Εν αντιθέσει, η κατανομή “διπλής κορυφής” στην μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο πάνω στην γραμμή συμμετρίας παρατηρήθηκε από τους Goldstein et. al.⁹[6.10] και Yoo et. al.¹⁰[6.11] σε όρους αριθμού Sherwood (αντίστοιχος του Stanton στην μεταφορά μάζας) σε τετραγωνικής διατομής δοκό προσκολλημένη σε δάπεδο. Και στις δύο περιπτώσεις η δεύτερη κορυφή υψηλής μετάδοσης θερμότητας αποδόθηκε στην δράση των αντί-περιστρεφόμενων δευτερευουσών δινών (π.χ. δευτερογενής (SV) και τριτογενής (TV) δίνη). Στην περίπτωση της εργασίας [6.11] μελετήθηκε επίσης και η επίδραση της γωνίας προσβολής της ροής στο περύγιο, σε σχέση με την κατανομή της διπλής κορυφής και βρέθηκε ότι καθώς αυξανόταν η γωνία προσβολής η τιμή της δεύτερης κορυφής μειωνόταν. Αντιθέτως όμως παρατήρησαν ότι η γωνιακή δίνη παράμενε ισχυρή σε όλες τις γωνίες προσβολής με αποτέλεσμα η πρώτη κορυφή υψηλής μετάδοσης θερμότητας κοντά στην γωνιά να παραμένει ανεπηρέαστη.

Οι Praisner και Smith [6.4], [6.5] είναι από τις ελάχιστες περιπτώσεις που σε πειραματική βάση κατάφεραν να συλλάβουν την κατανομή της διπλής κορυφής (Σχήμα 6.2) μπροστά από συμμετρικό περύγιο ημικυκλικού χείλους προσβολής, παρόμοιο με αυτό που χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία. Οι τελευταίοι κατέγραψαν αύξηση 350% στον αριθμό Stanton στην γωνιά σύνδεσης (Σχήμα 6.2: πρώτη κορυφή) σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή στο επερχόμενο οριακό στρώμα ενώ η δεύτερη κορυφή στην κατανομή του αριθμού Stanton εμφάνιζε αύξηση μέχρι και επίπεδα των 250%.

Η αντίστοιχη πειραματική κατανομή που μετρήθηκε στην παρούσα πειραματική διάταξη εμφανίζει μονότονη αύξηση στην κατανομή του αριθμού Stanton πλησιάζοντας το σημείο σύνδεσης στο επίπεδο συμμετρίας, με την μέγιστη τιμή να εμφανίζεται στην γωνιά σύνδεσης του περυγίου με το δάπεδο. Στο σημείο αυτό ο αριθμός Stanton εμφανίζεται αυξημένος σχεδόν κατά 240% σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή στο επερχόμενο οριακό στρώμα (π.χ. $St \cong 2 \times 10^{-3}$). Γενικότερα, σε όλες τις πειραματικές κατανομές Stanton που φαίνονται στο Σχήμα 6.2, παρατηρείται το γεγονός ότι το όλο φαινόμενο υψηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας περιορίζεται σε μια απόσταση περίπου $X_{UP}/D \cong 0,5$ ανάντη του χείλους προσβολής (π.χ. περίπου μισή διάμετρο του χείλους προσβολής). Σε πραγματικούς αεριοστροβίλους, αυτό αντιστοιχεί σε εύρος μερικών χιλιοστών.

⁹ [6.10] **Goldstein R.J., Yoo S.Y., Chung M.K.**, Convective mass transfer from a square cylinder and its base plate, International Journal of Heat and Mass Transfer 33 (1990) 9–18.

¹⁰ [6.11] **Yoo S.Y., Goldstein R.J., Chung M.K.**, Effects of angle of attack on mass transfer from a square cylinder and its base plate, International Journal of Heat and Mass Transfer 36 (1993) 371–380.

Σχήμα 6.2: Η κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της γραμμής συμμετρίας ανάντη του σώματος στο επίπεδο συμμετρίας και σύγκριση με αντίστοιχες μελέτες

6.3. Η επεξεργασία των υπέρυθρων εικόνων και ο υπολογισμός των αντίστοιχων αριθμών Stanton στο δάπεδο

Όπως αναφέρεται και στην εισαγωγή του Κεφαλαίου αυτού, μετά από την λήψη και συσχέτιση τριών διαδοχικών εικόνων (εκ των οποίων η κάθε μια είναι το αποτέλεσμα του μέσου όρου 30 διαδοχικών καρέ), η τελική εικόνα που προκύπτει μεταφέρεται σε ειδικό λογισμικό μέσα από το οποίο η κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο μετατρέπεται σε πίνακα δεδομένων (π.χ. X,Z,Temp.), τα οποία εξάγονται υπό μορφή αρχείου δεδομένων (π.χ. αρχείο .dat). Στο σημείο αυτό τα δεδομένα εισάγονται στο γνωστό εμπορικό λογισμικό OriginPro όπου γίνεται ανάλυση αβεβαιότητας των δεδομένων έτσι ώστε να γίνει εκτίμηση των σφαλμάτων που προκύπτουν κατά τις μετρήσεις (Βλέπε Παράρτημα II: Ανάλυση Αβεβαιότητας).

Το Σχήμα 6.3α παρουσιάζει ένα παράδειγμα κατανομής θερμοκρασίας στο δάπεδο στην περιοχή γύρω από το πτερύγιο – σώμα εμπόδιο, για την βασική γεωμετρία χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης, όπως τελικά προκύπτει μετά την επεξεργασία των δεδομένων. Στην περίπτωση αυτή η παροχή ηλεκτρικής ισχύος στην αντίσταση (π.χ. θερμαινόμενο δάπεδο)

ρυθμίζεται (Βλέπε Κεφάλαιο 3) έτσι ώστε η θερμοκρασία του δαπέδου να κατέχει σταθερή τιμή (π.χ. 40°C).

Σχήμα 6.3α: Η κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο στην περιοχή γύρω από το περύγιο χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης

Στο Σχήμα 6.3β φαίνεται η ίδια κατανομή θερμοκρασίας σε μια τρισδιάστατη άποψη όπως κατανέμεται γύρω από το περύγιο. Η ύπαρξη του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης μπροστά από το περύγιο γίνεται εμφανής από το αποτύπωμα της θερμοκρασίας όπως αυτή κατανέμεται στην περιοχή γύρω από το χείλος προσβολής. Δεδομένου ότι τα πειράματα για την παρούσα διατριβή διεξήχθησαν σε αντίστροφη κατάσταση λειτουργίας (π.χ. Θερμό δάπεδο – ψυχρό ελεύθερο ρεύμα αέρα – Θερμότερο ψυκτικό ρευστό), οι θερμότερες περιοχές στο δάπεδο (Σχήμα 6.3α,β: Περιοχή με πιο κόκκινο χρώμα) συνεπάγει χαμηλότερους αριθμούς Stanton (S_t) ενώ ψυχρότερες περιοχές (Σχήμα 6.3α,β: Περιοχές με πιο πράσινο χρώμα) συνεπάγουν υψηλότερους αριθμούς Stanton (S_t).

Σχήμα 6.3β: Τρισδιάστατη άποψη της κατανομής της θερμοκρασίας στο δάπεδο στην περιοχή γύρω από το περύγιο χωρίς την χρησιμοποίηση έγχυσης

Σχήμα 6.3γ: Κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για την βασική γεωμετρία απουσία έγχυσης ($\theta_c^{N.I}$).

Οι αντίστοιχες κατανομές του αριθμού Stanton που παρουσιάζονται στο παρόν Κεφάλαιο υπολογίστηκαν για κάθε μέτρηση με βάση τις επικρατούσες πειραματικές συνθήκες (π.χ. Θερμοκρασία ελεύθερης ροής T_∞ , ταχύτητα κύριας ροής V_∞ , παροχή ηλεκτρικής ισχύος $\dot{Q}_{el}$ στο δάπεδο κ.λ.π) χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.34) όπως αυτή αναπτύχθηκε στο Κεφάλαιο 3, Ενότητα 4.1.

Στο Σχήμα 6.3γ φαίνεται η κατανομή του αδιάστατου αριθμού Stanton (S_t) για την βασική γεωμετρία (χωρίς την εμπλοκή έγχυσης), όπως αυτή προκύπτει από το μετρούμενο θερμοκρασιακό πεδίο. Η κατανομή παρουσιάζει μια σχετικά ομοιόμορφη ανάπτυξη των περιγραμμάτων (contours) σταθερού αριθμού Stanton (Iso- S_t) καθώς η κύρια ροή κινείται γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου. Το μοτίβο των περιγραμμάτων Iso- S_t παρουσιάζει σχεδόν ημικυκλική κατανομή γύρω από το χείλος προσβολής. Ανάντη του χείλους προσβολής και στην απόσταση περίπου $r^* = 1.75$ (π.χ. Μισή διάμετρο του χείλους προσβολής μακριά από το χείλος προσβολής), η τιμή του αριθμού Stanton ομαλοποιείται στην αντίστοιχη τιμή του δισδιάστατου εισερχόμενου οριακού στρώματος, δηλαδή $S_t \cong 2 \times 10^{-3}$. Προχωρώντας προς το σημείο σύνδεσης του πτερυγίου με το δάπεδο παρατηρείται συνεχόμενη αύξηση του αριθμού Stanton, φτάνοντας στην μέγιστη τιμή της ακριβώς στην γωνιά του σημείου σύνδεσης (περιοχή που η παρούσα εργασία έχει ως στόχο να ψύξει). Περίπου η ίδια συμπεριφορά παρατηρείται γύρω από ολόκληρο το τόξο σύνδεσης του χείλους προσβολής, παρόλο που τα μέγιστα στην τιμή του αριθμού Stanton μειώνονται καθώς η ροή “στρίβει” μακριά από το επίπεδο συμμετρίας (π.χ. $\theta = 0^\circ$)

6.4. Η επιφανειακή κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο

6.4.1 Η περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.2$) και η επίδραση του θ_c

Τα Σχήματα 6.4α, 6.4β και 6.4γ απεικονίζουν τις αντίστοιχες κατανομές Stanton στο δάπεδο για τις τρεις περιπτώσεις που χρησιμοποιείται έγχυση, δηλαδή για $\theta_c = 0.4$, $\theta_c = 0.5$ και $\theta_c = 0.6$ αντίστοιχα. Όταν αρχίζει η εφαρμογή της έγχυσης ψυκτικού αέρα, στη περιοχή γύρω από την “κορυφή” του χείλους προσβολής (δηλαδή ακριβώς μπροστά από την έξοδο του ψυκτικού αέρα προς την κύρια ροή) τα περιγράμματα στην κατανομή του αριθμού Stanton μεταβάλλονται σημαντικά σε σχέση με την περίπτωση της βασικής γεωμετρίας, όπου δεν χρησιμοποιείται έγχυση (Σχήμα 6.3γ). Τα χρώματα στα περιγράμματα του αριθμού Stanton στην περιοχή αυτή τείνουν πλέον προς το κόκκινο, πράγμα το οποίο υποδηλώνει την

παρουσία υψηλότερων θερμοκρασιών στο δάπεδο μέσα σε αυτή την περιοχή (υπενθυμίζεται εδώ ότι η θερμοκρασία του “ψυκτικού αέρα” είναι υψηλότερη από αυτή του τοιχώματος). Ως εκ τούτου ο αντίστοιχος αριθμός Stanton εμφανίζεται μειωμένος σε σχέση με την βασική γεωμετρία χωρίς έγχυση. Το φαινόμενο αυτό εμφανίζεται να είναι σχετικά έντονο κατά ένα τόξο περίπου 15° γύρω από το επίπεδο συμμετρίας, όπου ο αριθμός Stanton λαμβάνει τις μεγαλύτερες τιμές στην περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση (Σχήμα 6.3γ). Επιπλέον, όπως είναι αναμενόμενο, το φαινόμενο είναι πιο έντονο στην περίπτωση του $\theta_c = 0.4$ (Σχήμα 6.4α) δεδομένου ότι η θερμοκρασία του ψυκτικού αέρα στην περίπτωση αυτή κατέχει την υψηλότερη τιμή. Στην περίπτωση όπου $\theta_c = 0.4$, ο αριθμός Stanton στο δάπεδο αμέσως ανάντη από την έξοδο του ψυκτικού αέρα μειώνεται σχεδόν στα ίδια επίπεδα με αυτόν που αντιστοιχεί στο επερχόμενο οριακό στρώμα (δηλαδή $S_t \cong 2 \times 10^{-3}$). Καθώς οι τιμές του θ_c αυξάνονται στο $\theta_c = 0.5$ (Σχήμα 6.4β) ή και στο $\theta_c = 0.6$ (Σχήμα 6.4γ) η μείωση στο αριθμό Stanton είναι εμφανής αλλά αναλογικά μικρότερη. Φυσικά η έγχυση δεν παύει να είναι αποτελεσματική εφόσον οι τιμές του αριθμού Stanton εμφανίζονται να είναι αρκετά μειωμένες σε σχέση με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση.

Σχήμα 6.4α

Σχήμα 6.4β

Σχήμα 6.4γ

Σχήμα 6.4: Επιφανειακή κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για $I_r = 0.2$

Η αποτελεσματικότητα της ψύξης γίνεται ακόμα πιο εμφανής στο Σχήμα 6.5 στο οποίο παρουσιάζεται η κατανομή του αριθμού Stanton κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη του χείλους προσβολής και πάνω στην γραμμή συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) για τις τρεις περιπτώσεις του αδιάστατου όρου θερμοκρασίας θ_c ($\theta_c = 0.4, \theta_c = 0.5, \theta_c = 0.6$) σε σύγκριση με τη περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση (π.χ. $\theta_c^{N.I}$).

Σχήμα 6.5: Κατανομή αριθμού (St) κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) για $I_r = 0.2$ και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Για όλες τις περιπτώσεις του θ_c παρατηρείται μια δραστική μείωση στον αριθμό Stanton αμέσως μετά το χείλος προσβολής του πτερυγίου στην γραμμή συμμετρίας. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, μικρότερη τιμή του θ_c οδηγεί σε μεγαλύτερη μείωση του αντίστοιχου αριθμού Stanton. Όταν $\theta_c = 0.4$ η τιμή του Stanton μειώνεται περισσότερο από 50% σε σχέση με την αντίστοιχη τιμή στην γωνιά σύνδεσης (π.χ. $r^* = 1.0$) της περίπτωσης που δεν χρησιμοποιείται έγχυση (π.χ. $\theta_c^{N.I} \rightarrow St \cong 0.00475 > \theta_c = 0.4 \rightarrow St \cong 0.0022$). Η έγχυση είναι αποτελεσματική μέχρι και σε μια απόσταση μισής ακτίνας (π.χ. $r^* = 1.5$). Το σημείο αυτό αντιστοιχεί περίπου στην απόσταση που το κάτω σκέλος της πεταλοειδούς δίνης (μεταξύ του κέντρου της και του δαπέδου) αποκολλάται από το δάπεδο (βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.2). Γενικότερα, περίπου μετά από μια απόσταση $r^* = 1.75$ η τιμή του αριθμού Stanton διατηρείται ίδια με αυτή της μη ψυχόμενης περιοχής (που αντιστοιχεί σε αυτήν του δισδιάστατου οριακού στρώματος σε πλάκα). Το σημαντικό είναι ότι η τοπική υπερθέρμανση (hot spot) που εμφανίζεται στο επίπεδο συμμετρίας του χείλους προσβολής στην γωνιά σύνδεσης με το δάπεδο φαίνεται ότι εξαλείφεται.

6.4.2 Η περίπτωση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.5$) και η επίδραση του θ_c

Στα Σχήματα 6.6α~γ απεικονίζονται οι αντίστοιχες επιφανειακές κατανομές του αριθμού Stanton γύρω από την περιοχή του χείλους προσβολής για την περίπτωση που χρησιμοποιείται η μεσαία αναλογία έγχυσης $I_r = 0.5$.

Η γενικότερη εικόνα είναι ίδια με αυτήν που παρατηρήθηκε και στην περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης. Το υπερθερμενόμενο σημείο “hot spot” που εμφανίζεται στο δάπεδο στο επίπεδο συμμετρίας του χείλους προσβολής στην γωνιά σύνδεσης φαίνεται ότι εξαλείφεται αποτελεσματικά. Αυτό που μεταβάλλεται είναι το εύρος της περιοχής πάνω στο δάπεδο όπου η ψύξη είναι αποτελεσματική. Όπως παρατηρήθηκε και στις αντίστοιχες υπολογιστικές προβλέψεις (βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.2.3), η αυξημένη ορμή του ψυκτικού που επιβάλλει η υψηλότερη αναλογία έγχυσης $I_r = 0.5$ έχει ως αποτέλεσμα η ζώνη όπου η έγχυση είναι αποτελεσματική να εμφανίζεται πιο “στενή” ανάντη του χείλους προσβολής (Σχήμα 6.6α) εν συγκρίσει με την αποτελεσματική ζώνη που επιτυγχάνεται με την χαμηλή αναλογία έγχυσης $I_r = 0.2$ (Σχήμα 6.4α). Η ανάντη όμως απόσταση από το χείλος προσβολής στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) που καλύπτει ο “ψυκτικός αέρας” είναι σχεδόν ίδια (ελαφρά μεγαλύτερη) με αυτήν που καλύπτεται όταν χρησιμοποιείται η χαμηλή αναλογία έγχυσης (δηλαδή φτάνει μέχρι την ακτινική θέση $r^* \cong 1.50$). Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι και στις δύο τιμές αναλογιών έγχυσης ($I_r = 0.2$ και $I_r = 0.5$) η παρουσία της πεταλοειδούς δίνης είναι κυρίαρχη στην περιοχή και ενώ αρχικά (κοντά στην γωνιά σύνδεσης) η δράση της πιέζει το ψυκτικό προς το δάπεδο (με αποτέλεσμα την ψύξη της περιοχής) στην συνέχεια κατά την αποκόλληση της από το δάπεδο (περίπου στο $r^* \cong 1.50$) παρασέρνει μαζί της και τις ροϊκές γραμμές του “ψυκτικού αέρα” αποκολλώντας τις από το δάπεδο.

Και στην περίπτωση αυτής της αναλογίας έγχυσης, όταν $\theta_c = 0.4$ (Σχήμα 6.6α), ο αριθμός Stanton στο δάπεδο αμέσως ανάντη από την έξοδο του “ψυκτικού” αέρα (π.χ. $r^* = 1.00$ για $\theta = 0^\circ$) μειώνεται σχεδόν σε τιμή ελαφρά υψηλότερη από αυτήν που μετρήθηκε στο επερχόμενο οριακό στρώμα. Γενικότερα, και για τις τρεις περιπτώσεις του θ_c ($\theta_c = 0.4, \theta_c = 0.5, \theta_c = 0.6$), ο αριθμός Stanton αμέσως ανάντη από την θύρα έγχυσης εμφανίζει την ίδια περίπου μείωση (και συνεπώς φτάνει στην ίδια περίπου τιμή), αντίστοιχη με αυτή που παρατηρήθηκε για την χαμηλή αναλογία έγχυσης $I_r = 0.2$. Αυτό είναι αναμενόμενο αφού ανεξαρτήτως της αναλογίας έγχυσης I_r και για συγκεκριμένη τιμή του θ_c η θερμοκρασία του ψυκτικού αέρα είναι ίδια. Επίσης αναμενόμενη είναι και η μείωση της

αποτελεσματικότητας της ψύξης καθώς η τιμή του θ_c αυξάνεται στα επίπεδα $\theta_c = 0.5$ (Σχήμα 6.6β) και $\theta_c = 0.6$ (Σχήμα 6.6γ), αφού η αύξηση της τιμής του θ_c επιτυγχάνεται με την μείωση της θερμοκρασίας έγχυσης. Ωστόσο η έγχυση δεν παύει να είναι αποτελεσματική εφόσον οι τιμές στην κατανομή του αριθμού Stanton εμφανίζονται να είναι αρκετά μειωμένες σε σχέση με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Το τελευταίο γίνεται πιο εμφανές στο Σχήμα 6.7. όπου για μια αναλογία έγχυσης $I_r = 0.5$ οι αριθμοί Stanton κατά το μήκος της ευθείας της τομής του δαπέδου με το επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) διατηρούνται χαμηλοί σε ένα εύρος απόστασης ανάντη του χείλους προσβολής μεταξύ από $r^* \cong 1.00$ και $r^* \cong 1.50$. Εν αντιθέσει, στην περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης (π.χ. $I_r = 0.2$) οι αντίστοιχες κατανομές του αριθμού Stanton (Σχήμα 6.5) παρουσιάζουν σημαντική μείωση σε ένα εύρος περίπου $r^* \cong 1.00$ μέχρι $r^* \cong 1.125$, ενώ στην συνέχεια εμφανίζεται μια σχετική αύξηση στην τιμή του Stanton μέχρι και το σημείο που οι κατανομές προσεγγίζουν την αντίστοιχη καμπύλη του $\theta_c^{N,I}$ (δηλαδή στην απόσταση $r^* \cong 1.50$). Με άλλα λόγια είναι εμφανές ότι η μεγαλύτερη παροχή μάζας “ψυκτικού” (που συνεπάγεται από την υψηλότερη αναλογία έγχυσης $I_r = 0.5$) έχει ως αποτέλεσμα την μείωση του αριθμού Stanton σε μεγαλύτερη ακτινική απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) σε σχέση με την περίπτωση που $I_r = 0.2$.

Σχήμα 6.6α

Σχήμα 6.6β

Σχήμα 6.6γ

Σχήμα 6.6: Επιφανειακή κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για $I_r = 0.5$

Σχήμα 6.7: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) για $I_r = 0.5$ και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

6.4.3 Η περίπτωση της υψηλής αναλογίας έγχυσης ($I_r = 0.8$) και η επίδραση του θ_c

Όταν η αναλογία έγχυσης αυξάνεται και παίρνει την τιμή $I_r = 0.8$, η κατανομή του αριθμού Stanton πάνω στο δάπεδο και για την περιοχή ανάντη του σημείου έγχυσης εμφανίζεται αρκετά διαφοροποιημένη σε σχέση με τις δύο προηγούμενες περιπτώσεις όπου χρησιμοποιείται χαμηλότερη τιμή στην αναλογία έγχυσης. Ο υψηλής πλέον ορμής “ψυκτικός” αέρας μεταβάλλει σημαντικά τα χαρακτηριστικά του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης (HV) στο επίπεδο συμμετρίας (βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.4) και ως εκ τούτου μεταβάλλει σημαντικά και το θερμικό αποτύπωμα πάνω στο δάπεδο για όλη την γύρω περιοχή, όπως φαίνεται στα Σχήματα 6.8α~γ. Εδώ, πλέον η διεξόδουση του “ψυκτικού” αέρα καλύπτει μεγαλύτερη απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής και φτάνει μέχρι περίπου την ακτινική απόσταση $r^* \cong 1.80$. Το σημείο αυτό αποτελεί το νέο σημείο πρόσκρουσης της δευτερογενούς (SV) με την τριτογενή (TV) δίνη, αφού η ορμή του ψυκτικού αέρα μετατοπίζει αρκετά ανάντη το σημείο αυτό σε σχέση με τις δύο προηγούμενες αναλογίες έγχυσης ($I_r = 0.2, I_r = 0.5$), όπου το σημείο αυτό βρισκόταν περίπου στην ακτινική απόσταση $r^* \cong 1.625$.

Σχήμα 6.8α

Σχήμα 6.8β

Σχήμα 6.8γ

Σχήμα 6.8: Επιφανειακή κατανομή αριθμού (St) στο δάπεδο για $I_r = 0.8$

Είναι εμφανές ότι και για αυτή την τιμή της αναλογία έγχυσης ($I_r = 0.8$), η αποτελεσματικότητα της ψύξης μειώνεται καθώς η τιμή του θ_c μεταβάλλεται από $\theta_c = 0.5$ (Σχήμα 6.8β) σε $\theta_c = 0.6$ (Σχήμα 6.8γ), αφού η αύξηση της τιμής του θ_c οφείλεται στην μείωση της θερμοκρασίας έγχυσης.

Πέραν του σημείου $r^* \cong 1.80$ οι αριθμοί Stanton στο επίπεδο συμμετρίας και για τις τρεις περιπτώσεις του θ_c συγκλίνουν στην ίδια τιμή όπως φαίνεται και καλύτερα στο Σχήμα 6.9 όπου απεικονίζεται η αντίστοιχη κατανομή Stanton κατά το μήκος της γραμμής συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) ανάντη του χείλους προσβολής.

Η περιοχή που εκτείνεται πάνω στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) μεταξύ της γωνιάς σύνδεσης (δηλαδή $r^* \cong 1.00$) και του σημείου $r^* \cong 1.50$ εμφανίζει την μεγαλύτερη μείωση στον αριθμό Stanton όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 6.9. Ειδικότερα, όταν $\theta_c = 0.4$, η μείωση του αριθμού Stanton στην περιοχή αυτή εμφανίζεται να πέφτει σε τιμές σχεδόν ίδιες με αυτή του επερχόμενου δισδιάστατου οριακού στρώματος.

Σχήμα 6.9: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) για $I_r = 0.8$ και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Μετά το σημείο όπου $r^* \cong 1.50$, οι τιμές του αριθμού Stanton εμφανίζουν ελαφριά αύξηση λόγω και πάλι της ανύψωσης των ροϊκών γραμμών του ψυκτικού αέρα πάνω από το δάπεδο (Βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.4). Ωστόσο, όπως αναφέρεται και στα αποτελέσματα των Υπολογιστικών Προβλέψεων (Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.4 για την αντίστοιχη περίπτωση αναλογίας $I_r = 0.8$) ένα μικρότερο ποσοστό των ροϊκών γραμμών του ψυκτικού καταφέρνει να διεισδύσει κάτω από την πεταλοειδή δίνη και καλύπτει την ανάντη περιοχή μέχρι και το σημείο που εμφανίζεται η δευτερογενής δίνη (SV), στην οποία τελικά συγχωνεύονται οι ροϊκές γραμμές του “ψυκτικού”.

Το γενικό συμπέρασμα που προκύπτει από την ενότητα αυτή είναι ότι για όλες τις περιπτώσεις των θ_c και τις αντίστοιχες αναλογίες έγχυσης I_r , το υπερθερμενόμενο σημείο “hot spot” που εμφανίζεται στην περιοχή του επιπέδου συμμετρίας του χείλους προσβολής ανάντη της γωνιάς σύνδεσης με το δάπεδο φαίνεται ότι εξαλείφεται. Αυτό δείχνει ότι η προτεινόμενη γεωμετρία - μέθοδος ψύξης που αναπτύχθηκε για την παρούσα εργασία είναι αποτελεσματική και μειώνει αποτελεσματικά τους τοπικούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας, ακόμα και σε επίπεδα που αντιστοιχούν στο επερχόμενο διδιάστατο οριακό στρώμα, π.χ. όταν $\theta_c = 0.4$. Με αυξανόμενη την τιμή του θ_c (π.χ. $\theta_c = 0.5, \theta_c = 0.6$) οι τοπικοί ρυθμοί μετάδοσης θερμότητας που προκύπτουν δεν είναι τόσο χαμηλοί όπως στην περίπτωση του $\theta_c = 0.4$, αλλά η μέθοδος δεν παύει να είναι αποτελεσματική.

Και για τις τρεις περιπτώσεις έγχυσης, όπως παρατηρήθηκε από την εξέλιξη των ροϊκών γραμμών και στις Υπολογιστικές Προβλέψεις (βλέπε Κεφάλαιο 5), το μεγαλύτερο ποσοστό της μάζας του “ψυκτικού” αέρα αναρροφάται και συγχωνεύεται στην δομή της πεταλοειδούς δίνης (HV). Η περιστροφική κίνηση της τελευταίας έχει ως αποτέλεσμα την αναρρόφηση του ψυκτικού αέρα στην δομή της και την μεταφορά αυτού περιφερειακά και κατάντη του χείλους προσβολής σε τροχιά ίδια με αυτή που κινείται η δίνη. Ως εκ τούτου, στην περιοχή που περικλείεται μεταξύ της περιφέρειας του χείλους προσβολής και της τροχιάς κίνησης της πεταλοειδούς δίνης (HV) οι αντίστοιχες τιμές στον αριθμό Stanton παραμένουν λίγο πολύ στα ίδια επίπεδα με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Αυτό ισχύει για όλες τις τιμές του I_r .

6.5. Η επίδραση της αναλογίας έγχυσης I_r και του αδιάστατου όρου θερμοκρασίας θ_c

Στο Σχήμα 6.10α φαίνεται συγκριτικά η κατανομή του αριθμού Stanton κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη του χείλους προσβολής στο επίπεδο έγχυσης (δηλαδή στο επίπεδο συμμετρίας $\theta = 0^\circ$) σε σχέση με τις τρεις διερευνούμενες αναλογίες έγχυσης I_r , ενώ στο Σχήμα 6.10β φαίνονται οι ίδιες κατανομές του Stanton σε σχέση όμως με τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας θ_c . Στα δύο αυτά Σχήματα φαίνεται πιο καθαρά η επίδραση τόσο της αναλογίας έγχυσης I_r όσο και του όρου της αδιάστατης θερμοκρασίας θ_c στην αποτελεσματικότητα της ψύξης του δαπέδου στο επίπεδο συμμετρίας. Όπως αναφέρθηκε και στις προηγούμενες ενότητες, είναι προφανές ότι η αποτελεσματικότητα της ψύξης μειώνεται καθώς η τιμή του θ_c αυξάνεται από $\theta_c = 0.4$ σε $\theta_c = 0.5$ και σε $\theta_c = 0.6$, αφού η αύξηση της τιμής του θ_c οφείλεται στην μείωση της θερμοκρασίας έγχυσης. Αμέσως ανάντη της εξόδου του “ψυκτικού” αέρα από την θυρίδα έγχυσης (π.χ. $r^* \cong 1.00$), η προκύπτουσα μείωση στον αριθμό Stanton είναι ίδια για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r για σταθερή τιμή του αδιάστατου όρου θερμοκρασίας θ_c . Δηλαδή, όπως φαίνεται καλύτερα στο Σχήμα 6.10β, όταν $\theta_c = 0.6$ τότε η τιμή του αριθμού Stanton για $r^* \cong 1.00$ είναι περίπου γύρω στο $S_t \cong 2.5 \times 10^{-3}$ για όλες τις περιπτώσεις τις αναλογίας έγχυσης I_r , ενώ όταν $\theta_c = 0.5$ η τιμή του αριθμού Stanton στο ίδιο σημείο προκύπτει να είναι $S_t \cong 2.25 \times 10^{-3}$. Αντίστοιχα, όταν $\theta_c = 0.4$, τότε τιμή του αριθμού Stanton στο $r^* \cong 1.00$ πέφτει στην τιμή $S_t \cong 2.00 \times 10^{-3}$ η οποία αντιστοιχεί περίπου σε αυτήν του επερχόμενου δισδιάστατου οριακού στρώματος στην περιοχή που η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο δεν επηρεάζεται από την παρουσία του περυγίου.

Σχήμα 6.10: Κατανομή αριθμού (St) κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου και στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$):

α. Για σταθερή αναλογία έγχυσης I_r και μεταβλητό θ_c .

β. Για σταθερό θ_c και μεταβλητή τιμή στην αναλογία έγχυσης I_r .

Τα τοπικά μέγιστα στην κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο που εμφανίζονται στο επίπεδο συμμετρίας (Σχήμα 6.10) αντιστοιχούν στο τοπικό μέγιστο της θερμοκρασίας που εμφανίζεται στο δάπεδο λόγω της μεταφοράς θερμού ρευστού από την κύρια ροή προς το δάπεδο, λόγω της δράσης της δευτερογενούς (SV) και τριτογενούς (TV) δίνης οι οποίες “συγκρούονται” στην περιοχή αυτή. Το μέγιστο αυτό εμφανίζεται πιο “ομαλό” και πιο “απλωμένο” σε σχέση με τις αντίστοιχες υπολογιστικές προβλέψεις. Οι λόγοι που συμβαίνει

αυτό αναλύονται εκτενώς στην Ενότητα 6.8.2. Αυτό που είναι προφανές είναι ότι χρησιμοποιώντας την αναλογία έγχυσης $I_r = 0.8$ προκαλείται η μεταφορά του μεγίστου αυτού σε μεγαλύτερη απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής (μεταξύ $r^* \cong 1.625$ και $r^* \cong 1.875$), ενώ η αντίστοιχη θέση που εμφανίζεται το μέγιστο για $I_r = 0.2$ και $I_r = 0.5$ είναι μεταξύ των $r^* \cong 1.375$ και $r^* \cong 1.60$, για τους λόγους που σχολιάζονται στην Ενότητα 6.4.3.

Σχήμα 6.11: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου στην γωνιακή θέση των $\theta = 10^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας, για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Στο Σχήμα 6.11 παρουσιάζονται οι κατανομές του αριθμού Stanton κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη του χείλους προσβολής του περυγίου στην γωνιακή θέση των $\theta = 10^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας, επίσης για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c . Στο γωνιακό αυτό επίπεδο, η ψύξη δεν είναι τόσο αποτελεσματική εν συγκρίσει με το επίπεδο συμμετρίας, αλλά και πάλι οι αντίστοιχοι αριθμοί Stanton είναι σημαντικά μειωμένοι σε σχέση με τους αντίστοιχους της περίπτωσης που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Παρατηρώντας και τις επιφανειακές κατανομές του αριθμού Stanton (Σχήματα 6.4, 6.6, 6.8) είναι προφανές ότι η έγχυση είναι αποτελεσματική σε μια περιοχή που φτάνει σχεδόν τις $\theta = \pm 15^\circ$ από το επίπεδο συμμετρίας. Κατά το μήκος της ακτινικής απόστασης στο επίπεδο των $\theta = 15^\circ$, η διαφορά στην κατανομή του αριθμού Stanton εμφανίζεται μειωμένη σε σχέση με την αντίστοιχη κατανομή στην οποία δεν χρησιμοποιείται έγχυση ($\theta_c^{N.I}$) και ως εκ τούτου η αποτελεσματικότητα στην ψύξη μειώνεται όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.12. Πέραν της γωνιακής αυτής απόκλισης η έγχυση δεν είναι αποτελεσματική και η κατανομή του αριθμού Stanton παραμένει λίγο πολύ ίδια με την βασική γεωμετρία στην

οποία δεν χρησιμοποιείται έγχυση $\theta_c^{N,I}$ (Σχήμα 6.3γ). Το τελευταίο γίνεται πιο προφανές στο Σχήμα 6.13 όπου φαίνεται η κατανομή του αριθμού Stanton κατά μήκος της ακτινικής γραμμής των $\theta = 40^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας. Εδώ, οι αντίστοιχες κατανομές του αριθμού Stanton παρουσιάζουν ελάχιστες έως αμελητέες διαφορές μεταξύ τους υποδεικνύοντας ότι στην περιοχή αυτή η έγχυση δεν είναι αποτελεσματική.

Σχήμα 6.12: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου στην γωνιακή θέση των $\theta = 15^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας, για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Σχήμα 6.13: Κατανομή αριθμού (St) κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του περυγίου στην γωνιακή θέση των $\theta = 40^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας, για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c .

Στα Σχήματα 6.14 και 6.15 παρουσιάζεται η περιφερειακή κατανομή του αριθμού Stanton σε σταθερή ακτινική απόσταση $r^* = 1.125$ και $r^* = 1.375$ αντίστοιχα, ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου, για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c . Τα διαγράμματα αυτά δίνουν μια καλύτερη οπτική ως προς την περιοχή στο δάπεδο στην οποία η έγχυση είναι περισσότερο αποτελεσματική.

Σχήμα 6.14: Γωνιακή κατανομή του αριθμού (St) σε σταθερή ακτινική απόσταση $r^* = 1.125$ ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c

Σχήμα 6.15: Γωνιακή κατανομή του αριθμού (St) σε σταθερή ακτινική απόσταση $r^* = 1.375$ ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r και τις διάφορες περιπτώσεις του θ_c

Παρατηρώντας την περίπτωση της βασικής γεωμετρίας χωρίς έγχυση $\theta_c^{N.I}$, είναι προφανές ότι στην ακτινική απόσταση $r^* = 1.125$ (Σχήμα 6.14) οι τιμές του αριθμού Stanton είναι ακόμη αρκετά υψηλές σε μια περιοχή στο δάπεδο η οποία εκτείνεται κατά ένα τόξο περίπου $0 < \theta < \pm 20^\circ$. Ειδικότερα, στο τόξο αυτό οι αριθμοί Stanton εμφανίζονται διπλάσιοι περίπου σε μέγεθος ($S_t \cong 4.00 \times 10^{-3}$) από τους αντίστοιχους αριθμούς στο δάπεδο που εμφανίζονται στο επερχόμενο δισδιάστατο οριακό στρώμα (όπου $S_t \cong 2.00 \times 10^{-3}$). Μετά την γωνιακή απόκλιση των $\theta \cong \pm 20^\circ$ και προχωρώντας περιφερειακά σε μεγαλύτερες γωνίες, ο αριθμός Stanton μειώνεται και σταθεροποιείται περίπου γύρω από την τιμή $S_t \cong 3.25 \times 10^{-3}$. Σε μεγαλύτερη απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής, δηλαδή κατά το μήκος περιφέρειας της ακτινικής απόστασης των $r^* = 1.375$ (Σχήμα 6.15), οι τιμές του αριθμού Stanton για την περίπτωση $\theta_c^{N.I}$ είναι μειωμένες σε σχέση με τις αντίστοιχες της ακτινικής απόστασης $r^* = 1.125$. Όμως στην περιοχή $0 < \theta < \pm 20^\circ$ οι τιμές του Stanton δεν παύουν να είναι σχετικά υψηλότερες εν συγκρίσει με τις τιμές για $\theta > \pm 20^\circ$ στην περιφέρεια. Προφανώς, όπως δείχτηκε και στην Ενότητα 6.3, σε περιφερειακές κατανομές με μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις r^* , οι τιμές του αριθμού Stanton σταθεροποιούνται σε συγκεκριμένη τιμή (Iso- S_t) αφού το μοτίβο των περιγραμμάτων Iso- S_t παρουσιάζει σχεδόν ημικυκλική κατανομή γύρω από το χείλος προσβολής (Σχήμα 6.3γ).

Στην ακτινική απόσταση των $r^* = 1.125$, η περιοχή στο δάπεδο στην οποία η έγχυση είναι αποτελεσματική εκτείνεται κατά ένα τόξο $0 < \theta < \pm 30^\circ$ (Σχήμα 6.14). Ωστόσο, οι μεγαλύτερες μειώσεις στον αριθμό Stanton σε σχέση με την περίπτωση $\theta_c^{N.I}$ επιτυγχάνονται στην περιοχή $0 < \theta < \pm 15^\circ$. Στην περιοχή αυτή οι μειώσεις στον αριθμό Stanton είναι παντού μεγαλύτερες της μιας μονάδας (δηλαδή ο Stanton από $S_t \cong 4.00 \times 10^{-3}$ μειώνεται σε τιμές κάτω από $S_t \cong 3.00 \times 10^{-3}$). Μετά τις $\theta \cong \pm 15^\circ$, το μέγεθος της μείωσης στον αριθμό Stanton περιορίζεται και πέραν του ορίου των $\theta \cong 30^\circ$ οι αριθμοί Stanton για όλες τις περιπτώσεις έγχυσης I_r τείνουν να συγκλίνουν στην τιμή της αντίστοιχης κατανομής για την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση στην συγκεκριμένη ακτινική απόσταση, π.χ. $S_t \cong 3.25 \times 10^{-3}$. Για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r , η μείωση στο επίπεδο συμμετρίας $\theta = 0^\circ$ είναι σχεδόν ίδια για συγκεκριμένη τιμή του θ_c . Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η ακτινική απόσταση $r^* = 1.125$ βρίσκεται πολύ κοντά ανάντη της εξόδου του αέρα έγχυσης από την θυρίδα, και ως εκ τούτου η τοπική θερμοκρασία του "ψυκτικού" αέρα δεν προλαβαίνει να μεταβληθεί σημαντικά, προκαλώντας έτσι ίδια περίπου μείωση στον αριθμό Stanton.

Σε μεγαλύτερη απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής, όταν δηλαδή $r^* = 1.375$ (Σχήμα 6.15) και για την περίπτωση που $I_r = 0.2$, η αποτελεσματικότητα της ψύξης μειώνεται αισθητά αφού παρατηρείται μόνο "ελαφριά" μεταβολή στους αριθμούς Stanton σε σχέση με την περίπτωση $\theta_c^{N,I}$ στην περιοχή $0 < \theta < \pm 30^\circ$. Αυτό οφείλεται στη χαμηλή ορμή του "ψυκτικού" αέρα (που επιβάλλεται από την αναλογία έγχυσης $I_r = 0.2$) του οποίου η ικανότητα διείσδυσης και ψύξης μειώνεται σχετικά γρήγορα. Αντιθέτως για την μεσαία αναλογία έγχυσης $I_r = 0.5$ η ψύξη στην ακτινική αυτή απόσταση ($r^* = 1.375$) είναι ακόμη αποτελεσματική στην περιοχή $0 < \theta < \pm 30^\circ$, ενώ στην ίδια περιοχή, όταν η αναλογία έγχυσης γίνει $I_r = 0.8$, οι αντίστοιχες τιμές του αριθμού Stanton είναι ακόμη πιο χαμηλές. Αυτό δείχνει ότι η σχετικά υψηλότερη ορμή του "ψυκτικού" αέρα (και ως εκ τούτου και υψηλότερη παροχή μάζας) είναι αποτελεσματική σε μεγαλύτερη απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής. Και για τις τρεις περιπτώσεις η έγχυση είναι περισσότερο αποτελεσματική περίπου μέχρι τις $\theta \cong \pm 15^\circ$. Πέραν του τόξου αυτού, οι αριθμοί Stanton τείνουν να συγκλίνουν και πάλι στην τιμή της αντίστοιχης κατανομής για την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση στην συγκεκριμένη ακτινική απόσταση, π.χ. $S_t \cong 2.75 \times 10^{-3}$.

6.6. Τα πειραματικά αποτελέσματα σε σχέση με τις υπολογιστικές προβλέψεις

6.6.1 Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων με τις αντίστοιχες υπολογιστικές προβλέψεις

Στα Σχήματα 6.16~6.19 παρουσιάζονται συγκριτικές επιφανειακές κατανομές του αριθμού Stanton μεταξύ των πειραματικών και των υπολογιστικών προβλέψεων γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c = 0.5$ και για τις τρεις αναλογίες έγχυσης (Σχήματα 6.17~6.19) όπως επίσης και για την $\theta_c^{N,I}$ περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση (Σχήμα 6.16). Επιπλέον, στα Σχήματα 6.20α~γ φαίνονται οι συγκριτικές κατανομές (πειραματικές με υπολογιστικές) του αριθμού Stanton κατά μήκος της ακτινικής απόστασης ανάντη από το χείλος προσβολής του πτερυγίου στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$).

Η γενικότερη εικόνα που παρουσιάζεται στα Σχήματα 6.16~6.19 δείχνει μια καλή ποιοτικά αλλά μάλλον σχετικά φτωχή ποσοτικά υπολογιστική προσομοίωση του φαινομένου σε όσον αφορά την μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Αντιθέτως, συμφώνως με τα πειραματικά αποτελέσματα, οι υπολογιστικές προσομοιώσεις προβλέπουν με ικανοποιητική ακρίβεια τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά που είναι κυρίαρχα στην περιοχή του επιπέδου

συμμετρίας και της περιοχής που γίνεται η έγχυση (βλέπε Κεφάλαιο 7). Είναι εμφανές ότι η χωρική σχέση μεταξύ των τρισδιάστατων αεροδυναμικών χαρακτηριστικών και της συνδεδεμένης με αυτά μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο προβλέπεται με σχετικά ικανοποιητική ακρίβεια από τον υπολογιστικό κώδικα. Βασιζόμενοι τόσο στα Σχήματα 6.16~6.19 όσο και στα Σχήματα 6.20α~γ εξάγονται τα παρακάτω συμπεράσματα:

(i) Αναλύοντας το Σχήμα 6.16, παρατηρείται ότι η επίδραση της γωνιακής δίνης (CV) που αναπτύσσεται στο επίπεδο συμμετρίας και κινείται περιφερειακά του χείλους προσβολής έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη μιας ζώνης υψηλής μετάδοσης θερμότητας γύρω και κοντά στην περιφέρεια σύνδεσης. Στην περιοχή γύρω από το επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) οι αριθμοί Stanton εμφανίζονται να έχουν την μεγαλύτερη τιμή λόγω της δημιουργίας του “hot spot” που δημιουργείται στην περιοχή. Η τιμή αυτή είναι το αποτέλεσμα της πρόσκρουσης (impingement) θερμο ύ ρευστο ύ στο δάπεδο λόγω της περιστροφικής κίνησης της γωνιακής (CV) και πεταλοειδούς (HV) δίνης στο σημείο συνάντησης τους (βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.1). Οι παρατηρήσεις αυτές ισχύουν τόσο για την πειραματική κατανομή όσο και στη κατανομή που προέρχεται από τις υπολογιστικές προβλέψεις. Τα τελευταία γίνονται πιο κατανοητά παρατηρώντας το Σχήμα 6.20α στις καμπύλες του $\theta_c^{N,I}$ όπου είναι εμφανές το πρώτο τοπικό μέγιστο στον αριθμό Stanton στο δάπεδο στο επίπεδο συμμετρίας, τόσο στην κατανομή της υπολογιστικής πρόβλεψης όσο και της πειραματικής κατανομής. Αντίστοιχα, και στις δύο περιπτώσεις οι τιμές στον αριθμό Stanton τείνουν στη τιμή που αντιστοιχεί στο εισερχόμενο δισδιάστατο οριακό στρώμα σε απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής περίπου $r^* = 1.75$. Εν αντιθέσει, το δεύτερο τοπικό μέγιστο που εμφανίζεται στην υπολογιστική κατανομή του αριθμού Stanton η πειραματική μέθοδος αποτυγχάνει να το συλλάβει ικανοποιητικά (βλέπε 6.8.2). Οι λόγοι για τους οποίους συμβαίνει αυτό όπως επίσης και οι σημαντικές αποκλίσεις στις τιμές του Stanton μεταξύ πειραμάτων και υπολογιστικών προβλέψεων αναλύονται εκτενώς αργότερα (Ενότητα 6.8.2).

(ii) Παρατηρώντας το Σχήμα 6.17 φαίνεται ότι το βάθος της διείδυσης του ψυκτικού αέρα που καλύπτεται από την αναλογία έγχυσης $I_r = 0.2$ καθώς και η αντίστοιχη ψυχόμενη περιοχή προβλέπεται αρκετά ικανοποιητικά από τον υπολογιστικό κώδικα. Και στις δύο περιπτώσεις η περιοχή αυτή εκτείνεται κατά ένα τόξο περίπου $\theta \cong \pm 10^\circ$ γύρω από το επίπεδο συμμετρίας και η επίδραση – ψύξη του ψυκτικού αέρα σταματάει σε ανάντη απόσταση από το χείλος προσβολής περίπου ίση με $r^* = 1.50$ (π.χ. Σημείο ανύψωσης του ψυκτικού αέρα από το δάπεδο από την δράση της πεταλοειδούς δίνης). Πέραν του σημείου αυτού οι τιμές εμφανίζονται και πάλι να τείνουν στην αντίστοιχη τιμή χωρίς την

χρησιμοποίηση έγχυσης (π.χ. π.χ. $S_t \cong 0.002$). Εκτός της αποτελεσματικής περιοχής (π.χ. $\theta > \pm 10^\circ$) η κατανομή στον αριθμό Stanton γύρω από το χείλος προσβολής προβλέπεται ικανοποιητικά από τον κώδικα αφού φαίνεται ότι παραμένει πρακτικά ανεπηρέαστη από τον εγχόμενο ψυκτικό αέρα όπως δείχνουν και τα πειραματικά δεδομένα. Αντιθέτως και στην περίπτωση αυτή, οι ποσοτικές προβλέψεις του κώδικα σε όσον αφορά τις τιμές του αριθμού Stanton είναι “φτωχές”, αφού εμφανίζονται σημαντικά μειωμένες σε σχέση με τις μετρούμενες πειραματικές. Το τελευταίο γίνεται πιο προφανές στο Σχήμα 6.20α.

(iii) Όσον αφορά την χρησιμοποίηση της αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.5$ (Σχήμα 6.18) οι παρατηρήσεις που προκύπτουν για τις διαφορές μεταξύ υπολογιστικών και πειραματικών μετρήσεων είναι παρεμφερείς. Δηλαδή η σχετική περιοχή που καλύπτεται αποτελεσματικά από τον ψυκτικό αέρα στο δάπεδο προβλέπεται επιτυχώς σε ικανοποιητικό επίπεδο. Η περιοχή αυτή είναι τώρα πιο “στενή” αμέσως ανάντη της θυρίδας έγχυσης και εκτείνεται κατά $\theta \cong \pm 5^\circ$ από το επίπεδο συμμετρίας. Η ανάντη απόσταση που καλύπτει η έγχυση είναι σχεδόν ίδια (για τους λόγους που εξηγήθηκαν και προηγουμένως) με αυτήν που καλύπτεται όταν $I_r = 0.2$, με την διαφορά ότι οι τιμές του αριθμού Stanton διατηρούνται χαμηλότεροι σε μεγαλύτερο εύρος ανάντη του χείλους προσβολής (π.χ. από $r^* \cong 1.00$ μέχρι $r^* \cong 1.50$). Αυτό προβλέπεται με σχετική επιτυχία από τον υπολογιστικό κώδικα, όμως με σημαντική και πάλι απόκλιση στις τιμές από τις αντίστοιχες που μετρήθηκαν πειραματικά (Σχήμα 6.20β).

(iv) Όταν η αναλογία έγχυσης γίνεται $I_r = 0.8$ (Σχήμα 6.19), τότε λόγω της μεγάλης ανακατανομής που προκαλείται στο τρισδιάστατο πεδίο ροής γύρω από το επίπεδο συμμετρίας, οι αποκλίσεις στο θερμικό αποτύπωμα που παρατηρούνται στο δάπεδο στην συγκεκριμένη περιοχή είναι ακόμη μεγαλύτερες μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών δεδομένων. Η σχετική όμως περιοχή που επιδρά και έχει αποτελεσματικότητα ο ψυκτικός αέρας προβλέπεται επαρκώς από τον υπολογιστικό κώδικα, με τις αντίστοιχες αποκλίσεις στις τιμές του αριθμού Stanton. Η αντίστοιχη ανάντη του χείλους προσβολής μεταφορά που υπόκειται το σημείο πρόσκρουσης της δευτερογενούς (SV) με την τριτογενή δίνη (TV) λόγω της υψηλής αναλογίας έγχυσης (π.χ. στο $r^* \cong 1.80$), εμφανίζεται σε καλή αντιστοιχία μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των υπολογιστικών προβλέψεων. Επιπλέον παρατηρώντας το Σχήμα 6.20γ γίνεται αντιληπτό το γεγονός ότι το σημείο που οι κατανομές στον αριθμό Stanton τείνουν στην αντίστοιχη τιμή του δισδιάστατου οριακού στρώματος είναι επίσης σε καλή σύγκλιση με τις υπολογιστικές προβλέψεις (π.χ. στο σημείο $r^* \cong 2.00$).

Η γενικότερη εικόνα είναι ότι οι υπολογιστικές προβλέψεις ήταν ικανές να προβλέψουν με ικανοποιητική ακρίβεια τα τρισδιάστατα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά της ροής και τις συνεπακόλουθες ζώνες μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο. Η διείσδυση του ψυκτικού τζετ ανάλογα με την αναλογία έγχυσης I_r καθώς και η περιοχή στο δάπεδο στο οποίο η ψύξη είναι αποτελεσματική προβλέπονται σε αρκετά ικανοποιητικό επίπεδο από τον υπολογιστικό κώδικα. Αντιθέτως, όπως αναφέρεται και στο Κεφάλαιο 4 - Ενότητα 4.3, σε προηγούμενες υπολογιστικές μελέτες που διεξήχθησαν σε παρόμοιες γεωμετρίες σε σχέση με την μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο, έχει βρεθεί ότι στις περισσότερες των περιπτώσεων τα βασιζόμενα σε Rans μοντέλα τύρβης προβλέπουν “φτωχά” την “ποσοτική” κατανομή της μετάδοσης θερμότητας. Ειδικότερα, οι αριθμοί Stanton στο δάπεδο προβλέπονται συνήθως μειωμένοι σε σχέση με τα πραγματικά πειραματικά δεδομένα ειδικά όταν μελετούνται διεργασίες “film cooling” στο δάπεδο κάτω από την επίδραση των τρισδιάστατων ροών μπροστά από το χείλος προσβολής των πτερυγίων. Αυτό συμβαίνει και στην περίπτωση των υπολογιστικών προβλέψεων για την παρούσα εργασία, όπου οι αντίστοιχοι αριθμοί στην κατανομή του αριθμού Stanton προβλέπονται μειωμένοι με σημαντικές αποκλίσεις από την πραγματικότητα. Αυτό δείχνει πιο ενθαρρυντικά αποτελέσματα σε σχέση με την αποτελεσματικότητα της ψύξης, τα οποία όμως δεν ισχύουν στην πραγματικότητα. Οι λόγοι που συμβαίνουν τα ανωτέρω δεν έχουν ακόμη διευκρινιστεί πλήρως και διάφορες ερμηνείες που έχουν δοθεί περιγράφονται στην επόμενη ενότητα.

Σχήμα 6.16: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c^{N.I.}$:
Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.17: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c = 0.5$ και $I_r = 0.2$:
Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.18: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c = 0.5$ και $I_r = 0.5$:
Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.19: Επιφανειακή κατανομή του αριθμού (St) γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου για $\theta_c = 0.5$ και $I_r = 0.8$:
Δεξιά: Υπολογιστική Πρόβλεψη, Αριστερά: Πειραματική μέτρηση

Σχήμα 6.20:
Συγκριτικά
διαγράμματα
κατανομής του
αριθμού
Stanton
μεταξύ
υπολογιστικών
προβλέψεων
(αριστερά) και
πειραματικών
δεδομένων
(δεξιά) κατά
το μήκος της
γραμμής
συμμετρίας
 $\theta \cong 0^\circ$
α. $I_r = 0,2$

β. $I_r = 0,5$

γ. $I_r = 0,8$

Σχήμα 6.21:
Συγκριτικά
διαγράμματα
κατανομής του
αριθμού
Stanton
μεταξύ
υπολογιστικών
προβλέψεων
και
πειραματικών
δεδομένων
κατά το μήκος
της ακτινικής
γραμμής στο
επίπεδο των
 $\theta \cong 10^\circ$
α. $I_r = 0,2$

β. $I_r = 0,5$

γ. $I_r = 0,8$

6.6.2 Ερμηνεία των αποκλίσεων μεταξύ Υπολογιστικών Προβλέψεων και Πειραματικών μετρήσεων

Μερικές πτυχές των λόγων που τα υπολογιστικά μοντέλα τύρβης προβλέπουν “φτωχά” τα μεγέθη της μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο αναφέρονται στο Κεφάλαιο 4 – Ενότητα 4.3, όπου γίνεται μια επισκόπηση της βιβλιογραφίας για μελέτες που αφορούν υπολογιστικές προσομοιώσεις του τρισδιάστατου πεδίου ροής μπροστά από πτερύγια και της αποτελεσματικότητας της ψύξης στο δάπεδο με την μέθοδο του “film cooling”.

Γενικότερα, ο κυριότερος λόγος που υπάρχουν ποσοτικές διαφορές μεταξύ των υπολογιστικών προβλέψεων και πειραματικών μετρήσεων αποδίδεται στο φαινόμενο της εξομάλυνσης της κατανομής της θερμοκρασίας στο δάπεδο λόγω της αστάθειας χαμηλών συχνοτήτων της πεταλοειδούς δίνης που αναπτύσσεται στην πραγματική ροή. Είναι γνωστό ότι η προσομοίωση τέτοιων φαινομένων είναι εκτός της σύνθεσης των μοντέλων τύρβης τα οποία βασίζονται σε RANS.

Ο Davenport και Simpson¹¹ [6.12] ήταν οι πρώτοι που επιβεβαίωσαν ότι κάτω από τυρβώδεις συνθήκες ροής, η δυναμική συμπεριφορά της πεταλοειδούς δίνης ανάντη του χείλους προσβολής ενός πτερυγίου κυριαρχείται από συνεκτικής μορφής αστάθεια χαμηλών συχνοτήτων. Αργότερα οι Praisner και Smith [6.4], [6.5] πραγματοποίησαν ταυτόχρονες μετρήσεις του στιγμιαίου πεδίου ροής και της μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο μπροστά από συμμετρικό πτερύγιο χρησιμοποιώντας την μέθοδο της PIV (για τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά) και την μέθοδο θερμοχρωμικών υγρών κρυστάλλων (για την μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο). Οι τελευταίοι, παρατήρησαν ότι η περιοχή ανάντη από την πεταλοειδή δίνη χαρακτηρίζεται από διτροπική εναλλαγή της ανάστροφης ροής κοντά στο δάπεδο (bimodal switching of the near wall reverse flow) η οποία έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ημιπεριοδικών “εκρήξεων” (quasiperiodic eruptions) της πεταλοειδούς δίνης. Η διτροπική αυτή εναλλαγή της ανάστροφης ροής στην εγγύς περιοχή της πεταλοειδούς δίνης συνδέεται με την χρονική συμπεριφορά του κατωρεύματος του ρευστού στο χείλος προσβολής του πτερυγίου. Επίσης, οι ίδιοι ερευνητές σε μια ανάλυση συχνοτήτων του πεδίου ροής και των αντίστοιχων δεδομένων μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο που έκαναν, έδειξαν ότι η “εκρηκτική” συμπεριφορά που συνδέεται με την πεταλοειδή δίνη συμπίπτει ουσιαστικά με τον μετρούμενο χρόνο “έκρηξης” του προσπίπτοντος τυρβώδους οριακού στρώματος στο

¹¹ [6.12] **Deavenport, W. J. and Simpson, R. L.** [1990]. Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction. J. Fluid Mech. Vol. 210, pp.23-55.

δάπεδο (measured turbulence bursting period of the impinging turbulent endwall boundary layer).

Εκτενής υπολογιστικές μελέτες βασισμένες σε μοντέλα τύρβης RANS στην ίδια γεωμετρία με αυτή των Praisner και Smith [6.4], [6.5] πραγματοποίησε η ομάδα του Levchenya¹² (π.χ. [6.13] και [6.7]). Στις μελέτες αυτές μεταξύ άλλων συμπεραίνεται και το γεγονός ότι το μοντέλο τύρβης $k - \omega SST$ του Menter είναι το πιο ικανό ανάμεσα στα μοντέλα τύπου RANS να αναπαράγει επαρκώς τα τρισδιάστατα αεροδυναμικά φαινόμενα αλλά προβλέπει με αποκλίσεις την συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Εντούτοις μεταξύ των μοντέλων RANS παρουσιάζει τις μικρότερες αποκλίσεις και για τον λόγο αυτό το συγκεκριμένο μοντέλο επιλέχθηκε για τις υπολογιστικές προσομοιώσεις για την παρούσα εργασία. Επιπλέον η ίδια ομάδα εκτέλεσε υπολογιστικές μελέτες σε μεγάλης κλίμακας πτερυγίων στροβίλου¹³ [6.14] και επίσης διαπίστωσε ότι ενώ το τρισδιάστατο αεροδυναμικό πεδίο προβλέπεται με σχετική επιτυχία, εντούτοις η μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο προβλέπεται “φτωχότερα”. Επιπλέον μια πρόσφατη μελέτη από τους¹⁴ Laveau et. al. [6.15] χρησιμοποιεί υπολογιστικές προβλέψεις για να αποσαφηνίσει την σχέση μεταξύ της μεταβολής στην μετάδοση θερμότητας λόγω των αλλαγών στο πεδίο ροής κατά την χρησιμοποίηση διαμορφώσεων στο δάπεδο (endwall contouring). Στην εργασία αυτή ενώ ο υπολογιστικός κώδικας προβλέπει με σχετική επιτυχία το τρισδιάστατο πεδίο ροής και τις συνεπακόλουθες ζώνες μετάδοσης θερμότητας, εντούτοις υπολογίζει χαμηλότερες τις ποσότητες μετάδοσης θερμότητας σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα.

Είναι προφανές ότι η αστάθεια του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης ανάντη του χείλους προσβολής των πτερυγίων προκαλεί εξομάλυνση στην κατανομή της θερμοκρασίας στην περιοχή του δαπέδου κάτω από ακτίνα δράσης της δίνης. Αυτό επιτρέπει στα μοντέλα τύρβης τύπου RANS να προβλέπουν με ικανοποιητική ακρίβεια μόνο ποιοτικά την μετάδοση θερμότητας και όχι ποσοτικά όπως συμβαίνει και στην περίπτωση της παρούσας εργασίας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η κατανομή στον αριθμό Stanton στο επίπεδο συμμετρίας να αυξάνεται μονότονα προς το σημείο της σύνδεσης (π.χ. Σχήμα 6.20) και να μην εμφανίζεται το δεύτερο μέγιστο στο σημείο που η δευτερογενής (SV) με την τριτογενής (TV) δίνη

¹² [6.13] **A. M. Levchenya and E. M. Smirnov**, Numerical Analysis of the Multiple-Horseshoe-Vortex Effects on the Endwall Heat Transfer in the Leading-Edge Region of a Symmetric Bluff Body, 14th International Heat Transfer Conference, Volume 5, Washington DC, USA, 2012

¹³ [6.14] **A. M. Levchenya and E. M. Smirnov**, Numerical investigation of three-dimensional turbulent flow and endwall heat transfer in a large-scale cascade of turbine blades, High Temperature, Vol. 48, Issue 1, pp.57 – 67, 2010

¹⁴ [6.15] **Laveau B., Abhari R., Crawford M., Lutum E.**, High resolution heat transfer measurement on flat and contoured endwall in a linear cascade, J. Turbomach. 153(4), 041020, 2013

συγκρούονται. Παρατηρώντας προσεκτικά τα Σχήματα 6.20α~γ που αφορούν τις πειραματικές κατανομές στον Stanton, φαίνεται να εμφανίζεται ένα πιο “ομαλό” και πιο “απλωμένο” μέγιστο στις περιπτώσεις που χρησιμοποιείται έγχυση, όπως αναφέρεται και στην Ενότητα 6.7. Για τις περιπτώσεις της αναλογία έγχυσης $I_r = 0,2$ και $I_r = 0,5$ το μέγιστο αυτό εμφανίζεται περίπου μεταξύ των $r^* \cong 1.375$ και $r^* \cong 1.60$, ενώ για την αναλογία έγχυσης $I_r = 0,8$ το μέγιστο εμφανίζεται μεταξύ $r^* \cong 1.625$ και $r^* \cong 1.875$. Τα πειραματικά αυτά δεδομένα δείχνουν ότι το δεύτερο σημείο μέγιστου αριθμού Stanton υφίσταται στο δάπεδο, όμως η ασταθής κίνηση του συστήματος των δινών στην περιοχή προκαλεί την ομαλοποίηση-εξομάλυνση στην κατανομή της θερμοκρασίας σε ευρύτερη περιοχή στο δάπεδο. Το φαινόμενο αυτό δεν ισχύει μόνο στο επίπεδο συμμετρίας αλλά και γύρω από την περιοχή αυτή με αποτέλεσμα να εμφανίζονται επίσης διακριτές διαφορές στις κατανομές του αριθμού Stanton και κατά μήκος άλλων ακτινικών επιπέδων κοντά στο επίπεδο συμμετρίας. Χαρακτηριστικό είναι το παράδειγμα που φαίνεται στο Σχήμα 6.21α~γ όπου φαίνεται η ακτινική πειραματική κατανομή του αριθμού Stanton στο δάπεδο κατά μήκος της γωνιάς των $\theta = 10^\circ$ από το επίπεδο συμμετρίας, εν συγκρίσει με τις αντίστοιχες υπολογιστικές προβλέψεις. Εδώ, ο υπολογιστικός κώδικας προβλέπει σχεδόν μηδενική μείωση στον αριθμό Stanton στο σημείο σύνδεσης ($r^* \cong 1.00$) για τις περιπτώσεις που χρησιμοποιείται η αναλογία έγχυσης $I_r = 0.5$ και $I_r = 0.8$. Αυτό οφείλεται στο ιδιαίτερο σχήμα τύπου "μανιταριού" της ψυχόμενης περιοχής που εμφανίζεται τόσο στην περίπτωση του $I_r = 0.5$ (π.χ. Σχήμα 5.19γ) όσο και στην περίπτωση του $I_r = 0.8$ (π.χ. Σχήμα 5.19δ). Δηλαδή κοντά στο σημείο της έγχυσης (γωνιά σύνδεσης) η περιοχή που η έγχυση είναι αποτελεσματική εμφανίζεται "στενότερη" (λόγω της ορμής του ψυκτικού) και στην συνέχεια σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις η αποτελεσματική περιοχή "απλώνεται" και εκτείνεται (λόγω της δράσης της πεταλοειδούς δίνης) σε μεγαλύτερη περιοχή στο δάπεδο, όπως περιγράφεται και στο Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.3. Στις πειραματικές όμως μετρήσεις αυτό δεν ισχύει, αφού η έγχυση εμφανίζεται να είναι αποτελεσματική τόσο στο σημείο αυτό (σημείο σύνδεσης $r^* \cong 1.00$ για $\theta = 10^\circ$) όσο και στην ανάντη περιοχή, λόγω της ομαλοποίησης-εξομάλυνσης της κατανομής της θερμοκρασίας στην περιοχή αυτή.

Αξίζει να σημειωθεί ότι μέσα στα πλαίσια της εργασίας αυτής, αρχικά όλο το δάπεδο του τμήματος δοκιμών (βλέπε Κεφάλαιο 3 – Ενότητα 3.1.2) κατασκευάστηκε από χοντρό έλασμα χάλυβα πάχους 5 mm του οποίου η εκτεθειμένη στην ροή επιφάνεια διατηρείτο σε σταθερή θερμοκρασία χρησιμοποιώντας πλέγμα ηλεκτρικής αντίστασης στην κάτω πλευρά. Στην περίπτωση αυτή έγινε ακόμη περισσότερο αντιληπτή η διεργασία εξομάλυνσης της μετάδοσης θερμότητας στην επιφάνεια του δαπέδου κάτω από την επίδραση των ισχυρών τρισδιάστατων ροών που αναπτύσσονται μπροστά στο χείλος προσβολής του πτερυγίου στο

επίπεδο συμμετρίας. Επίσης αυτό που παρατηρήθηκε δεν ήταν μόνο η επιφανειακή εξομάλυνση της μετάδοσης θερμότητας στην επιφάνεια του ελάσματος, αλλά και η τρισδιάστατη διάχυση της μέσα στο πάχος του ελάσματος – δαπέδου. Αποτέλεσμα του τελευταίου ήταν ο αρκετά δύσκολος καθορισμός των πραγματικών αριθμών Stanton στο δάπεδο, αφού ήταν πρακτικά αδύνατος ο προσδιορισμός του τοπικού ρυθμού μετάδοσης θερμότητας που είναι απαραίτητη για τον προσδιορισμό των τοπικών αριθμών Stanton (βλέπε Κεφάλαιο 3, Εξίσωση 3.34). Οι διεργασίες όμως στους πραγματικούς κινητήρες είναι πιο κοντά στην μέθοδο αυτή παρά στην μέθοδο του “thin film” που χρησιμοποιείται συνήθως για μελέτη της ψύξης του δαπέδου σε πτερύγια στροβίλων¹⁵ (π.χ. [6.16], [6.17], [6.18], [6.19], [6.20], παρούσα εργασία), αφού τόσο τα πτερύγια όσο και το δάπεδο έχουν πεπερασμένο πάχος υλικού μέσα στο οποίο η μετάδοση θερμότητας δεν είναι καθόλου μονοδιάστατη. Ούτως ή άλλως και στην παρούσα εργασία η μέθοδος που τελικά χρησιμοποιήθηκε ήταν αυτή του “thin film” στο δάπεδο έτσι ώστε οι παραγόμενοι αριθμοί Stanton να είναι άμεσα συγκρίσιμοι με αυτούς που παρουσιάζονται στην διεθνή βιβλιογραφία από άλλες ομάδες ερευνητών.

Τα τελευταία χρόνια, έχει αρχίσει να γίνεται πιο συχνή η χρησιμοποίηση μεθόδων LES ή DES για διερεύνηση φαινομένων όπως οι τρισδιάστατες ροές που εμφανίζονται μπροστά στην σύνδεση πτερυγίων με το δάπεδο. Η προσπάθεια αυτή γίνεται για την όσο το δυνατόν πιο καλή προσομοίωση των ασταθών χαρακτηριστικών της πεταλοειδούς δίνης, έτσι ώστε να αναπτυχθούν στην συνέχεια ανάλογα μοντέλα που θα προβλέπουν με ακρίβεια και ποσοτικός την αντίστοιχη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Οι Tseng et.al.¹⁶ [6.21] αναφέρουν μια πρώιμη προσπάθεια χρησιμοποίησης LES σε μια γεωμετρία σύνδεσης ενός στύλου σε δάπεδο, στηριζόμενοι σε μια περιορισμένη βάση δεδομένων από τον¹⁷ Dargahi [6.22]. Ικανοποιητικά αποτελέσματα προέκυψαν σε όσον αφορά την κατά μέσο όρο χρονική (time averaged) συμπεριφορά της τυρβώδους πεταλοειδούς δίνης, αλλά περιορισμένη εικόνα

15

[6.16] **Rubensdorffer F. Torsten H.F.**, 2004, A new test facility for evaluation of parameters defining nozzle guide vane endwall heat transfer, The 17th Symposium on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines.

[6.17] **Knost D.G.**, Predictions and measurements of film cooling on the endwall of a first stage vane, Master thesis, Virginia Polytechnic Institute, 2003.

[6.18] **Sabatino D.R., Smith C.R.**, Boundary layer influence on the unsteady horseshoe vortex flow and surface heat transfer, GT 2007-27633, Montreal, 2007.

[6.19] **Bogard D., Thole K. A.**, Improving durability of turbine components through trenched film cooling and contoured endwalls, USTR Review Workshop, 2010.

[6.20] **Stephen L., Sundar N., Thole K., Kohli A., Lehane C.**, Heat Transfer for a turbine blade with non-axisymmetric endwall contouring, ASME J. of Turbomachinery, 133(1), 011019, 2010

16

[6.21] **Tseng, M.H., Yen, C.L., & Song, C.C.S.** (2000). – Computation of three-dimensional flow around square and circular piers. Int. J. Numer. Meth. Fluids, 34: 207-227.

17

[6.22] **Dargahi, B.** (1989). – The turbulent flow field around a circular cylinder. *Exp. Fluids*, 8: 1-12.

δόθηκε για τα ασταθή χαρακτηριστικά του πεδίου ροής. Οι Paik et.al.¹⁸ [6.23] ήταν οι πρώτοι έδωσαν μια εξήγηση για την μεγάλης κλίμακας αστάθεια της πεταλοειδούς δίνης που παρατήρησαν οι Davenport και Simpson [6.12] χρησιμοποιώντας προσομοιώσεις με DES. Αυτή αποδόθηκε στις δευτερογενείς αστάθειες που δίνουν άνοδο σε δίνες τύπου “hairpin” και οι οποίες τυλίγονται γύρω από την πεταλοειδή δίνη και την αποδιοργανώνουν με απεριοδικό τρόπο. Παρόμοιες παρατηρήσεις έγιναν και σε πιο πρόσφατες εργασίες από του Escauriaza και Sotiropoulos¹⁹ [6.24], [6.25], [6.26] οι οποίοι διερεύνησαν τον ρόλο του αριθμού Reynolds σαν μια σημαντική παράμετρο που κυριαρχεί την δυναμική της πεταλοειδούς δίνης.

¹⁸ [6.23] **Paik, J., Escauriaza, C., & Sotiropoulos, F. (2007).** – On the bimodal dynamics of the turbulent horseshoe vortex system in a wing-body junction. *Phys. Fluids*, 19: 115104.

¹⁹ [6.24] **Escauriaza, C., Sotiropoulos, F. (2010).** – Reynolds number effects on the coherent dynamics of the turbulent horseshoe vortex system. *Flow Turbul. Combust.*, 85: 32.

[6.25] **Escauriaza, C., Sotiropoulos, F. (2011a).** – Initial stages of erosion and bed form development in a turbulent flow around a cylindrical pier. *J. Geophys. Res.*, 116: F03007.

[6.26] **Escauriaza, C., Sotiropoulos, F. (2011b).** – Lagrangian model of bed-load transport in turbulent junction flows. *J. Fluid Mech.*, 666: 36-76.

7.1.	Η ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΤΩΝ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	197
7.2.	Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ θ_c^{NI} ΣΕ ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΤΙΣ ΔΙΕΡΕΥΝΩΜΕΝΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΕΓΧΥΣΗΣ	198
7.1.1	Κατανομή στατικής πίεσης στα επίπεδα	198
7.1.2	Ιχνογραμμές ροής (Streamtraces) στα επίπεδα.....	204

Κεφάλαιο 7

Αεροδυναμικές μετρήσεις στο διάκενο (*Passage Aerodynamics*)

Οι δευτερογενείς ροές που αναπτύσσονται στο διάκενο μεταξύ δύο πτερυγίων στροβίλου θεωρούνται ως η κύρια πηγή αεροδυναμικών απωλειών, οι οποίες αντιπροσωπεύουν περίπου το 35% με 40% των συνολικών απωλειών και του θερμικού φορτίου στο διάκενο¹ [7.1] και ως εκ τούτου απαιτείται ειδική αντιμετώπιση κατά τον σχεδιασμό τόσο των σχετικών πτερυγώσεων όσο και του συστήματος ψύξης. Η ψύξη του δαπέδου με την χρήση το υ “film cooling” αυξάνει τις αεροδυναμικές απώλειες. Από πειραματικές κυρίως μελέτες, έχει παρατηρηθεί ότι η αύξηση αυτή είναι σχεδόν σταθερή για ένα εύρος πιέσεων έγχυσης του ψυκτικού αέρα. Από σκοπιάς ποσοστιαίας αύξησης της παροχής ψυκτικού, η βέλτιστη πίεση παροχής εμφανίζεται συνήθως όταν η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος της ροής είναι στα ίδια επίπεδα με την κατά την διεύθυνση της ροής συνιστώσα της ταχύτητας του ψυκτικού αέρα.

Ο Σκοπός του Κεφαλαίου αυτού είναι ο προσδιορισμός του κατά πόσον η προτεινόμενη μέθοδος έγχυσης ψυκτικού επηρεάζει το ροϊκό πεδίο στο διάκενο μεταξύ δύο διαδοχικών πτερυγίων στροβίλου. Εδώ αξίζει να σημειωθεί πως για την παρούσα πειραματική διάταξη ως “διάκενο” εννοούμε τον χώρο μεταξύ του πτερυγίου και των τοιχωμάτων της αεροσήραγγας κατάντη του χείλους προσβολής, όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.1α. Τα ποιοτικά χαρακτηριστικά των ροών στο διάκενο, τα οποία αποτελούνται κυρίως από διασταυρούμενες ροές (ροή από την πλευρά υπερπίεσης προς την πλευρά αναρρόφησης)²

¹ [7.1] **Sh. Kang.**, Investigation on the Three Dimensional within a Compressor Cascade with and without Tip Clearance, PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, September 1993.

² [7.2] **Kim K. Wiedner B. G., Camci C.**, Analysis of turbulent flow and endwall heat transfer in a 90° turning duct and comparisons with measured data, Proceedings of ISROMAC-8, 2000. II: 643-666.

[7.3] **Tsujita H., Mizuki S., Minorikawa G., Yamamoto A.**, Numerical Simulation of Loss Generation Mechanisms of Flow in Turbomachinery by using Curved Square Duct, J. of Thermal Science, Vol. 12, No. 3, 2003.

[7.4] **Camci C., Rizzo D.**, Secondary flow and forced convection heat transfer near endwall boundary layer fences in a 90° turning duct, International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002), 831-843.

(π.χ. [7.2]~[7.6]) και τυρβώδεις ροές που επάγονται λόγω του χείλους προσβολής (π.χ. πεταλοειδής δίνη), λόγω της γωνιάς στη περιοχή σύνδεσης πτερυγίου-δαπέδου³ (π.χ. [7.7]) και λόγω του εγγεόμενου ψυκτικού ρευστού⁴ (π.χ. [7.8]~[7.10]), έχουν μελετηθεί λεπτομερώς κυρίως σε στατικές διατάξεις πτερυγίων στροβίλου, όπως αυτή που φαίνεται στο Σχήμα 7.1β. Σε τέτοιες διατάξεις, η τρισδιάστατη ροή στο διάκενο συνδυάζει τόσο τα χαρακτηριστικά της πεταλοειδούς δίνης που αναπτύσσεται στο επίπεδο ανακοπής του χείλους προσβολής, όσο και της δίνης διακένου που αναπτύσσεται λόγω της κυρτότητας των πτερυγίων και ως εκ τούτου και του κυρτού διακένου. Στην παρούσα πειραματική διάταξη (Σχήμα 7.1α), λόγω του ευθυτενούς διακένου, εξετάζεται η επίδραση της έγχυσης του ψυκτικού αέρα στην ανάπτυξη και στην κατάντη του χείλους προσβολής διάδοση της πεταλοειδούς δίνης, απουσία της δίνης διακένου. Εξάλλου, έχει παρατηρηθεί πως το ένα σκέλος της πεταλοειδούς δίνης, συγχωνεύεται με την αρκετά ισχυρότερη δίνη διακένου, σε μικρή απόσταση κατάντη του χείλους προσβολής (βλέπε Κεφάλαιο 2, Ενότητα 2.1.1).

Σχήμα 7.1: Η γεωμετρία του διακένου και οι κύριες χαρακτηριστικές δίνες
α. Ευθυτενές διάκενο (παρούσα εργασία) , β. κυρτό σύνηθες διάκενο

[7.5] **Sudo K., Sumida M., Hibara H.**, Experimental investigation on turbulent flow in a square-sectioned 90-degree bend, Experiments in Fluids 30 (2001), 246-252.

[7.6] **Darus A. N., Fatt Y.Y.**, Development of secondary flow in a curved rectangular duct, Jurnal Mekanikal, December 2008, No. 27, 1-22.

³ [7.7] **Georgiou D.P., Milidonis K.F.**, The static pressure field as a driving mechanism for the streamwise corner flow in the presence of an inclined transverse plane, Experiments in Fluids, February 2014, 55:1694.

⁴ [7.8] **Blair M.F.**, 1974, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Large-Scale Turbine Endwalls, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 96, pp. 524-529

[7.9] **Takeishi K., Matsuura M., Aoki S. and Sato T.**, 1990, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 112, pp. 488-496

[7.10] **Granser D. and Schulenberg T.**, 1990, Prediction and Measurement of Film Cooling Effectiveness for a First-Stage Turbine Vane Shroud, ASME Paper 90-GT-95

7.1. Η διαδικασία των αεροδυναμικών μετρήσεων

Το πεδίο ροής στο ευθυτενές διάκενο μετρήθηκε σε 8 συνολικά επίπεδα κατάντη του επιπέδου των $\theta = 90^\circ$ του χείλους προσβολής του πτερυγίου⁵ [7.11]. Ένα επιπλέον επίπεδο που μετρήθηκε ήταν αυτό των $\theta = 60^\circ$ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$). Λόγω του μεγάλου όγκου των δεδομένων που προκύπτουν, στον παρόν Κεφάλαιο παρατίθενται τα αποτελέσματα μόνο για το επίπεδο των $\theta = 60^\circ$ (P60) και άλλων τριών επιπέδων, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 7.2. Τα τρία αυτά επίπεδα αντιστοιχούν σε κατάντη του χείλους προσβολής αποστάσεις:

$$X_{up}/D = -0.5$$

το οποίο αντιστοιχεί στο επίπεδο των $\theta = 90^\circ$ (P90),

$$X_{up}/D = -3.83$$

το οποίο αντιστοιχεί σχεδόν στην έξοδο της ροής από το διάκενο (P2) και

$$X_{up}/D = -2.40$$

το οποίο αντιστοιχεί στην μισή περίπου απόσταση μεταξύ των επιπέδων P90 και P2 και συμβολίζεται με P1. (Σημείωση: Το αρνητικό πρόσημο στις παραπάνω αδιάστατες αποστάσεις δείχνει απόσταση κατάντη του χείλους προσβολής)

Σχήμα 7.2: Τα επίπεδα σάρωσης στο ευθυτενές διάκενο της πειραματικής διάταξης

⁵

[7.11] Georgiou D.P., Milidonis K.F., Geniketzidis I. A.: Comparisons between experimental measurements and Rans-based simulations on the aerodynamics of a horseshoe vortex configuration, European Turbomachinery Conference, March 23-26, Madrid, Spain, 2015.

Αεροδυναμικές μετρήσεις έγιναν τόσο για την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση (θ_c^{NI}), όσο και όλες τις περιπτώσεις αναλογιών έγχυσης I_r . Όπως αναφέρθηκε και στο Κεφάλαιο 3 - Ενότητα 3.1.3.2, οι αεροδυναμικές μετρήσεις έγιναν χρησιμοποιώντας ένα αισθητήρα Pitot 5-οπών κωνικής κεφαλής 60° το οποίου η εξωτερική διάμετρος στην μύτη (π.χ. στο σημείο μέτρησης) ήταν $0.9mm$. Ο αισθητήρας τοποθετήθηκε σε μια τραβέρσα δύο αξόνων η οποία παίρνει κίνηση από δύο βηματικά μοτέρ και ελέγχεται μέσω ηλεκτρονικού υπολογιστή σε περιβάλλον LabView. Ο κώδικας κίνησης εναρμονίζεται με μια υπορουτίνα ανάκτησης δεδομένων. Ο συνδυασμός των δύο παραπάνω επιτρέπει την ταυτόχρονη αυτόματη κίνηση και ανάκτηση δεδομένων πίεσης στα δισδιάστατα επίπεδα (YZ επίπεδα) που επιλέγονται για σάρωση (Σχήμα 7.2) με δυνατότητα επιλογής του βήματος στις δύο διευθύνσεις αλλά και του διαστήματος (χρόνου) δειγματοληψίας (Δt). Περισσότερες λεπτομέρειες για την συγκεκριμένη διάταξη μπορούν να βρεθούν στο Παράρτημα Ι.

Θεωρώντας συμμετρική την ροή στα δύο διάκενα δεξιά και αριστερά του περυγίου σαρώθηκαν επίπεδα μόνο στο ένα διάκενο. Το μέγεθος των επιπέδων σάρωσης κατά την διεύθυνση του ανοίγματος του περυγίου (span direction) περιορίστηκε στα $Y = 40mm$, μέγεθος το οποίο είναι αρκετά μεγάλο για να συμπεριλάβει τα σχετικά αεροδυναμικά φαινόμενα που αναμένονται (υπενθυμίζεται ότι το μέγεθος της πεταλοειδούς δίνης περιορίζεται σε απόσταση κάτω των $10mm$ από το δάπεδο). Για την Z διάσταση, στα επίπεδα $P90$, $P1$ και $P2$, σαρώθηκε όλο το μήκος μεταξύ του τοιχώματος του περυγίου και του τοιχώματος του τμήματος δοκιμών της αεροσύραγγας, π.χ. $Z = 118mm$. Για λόγους ομοιομορφίας οι ίδιες διαστάσεις σάρωσης χρησιμοποιήθηκαν και στο επίπεδο $P60$. Η πυκνότητα του πλέγματος και στους δύο άξονες ήταν $\Delta Y = \Delta Z = 2mm$, με πυκνότητα δειγματοληψίας σε κάθε σημείο $1kHz$ σε διάστημα $2sec$. Λόγω του πεπερασμένου μεγέθους του σωλήνα Pitot, μια μικρή περιοχή τόσο κοντά στο δάπεδο όσο και κοντά στα δύο κάθετα τοιχώματα δεν σαρώθηκε (σε απόσταση περίπου $1mm$ από τα δύο τοιχώματα).

7.2. Η περίπτωση θ_c^{NI} σε σχέση με τις διερευνώμενες περιπτώσεις έγχυσης

7.1.1 Κατανομή στατικής πίεσης στα επίπεδα

Στο Σχήμα 7.3 απεικονίζονται, στην αριστερή στήλη, τα περιγράμματα (contours) της κατανομής της στατικής πίεσης, στο επίπεδο $P90$ για τις τρεις περιπτώσεις αναλογιών έγχυσης I_r (Σχήμα 7.3β, γ, δ) σε σύγκριση με την αντίστοιχη κατανομή που δεν χρησιμοποιείται έγχυση (Σχήμα 7.3α). Οι κατανομές της στατικής πίεσης παρουσιάζονται σε

όρους του αδιάστατου συντελεστή CP_s , οι οποίοι υπολογίζονται με βάση τις εξισώσεις που προκύπτουν κατά την διαδικασία βαθμονόμησης του αισθητήρα Pitot⁶ [7.12].

Σχήμα 7.3:

Αριστερή Στήλη: Η κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CP_s στο επίπεδο $P90$ για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

Δεξιά Στήλη: Το δευτερογενές πεδίο ροής ($v - w$ vectors) στο επίπεδο $P90$ για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

⁶ [7.12] **Georgiou D.P, Milidonis K.F.**, Fabrication and Calibration of a sub-miniature 5-hole probe with embedded pressure sensors for use in extremely confined and complex areas in turbomachinery, Flow Measurement and Instrumentation 39C, pp. 54-63, 2014.

Οι κατανομές της στατικής πίεσης παρέχουν μια καλή ένδειξη για την ύπαρξη ή μη δινών τύπου “forced vortex” όπως η πεταλοειδής δίνη (βλέπε Παράρτημα IV). Οι ιώδεις αποχρώσεις που εμφανίζονται στις κατανομές του CPs υποδεικνύουν χαμηλή στατική πίεση, αντιθέτως αποχρώσεις προς το ερυθρό υποδεικνύουν αύξηση στην πίεση.

Κατ’αντιστοιχία στην δεξιά στήλη του Σχήματος 7.3 απεικονίζονται τα διανύσματα των δευτερογενών ροών στα ίδια επίπεδα. Σημειώνεται εδώ ότι η συνιστώσα της ταχύτητας στον κάθετο άξονα Y συμβολίζεται με v , ενώ με w συμβολίζεται συνιστώσα της ταχύτητας στον Z άξονα. Επίσης διευκρινίζεται ότι η αδιάστατη απόσταση Z/D μειώνεται καθώς πλησιάζουμε το τοίχωμα του πτερυγίου.

Γενικότερα παρατηρείται ότι με την συγκεκριμένη μέθοδο έγχυσης, τόσο τα ποιοτικά όσο και τα ποσοτικά χαρακτηριστικά του αεροδυναμικού πεδίου στο επίπεδο $P90$ δεν παρουσιάζουν καμιά ουσιαστική μεταβολή καθώς μεταβάλεται η αναλογία έγχυσης I_r . Στο επίπεδο αυτό το κέντρο της πεταλοειδούς δίνης εμφανίζεται περίπου στο $Z/D = 0.35$ και όλη η δίνη περιορίζεται μέσα σε μια απόσταση μικρότερη του $Y/D \cong 0.25$ από το δάπεδο. Η δίνη στα διαγράμματα χαρακτηρίζεται από σχεδόν ομόκεντρους κύκλους ισογραμμών πίεσης ($Iso - CPs$) γύρω από το κέντρο περιστροφής. Οι ισογραμμές της στατικής πίεσης, στην περιοχή πέραν της επίδρασης της πεταλοειδούς δίνης, παρουσιάζουν σχεδόν σταθερή κατανομή, με αυξανόμενη τιμή προς το τοίχωμα του τμήματος δοκιμών της αεροσήραγγας (δηλαδή στο $Z/D = 2.00$), λόγω ανεπτυγμένου οριακού στρώματος στην επιφάνεια αυτή. Αντιθέτως οι χαμηλές τιμές του CPs που εμφανίζονται στο τοίχωμα του πτερυγίου (π.χ. σε ύψος $Y/D > 0.16$ από το δάπεδο) οφείλονται στην τοπική επιτάχυνση της ροής στο επίπεδο των 90° όπως αυτή στρίβει γύρω από το χείλος προσβολής του πτερυγίου, πάνω στο οποίο δεν έχει ακόμα αναπτυχθεί σημαντικό οριακό στρώμα (δηλαδή το οριακό στρώμα είναι πολύ λεπτό).

Το αντίστοιχο δευτερογενές πεδίο ($v - w$ vectors) στο επίπεδο $P90$ για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r (Σχήμα 7.3: δεξιά στήλη) δεν δείχνει ουσιαστική μεταβολή σε σχέση με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Η περιοχή που κυριαρχείται από την πεταλοειδή δίνη χαρακτηρίζεται από έντονη περιστροφή των διανυσμάτων, ενώ το υπόλοιπο ροϊκό πεδίο χαρακτηρίζεται από σταθερής διεύθυνσης διανύσματα με φορά από το τοίχωμα του τμήματος δοκιμών της αεροσήραγγας προς το τοίχωμα του πτερυγίου, ωθούμενα από την διαφορά πιέσεων στα δυο τοιχώματα, εξαιτίας της επιτάχυνσης της ροής γύρω από το πτερύγιο .

Σχήμα 7.4:

Αριστερή Στήλη: Η κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CPs στο επίπεδο $P1$ για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

Δεξιά Στήλη: Το δευτερογενές πεδίο ροής ($v - w$ vectors) στο επίπεδο $P1$ για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

Κατάντη της περιφέρειας του χείλους προσβολής (δηλαδή κατάντη του επιπέδου $P90$) ο πυρήνας της πεταλοειδούς δίνης αρχίζει να απομακρύνεται από το τοίχωμα του πτερυγίου. Αυτό είναι εμφανές στο Σχήμα 7.4 όπου παρουσιάζονται οι κατανομές του CPs στο επίπεδο $P1$, δηλαδή στο μέσο του διακένου όπου $X_{up}/D = -2.25$. Στο επίπεδο αυτό ο πυρήνας της

πεταλοειδούς δίνης μετατοπίζεται στο $Z/D = 0.50$ και παραμένει στο σημείο αυτό για όλες τις περιπτώσεις αναλογίας έγχυσης I_r . Ανάλογη είναι και η μετατόπιση που παρατηρείται στο κέντρο περιστροφής των διανυσμάτων της δευτερευομένης ροής $v - w$ (Σχήμα 7.4: δεξιά στήλη).

Σχήμα 7.5:

Αριστερή Στήλη: Η κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CPs στο επίπεδο $P2$ για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

Δεξιά Στήλη: Το δευτερογενές πεδίο ροής ($v - w$ vectors) στο επίπεδο $P2$ για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r

Κατά την κίνηση της κατάντη του μέσου του διακένου, ο πυρήνας της πεταλοειδούς δίνης απομακρύνεται όλο και περισσότερο από το τοίχωμα του περυγίου με αντίστοιχη μείωση στην ένταση της.

Στην έξοδο του διακένου (Σχήμα 7.5), η ένταση της δίνης έχει απομειωθεί αρκετά έτσι ώστε στις κατανομές του CPs να μην εμφανίζεται η χαρακτηριστική κατανομή δίνης (Σχήμα 7.5: αριστερή στήλη). Η παρατήρηση αυτή επιβεβαιώνεται από τα αντίστοιχα διανύσματα δευτερογενούς ροής (Σχήμα 7.5: δεξιά στήλη) στο επίπεδο εξόδου, τα οποία χαρακτηρίζονται από την απουσία περιστροφής των διανυσμάτων στην περιοχή εμφάνισης της δίνης.

Σχήμα 7.6: Κατανομή της στατικής πίεσης σε όρους CPs κατά τον Y άξονα στο κέντρο της πεταλοειδούς δίνης σε κάθε επίπεδο για όλες τις περιπτώσεις του I_r .

Στο Σχήμα 7.6 παρουσιάζονται διαγράμματα κατανομών στατικής πίεσης (CPs) σε τομές κατά τον Y άξονα, σε αποστάσεις Z/D οι οποίες αντιστοιχούν για κάθε επίπεδο στο κέντρο της πεταλοειδούς δίνης όπως: $Z/D = 0.35$ για το επίπεδο $P90$, $Z/D = 0.50$ για το επίπεδο $P1$ και $Z/D = 0.65$ για το επίπεδο $P2$. Τα διαγράμματα αυτά παρέχουν μια πιο λεπτομερή εικόνα ως προς την επίδραση του ψυκτικού αέρα στην δομή της πεταλοειδούς δίνης στο διάκενο.

Ο πυρήνας της πεταλοειδούς δίνης καθορίζεται από το τοπικό ελάχιστο στις καμπύλες πίεσης. Το τοπικό αυτό ελάχιστο είναι εντονότερο στο επίπεδο $P90$ όπου και η δίνη είναι ακόμη αρκετά ισχυρή. Όπως παρατηρήθηκε και προηγουμένως, προχωρώντας στα κατάντη επίπεδα $P1$ και $P2$ παρατηρείται μείωση της ισχύος της δίνης, πράγμα που μεταφράζεται σε σχετικά μειωμένης έντασης τοπικό ελάχιστο στην καμπύλη στις αντίστοιχες κατανομές στατικής πίεσης. Η κατανομή των διαγραμμάτων πίεσης στο επίπεδο $P2$ είναι ενδεικτική της απομείωσης της έντασης της δίνης στην έξοδο του διακένου. Αυτό που έχει σημασία είναι ότι δεν παρατηρείται αξιοσημείωτη μεταβολή κατά την χρησιμοποίηση της έγχυσης του ψυκτικού αέρα και προφανώς η προτεινόμενη μέθοδος ψύξης δεν προκαλεί περαιτέρω προβλήματα αεροδυναμικού χαρακτήρα.

7.1.2 Ιχνογραμμές ροής (Streamtraces) στα επίπεδα

Είναι γνωστό ότι οι τυρβώδεις δομές που σχετίζονται με τις τρισδιάστατου χαρακτήρα γραμμές αποκόλλησης (separation lines) στο δάπεδο (βλέπε Κεφάλαιο 2, Ενότητα 2.1.3.2), δρουν στις πλείστες των περιπτώσεων σαν “φράγματα” απέναντι στις τροχιές του ψυκτικού αέρα που προορίζονται για ψύξη του δαπέδου. Αυτός είναι και ο κυριότερος λόγος για τον οποίο οι μέχρι τώρα προτεινόμενοι μέθοδοι ψύξης δεν είναι αποτελεσματικοί ως προς την περιοχή του δαπέδου ακριβώς μπροστά από το χείλος προσβολής των πτερυγίων. Το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης που κυριαρχεί την περιοχή εμποδίζει σε μέγιστο βαθμό την παροχή ικανοποιητικής ψύξης του δαπέδου γύρω από αυτήν την συγκεκριμένη περιοχή. Επιπλέον, η έγχυση ψυκτικού αέρα κάτω από τις γραμμές ανύψωσης (lift-off lines) επίσης δεν είναι αποτελεσματική αφού μεγάλη ποσότητα του παρεχόμενου ψυκτικού αέρα απομακρύνεται από την επιφάνεια του δαπέδου πριν την παροχή ικανοποιητικής ψύξης σε αυτό και πριν την διείσδυση του κοντά στην περιοχή της γωνιάς σύνδεσης γύρω από το χείλος προσβολής. Έχει επίσης βρεθεί ότι η χωρική τοποθεσία στην οποία τοποθετείται μια θυρίδα έγχυσης ψυκτικού αέρα πάνω στο δάπεδο, επηρεάζει και μεταβάλλει σε σημαντικό βαθμό τις τρισδιάστατες γραμμές αποκόλλησης⁷ [7.13], [7.14], [7.15]. Αποτέλεσμα αυτού είναι η περαιτέρω ενίσχυση και μεγέθυνση των αεροδυναμικών απωλειών στο διάκενο κατάντη του χείλους προσβολής των πτερυγίων.

⁷

[7.13] **Friedrichs S.**, Endwall film cooling in axial flow turbines, PhD dissertation, Cambridge University Engineering Department, January 1997

[7.14] **Friedrichs S., Hodson H. P., and Dawes W. N.**, 1997, Aerodynamic Aspects of Endwall Film-Cooling, ASME J. Turbomach., 119, pp. 786–793.

[7.15] **Goldstein R. J., Chen H. P.**, Film Cooling on a Gas Turbine Blade Near the End Wall, ADA138794, Interim Rept, 1983

Τα παραπάνω ισχύουν για τις περιπτώσεις που η θυρίδες έγχυσης ψυκτικού αέρα βρίσκονται τοποθετημένες σε σημεία ανάντη του χείλους προσβολής των πτερυγίων (βλέπε Κεφάλαιο 2, Σχήμα 2.10α). Στην περίπτωση της μεθόδου έγχυσης που αναπτύχθηκε στην παρούσα εργασία, ο ψυκτικός αέρας εγχέεται ουσιαστικά κατάντη των γραμμών αποκόλλησης αφού η θυρίδα έγχυσης είναι τοποθετημένη στην γωνιά σύνδεσης του χείλους προσβολής με το δάπεδο (βλέπε Κεφάλαιο 2, Σχήμα 2.17).

P60

P90

P1

P2

Σχήμα 7.8:

Οι ιχνογραμμές της ροής (streamtraces) στα υπό διερεύνηση επίπεδα:

Αριστερή Στήλη: $I_r = 0.0$

Δεξιά Στήλη: $I_r = 0.2$

P60

P90

P1

P2

Σχήμα 7.9:

Οι ιχνογραμμές της ροής (streamtraces) στα υπό διερεύνηση επίπεδα:

Αριστερή Στήλη: $I_r = 0.5$ Δεξιά Στήλη: $I_r = 0.8$

Ως εκ τούτου, η τροχιά του ψυκτικού αέρα παραμένει ανεπηρέαστη από τις τρισδιάστατες γραμμές αποκόλλησης που δημιουργούνται στο δάπεδο λόγω της τρισδιάστατης φύσης της τοπικής ροής και ψύχει αποτελεσματικά την προβληματική περιοχή στο δάπεδο γύρω από την σύνδεση του με το χείλος προσβολής του πτερυγίου, όπως παρουσιάστηκε στα Κεφάλαια 5 και 6.

Στα Σχήματα 7.8 και 7.9 φαίνονται αντίστοιχα οι ιχνογραμμές της ροής στα υπό διερεύνηση επίπεδα για τις περιπτώσεις αναλογιών έγχυσης $I_r = 0.0$, $I_r = 0.2$ και $I_r = 0.5$, $I_r = 0.8$ αντίστοιχα. Τα Σχήματα αυτά είναι ενδεικτικά του γεγονότος ότι η προτεινόμενη μέθοδος ψύξης προκαλεί αμελητέες μεταβολές στην γραμμή ανύψωσης (lift-off line) και ως εκ τούτου και στην τρισδιάστατη γραμμή αποκόλλησης (separation line) της πεταλοειδούς δίνης καθώς αυτή διαδίδεται κατάντη του χείλους προσβολής. Το τελευταίο γίνεται προφανές συγκρίνοντας κάθε φορά την θέση της πεταλοειδούς δίνης σε σχέση με την αντίστοιχη θέση της για την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Τα πειραματικά δεδομένα για το επίπεδο $P60$ το οποίο βρίσκεται πιο κοντά στο επίπεδο συμμετρίας ($\theta = 0^\circ$) δείχνουν ότι το σημείο ανύψωσης της πεταλοειδούς δίνης τοποθετείται περίπου στο $Z/D \cong 0.33$ και διατηρείται σταθερό κατά την χρησιμοποίηση όλων των διερευνούμενων αναλογιών έγχυσης I_r . Το γεγονός αυτό ενισχύει ουσιαστικά μερικές παρατηρήσεις που έγιναν σε προηγούμενα Κεφάλαια:

α. Επιβεβαιώνεται το γεγονός ότι η προτεινόμενη μέθοδος έγχυσης μεταβάλλει το πεδίο ροής στην περιοχή μόνο γύρω από το επίπεδο συμμετρίας. Το μέγεθος της επίδρασης είναι ανάλογο της χρησιμοποιούμενης αναλογίας έγχυσης I_r (βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.5.2), ωστόσο για όλες τις διερευνούμενες περιπτώσεις του I_r το πεδίο ροής επανέρχεται γρήγορα στα φυσιολογικά μεγέθη, δηλαδή σε μεγέθη αντίστοιχα με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Το σημείο ανύψωσης (lift-off line) της πεταλοειδούς δίνης σε κάθε επίπεδο μέτρησης μπορεί να εκτιμηθεί από τις ιχνογραμμές της ροής στα Σχήματα 7.8 και 7.9. Στα διαγράμματα του Σχήματος 7.10 διαγράφεται η τροχιά της γραμμής ανύψωσης της πεταλοειδούς δίνης και συγκρίνεται με τις αντίστοιχες τροχιές που προκύπτουν από τις υπολογιστικές προβλέψεις για όλες τις αναλογίες έγχυσης I_r . Η τροχιά της γραμμής ανύψωσης της δίνης παρουσιάζεται σαν αδιάστατη απόσταση $r^* = r/R_{LE}$ κατά μήκος της περιφέρειας του χείλους προσβολής (π.χ. $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$). Για τα επίπεδα στο διάκενο κατάντη του χείλους προσβολής (π.χ. $X_{up}/D = -0.5 \sim -4.0$), ως r^* καθορίζεται η απόσταση του σημείου ανύψωσης της δίνης από το τοίχωμα του περυγίου. Επιπλέον σημειώνεται εδώ ότι για τα διαγράμματα του Σχήματος 7.10 χρησιμοποιήθηκαν πειραματικά δεδομένα και από τα 8 επίπεδα που μετρήθηκαν στο διάκενο [7.11].

Η τροχιά του σημείου ανύψωσης της πεταλοειδούς δίνης για την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση (Σχήμα 7.10α) προσεγγίζεται με πολύ καλή ακρίβεια από τον υπολογιστικό κώδικα. Με ικανοποιητική ακρίβεια προσεγγίζεται επίσης και η τροχιά κατά την περίπτωση χρησιμοποίησης της χαμηλής $I_r = 0.2$ και μεσαίας $I_r = 0.5$ αναλογίας

έγχυσης (Σχήματα 7.10β και 7.10γ αντίστοιχα). Το γεγονός αυτό επιτρέπει την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων μέσω των υπολογιστικών προβλέψεων σε όσον αφορά την αεροδυναμική του πεδίου ροής στην περιοχή γύρω από το χείλος προσβολής, όπου είναι αδύνατο για τον αισθητήρα Pitot να χρησιμοποιηθεί για πειραματικές μετρήσεις (Σημειώνεται εδώ ότι ο εν λόγω σωλήνας Pitot έχει ευαισθησία ως προς την εισερχόμενη ροή σε γωνιές $\pm 34^\circ$ άρα δεν είναι μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις σε επίπεδα μικρότερα των $\theta = 60^\circ$). Γενικότερα, η τροχιά της γραμμής ανύψωσης προβλέπεται από τον υπολογιστικό κώδικα να μετακινείται ελαφρώς προς το πτερύγιο ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης του εγχέομένου ψυκτικού αέρα με την τρισδιάστατη ροή στο επίπεδο συμμετρίας. Όπως περιγράφεται και στο Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2.5, αύξηση στην τιμή της αναλογίας έγχυσης I_r έχει ως αποτέλεσμα την μεταφορά του κέντρου της δίνης ελαφρώς κοντύτερα στο χείλος προσβολής στο επίπεδο συμμετρίας. Ως εκ τούτου η τροχιά στην οποία κινείται η δίνη μετακινείται ελαφρώς προς το πτερύγιο. Τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι η μετακίνηση αυτή είναι σχεδόν αμελητέα αφού για όλες τις περιπτώσεις των αναλογιών έγχυσης I_r τα σημεία ανύψωσης της πεταλοειδούς δίνης σε κάθε επίπεδο παρουσιάζουν ελάχιστες μεταβολές.

Σχήμα 7.10: Η τροχιά της γραμμής ανύψωσης (lift-off line) της πεταλοειδούς δίνης για όλες τις περιπτώσεις αναλογιών έγχυσης I_r και σύγκριση με τις υπολογιστικές προβλέψεις

Ωστόσο οι διαφορές που παρατηρούνται μεταξύ πειραματικών δεδομένων και υπολογιστικών προβλέψεων δεν παύουν να είναι σε καλή αντιστοιχία υποδεικνύοντας ότι καμιά ουσιαστική μεταβολή δεν προκαλείται από τον ψυκτικό αέρα στην τροχιά ανύψωσης και ως εκ τούτου και στην τροχιά κίνησης της πεταλοειδούς δίνης μέσα στο διάκενο.

Λόγω της καλής αντιστοιχίας των πειραματικών δεδομένων με τις υπολογιστικές προβλέψεις (σε όσον αφορά τα αεροδυναμικά φαινόμενα), είναι αρκετά ασφαλές να υποτεθεί ότι η αλληλεπίδραση του ψυκτικού αέρα με την τρισδιάστατη ροή γύρω από το επίπεδο συμμετρίας $\theta = 0^\circ$ (όπου γίνεται η έγχυση) είναι αντίστοιχη με αυτήν που προβλέφθηκε από τον υπολογιστικό κώδικα (βλέπε Κεφάλαιο 5). Δηλαδή, οι ροικές γραμμές του ψυκτικού αέρα διεισδύουν κάτω από την πεταλοειδή δίνη, ψύχουν επιτυχώς την περιοχή στο δάπεδο και αποκολλούνται από το δάπεδο κατά μήκος της γραμμής ανύψωσης της πεταλοειδούς δίνης.

Στο Σχήμα 7.10δ φαίνεται ότι κατά την χρησιμοποίηση της υψηλής αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.8$ οι αποκλίσεις μεταξύ υπολογιστικών προβλέψεων και πειραματικών δεδομένων είναι μεγαλύτερες. Λόγω της αυξημένης αναλογίας έγχυσης I_r , η αλληλεπίδραση μεταξύ ψυκτικού αέρα και της τρισδιάστατης ροής στο επίπεδο συμμετρίας προκαλεί μεγαλύτερη μετατόπιση του κέντρου της πεταλοειδούς δίνης προς το πτερύγιο με αποτέλεσμα ο υπολογιστικός κώδικας να προβλέπει την τροχιά της δίνης ακόμα εγγύτερα στο πτερύγιο κατά την διάδοσή της. Αντιθέτως, τα πειραματικά δεδομένα δεν παρουσιάζουν τόσο μεγάλη την διαφορά στην τροχιά της δίνης σε σχέση με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Αυτό ίσως οφείλεται στην αδυναμία του υπολογιστικού κώδικα να προβλέπει τις αστάθειες χαμηλών συχνοτήτων του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης, αφού η προσομοίωση τέτοιων φαινομένων είναι εκτός της σύνθεσης των μοντέλων τύρβης τα οποία βασίζονται σε RANS (βλέπε Κεφάλαιο 6, Ενότητα 6.8.2).

β. Η αμελητέα μεταβολή που προκαλεί η έγχυση του ψυκτικού αέρα στο πεδίο ροής μακριά από την περιοχή αποτελεσματικής ψύξης (βλέπε Κεφάλαια 5 και 6) ενισχύουν το γεγονός ότι οι αριθμοί Stanton στο δάπεδο βρέθηκαν να παραμένουν σχετικά αμετάβλητοι τόσο στην περιοχή κατάντη των γωνιακών επιπέδων $\theta \cong \pm 30^\circ$ όσο και στο δάπεδο του διακένου. Η έγχυση του ψυκτικού είναι αποτελεσματική μόνο στην περιοχή του δαπέδου που εμφανίζεται το θερμό σημείο (hot spot), δηλαδή στην περιοχή σύνδεσης του χείλους προσβολής με το δάπεδο γύρω από το επίπεδο λίμνασης του πτερυγίου. Συνεπώς η προτεινόμενη μέθοδος ψύξης εκτελεί επιτυχώς τον σκοπό για τον οποίο σχεδιάστηκε, χωρίς να δημιουργεί περαιτέρω προβλήματα θερμικής ή αεροδυναμικής φύσεως.

Κεφάλαιο 8

Συμπεράσματα και Περαιτέρω Έρευνα (Conclusions and Further Research)

Η μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο (endwall) των πτερυγώσεων ενός στροβίλου καθορίζεται από την κατάσταση και το πάχος του εισερχόμενου στην περύγωση οριακού στρώματος, από την κατανομή της θερμοκρασίας των αερίων στην είσοδο του στροβίλου μετά τον θάλαμο καύσης και από την τρισδιάστατη ροή κοντά στο δάπεδο. Ανάντη της τρισδιάστατης αποκόλλησης, το εισερχόμενο οριακό στρώμα είναι συνήθως παχύ και τυρβώδες με αποτέλεσμα την δημιουργία μιας “σφηνοειδούς” περιοχής χαμηλών ρυθμών μετάδοσης θερμότητας η οποία εκτείνεται μέχρι την είσοδο του διακένου μεταξύ δύο διαδοχικών πτερυγίων του στροβίλου (Κεφάλαιο 2, Σχήμα 2.10α). Κατάντη του τρισδιάστατου διαχωρισμού δημιουργείται ένα νέο, λεπτό και στρωτό οριακό στρώμα το οποίο και συσχετίζεται με υψηλούς ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας. Ειδικότερα, η περιοχή στο δάπεδο μεταξύ της γραμμής ανύψωσης (lift-off line) της πεταλοειδούς δίνης και του χείλους προσβολής είναι μια περιοχή ιδιαίτερα αυξημένου ρυθμού μετάδοσης θερμότητας, η οποία προκύπτει ως αποτέλεσμα του τοπικά λεπτού οριακού στρώματος και της δράσης της πεταλοειδούς δίνης. Η τελευταία μεταφέρει θερμά αέρια από την κύρια ροή προς το δάπεδο με αποτέλεσμα την εμφάνιση μιας ιδιαίτερα θερμής περιοχής (hot spot) στο δάπεδο γύρω από το επίπεδο λίμνασης της ροής (π.χ. επίπεδο προσβολής και δημιουργίας της δίνης) καθώς η ροή προσκρούει στο περύγιο. Στην περιοχή αυτή τα επίπεδα μετάδοσης θερμότητας εμφανίζονται μέχρι και 350% αυξημένα σε σχέση με τα αντίστοιχα επίπεδα μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο αρκετά ανάντη του χείλους προσβολής του πτερυγίου όπου η ροή χαρακτηρίζεται από σύνθηες δισδιάστατο οριακό στρώμα. Οι προτεινόμενες στρατηγικές ψύξης του θερμού αυτού σημείου με την μέθοδο του λεπτού φιλμ (film cooling) αποτυγχάνουν, κυρίως λόγω της αδυναμίας του ψυκτικού ρευστού να διεισδύσει στην περιοχή αυτή η οποία κυριαρχείται από το σύστημα της τρισδιάστατης ροής της

πεταλοειδούς δίνης. Στην διατριβή αυτή μελετάται πειραματικά και υπολογιστικά η αποτελεσματικότητα στην ψύξη της προβληματικής αυτής περιοχής χρησιμοποιώντας μια νέα μέθοδο έγχυσης κατά την οποία η τοπική τρισδιάστατη ροή ενεργεί ως θετικός παράγοντας στην διείσδυση και κατανομή των ροικών γραμμών του ψυκτικού αέρα καλύπτοντας αποτελεσματικά την θερμή περιοχή στο δάπεδο (βλέπε Κεφάλαιο 2, Σχήμα 2.17). Η πειραματική διερεύνηση της συγκεκριμένης μεθόδου έγχυσης έγινε χρησιμοποιώντας μια απλοποιημένη διάταξη πτερυγίου – δαπέδου (σε σχέση με μια τυπική διάταξη διακένου) σε συνδυασμό με την ανάπτυξη μιας ειδικά σχεδιασμένης αεροσήραγγας η οποία παρέχει την δυνατότητα παρακολούθησης της μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο με την χρήση υπέρυθρης θερμογραφίας. Η αποτελεσματικότητα της μεθόδου έγχυσης διερευνήθηκε με βάση δύο χαρακτηριστικές λειτουργικές παραμέτρους, την αναλογία έγχυσης I_r και τον αδιάστατο όρο θερμοκρασίας θ_c . Για τις υπολογιστικές προβλέψεις χρησιμοποιήθηκε μοντέλο του τμήματος δοκιμών σε πλήρες κλίμακα. Τα κύρια συμπεράσματα της διατριβής μπορούν να συνοψιστούν ως εξής:

Αλληλεπίδραση του εγχέομένου ψυκτικού αέρα με την τοπική τρισδιάστατη ροή

Η αλληλεπίδραση του εγχέομένου ψυκτικού αέρα με την τοπική τρισδιάστατη ροή ακριβώς ανάντη του χείλους προσβολής του πτερυγίου διερευνήθηκε κυρίως με βάση τις υπολογιστικές προβλέψεις που διενεργήθηκαν, αφού πειραματική απεικόνιση των συγκεκριμένων ροών σύνδεσης (junction flows) θεωρείται σε παγκόσμιο επίπεδο ένα αρκετά δύσκολο και περίπλοκο έργο. Τα αποτελέσματα των υπολογιστικών προβλέψεων παρείχαν μια αρκετά καλή εκτίμηση για την κατανόηση της τροχιάς του ψυκτικού ρευστού, την αλληλεπίδραση του με την δομή του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης που κυριαρχεί στην περιοχή της έγχυσης και το πώς η αλληλεπίδραση αυτή συσχετίζεται με την μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο.

Στην περιοχή γύρω από το επίπεδο συμμετρίας του πτερυγίου (επίπεδο το οποίο ουσιαστικά συμπίπτει με το επίπεδο στο οποίο γίνεται η έγχυση) παρατηρείται η ισχυρότερη αλληλεπίδραση του ψυκτικού αέρα με την τοπική τρισδιάστατη ροή. Αυτή όμως η αλληλεπίδραση δρα κατά κύριο λόγο θετικά ως προς την ψύξη της προβληματικής περιοχής στο δάπεδο. Η τοποθέτηση της θυρίδας έγχυσης στην γωνιά σύνδεσης του πτερυγίου – δαπέδου στο επίπεδο συμμετρίας είχε ως στόχο την εκμετάλλευση της περιστροφικής κίνησης της πεταλοειδούς δίνης για την αποφυγή της πρόωρης αποκόλλησης του ψυκτικού αέρα από το

δάπεδο. Προς την κατεύθυνση αυτή βοήθησε επίσης και το κατώρευμα της κύριας ροής που δημιουργείται ακριβώς ανάντη από το χείλος προσβολής κατά μήκος του ανοίγματος (span) του πτερυγίου (βλέπε Κεφάλαιο 5, Σχήμα 5.1). Τα δύο αυτά χαρακτηριστικά της ροής, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι ο ψυκτικός αέρας έχει την ίδια φορά κίνησης με αυτήν της κάτω πλευράς της πεταλοειδούς δίνης (μεταξύ του κέντρου της δίνης και του δαπέδου) καθιστούν την συγκεκριμένη μέθοδο έγχυσης πολύ αποτελεσματική ως προς την ψύξη της προβληματικής περιοχής αφού:

- Αμέσως μετά την έξοδο του από την θυρίδα έγχυσης ο ψυκτικός αέρας στο επίπεδο συμμετρίας πιέζεται προς το δάπεδο κάτω από την επίδραση του κατωρεύματος και της δράσης της πεταλοειδούς δίνης, διεισδύει κάτω από την δίνη και καλύπτει αρκετή απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής. Η πίεση που δέχεται το τζετ του ψυκτικού αέρα προς το δάπεδο ενεργεί θετικά προς δύο διευθύνσεις:

- i) Η τροχιά του ψυκτικού αέρα δεν εκτοπίζεται από το δάπεδο λόγω της επίδρασης της τοπικής τρισδιάστατης ροής. Αντιθέτως, ο ψυκτικός αέρας παραμένει προσκολλημένος στο δάπεδο και ως εκ τούτου παρέχει ικανοποιητική ψύξη στο δάπεδο.
- ii) Εκτός από το επίπεδο συμμετρίας, το ψυκτικό τζετ πιέζεται και εξαπλώνεται σε μια ευρύτερη περιοχή στο δάπεδο ακριβώς ανάντη του χείλους προσβολής. Η περιοχή της εξάπλωσης του ψυκτικού αέρα είναι ανάλογη της αναλογίας έγχυσης I_r , όμως ακόμα και με την χαμηλότερη αναλογία έγχυσης (π.χ. $I_r = 0.2$) το μέγεθος της διείσδυσης και εξάπλωσης του ψυκτικού τζετ υπερκαλύπτει την έκταση της προβληματικής περιοχής του “hot spot” στο δάπεδο ψύχοντας το αποτελεσματικά.

- Η αποτελεσματικότητα της ψύξης τερματίζεται κατά την ανασήκωση των ροικών γραμμών του ψυκτικού αέρα από το δάπεδο. Αυτό συμβαίνει κατά μήκος της γραμμής ανύψωσης (lift-off line) της πεταλοειδούς δίνης από το δάπεδο. Κατά την ανασήκωση της, η πεταλοειδής δίνη αποκολλάει τον ψυκτικό αέρα από το δάπεδο ο οποίος τελικά συγχωνεύεται σε αυτήν και μεταφέρεται κατάντη του χείλους προσβολής και προς την έξοδο του διακένου ακολουθώντας την τροχιά της δίνης. Η ανασήκωση του ψυκτικού αέρα από το δάπεδο γίνεται περίπου κάτω από τον πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης. Το σημείο αυτό αντιστοιχεί κατά κύριο

λόγο σε απόσταση (από την περιφέρεια του χείλους προσβολής) η οποία συμπίπτει με την γραμμή ανύψωσης της δίνης.

- Τα παραπάνω ισχύουν κυρίως για την περίπτωση χρησιμοποίησης της χαμηλής ($I_r = 0.2$) και μεσαίας ($I_r = 0.5$) αναλογίας έγχυσης. Στις περιπτώσεις αυτές το μέγεθος της αλληλεπίδρασης του ψυκτικού αέρα με την τοπική τρισδιάστατη ροή προκαλεί σχεδόν αμελητέα μεταβολή στο δευτερογενές τοπίο στο επίπεδο συμμετρίας. Αντιθέτως, χρησιμοποιώντας την ακραία αναλογία έγχυσης $I_r = 0.8$, ο υψηλής ορμής ψυκτικός αέρας προκαλεί μεγέθυνση και μετατόπιση του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης προς το πτερύγιο στο επίπεδο συμμετρίας. Η μεγέθυνση όμως αυτή περιορίζεται μόνο στην περιοχή αλληλεπίδρασης (π.χ. περιοχή που περικλείεται ανάμεσα στα γωνιακά επίπεδα των $\theta \cong \pm 10^\circ$) και δεν μεταφράζεται σε μεγέθυνση του αεροδυναμικού πεδίου κατάντη της αλληλεπίδρασης.

Αποτελεσματικότητα της ψύξης της θερμής περιοχής στο δάπεδο

Η αποτελεσματικότητα στην ψύξη της προβληματικής περιοχής διερευνήθηκε με βάση τρία σενάρια ψύξης, τα οποία καθορίζονται από την τιμή του αδιάστατου όρου θερμοκρασίας θ_c . Τρία σενάρια ψύξης διερευνήθηκαν, τα $\theta_c = 0.4$, $\theta_c = 0.5$ και $\theta_c = 0.6$, ενώ το κάθε ένα από αυτά διερευνήθηκε σε συνδυασμό με τις τρεις αναλογίες έγχυσης $I_r = 0.2$, $I_r = 0.5$ και $I_r = 0.8$.

Αύξηση στην τιμή της αναλογίας έγχυσης I_r συνεπάγεται αύξηση στην ορμή του ψυκτικού τζετ και ως εκ τούτου η συνεπακόλουθη μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο μεταβάλλεται για σταθερή τιμή του θ_c . Ωστόσο, για όλες τις διερευνούμενες περιπτώσεις του I_r η έγχυση είναι αποτελεσματική και το θερμό σημείο – θερμή περιοχή αντιμετωπίζεται επιτυχώς. Η έκταση του δαπέδου η οποία καλύπτεται αποτελεσματικά με ψυκτικό ρευστό μεταβάλλεται σε σχήμα και μέγεθος κατά την χρησιμοποίηση διαφορετικού I_r . Όταν η αναλογία έγχυσης είναι σχετικά χαμηλή (π.χ. $I_r = 0.2$) τότε η περιοχή στο δάπεδο στην οποία εξαπλώνεται το ψυκτικό ρευστό και καλύπτει αποτελεσματικά εμφανίζεται κοντύτερα στο χείλος προσβολής του πτερυγίου. Αυτό οφείλεται στην χαμηλή ορμή του ψυκτικού τζετ το οποίο μόλις αρχίζει την διείσδυση πιέζεται αμέσως προς το δάπεδο υπό την επίδραση της τοπικής τρισδιάστατης ροής και εξαπλώνεται αμέσως στην γύρω περιοχή. Όταν η αναλογία έγχυσης αυξάνεται (π.χ. $I_r = 0.5$), αυξάνεται αντίστοιχα η ορμή του τζετ. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την σχετική μεταβολή της περιοχής η οποία ψύχεται αποτελεσματικά. Δηλαδή, ο ψυκτικός αέρας διεισδύει σαν τζετ σε μικρή

απόσταση ανάντη του χείλους προσβολής και καθώς το τζετ αποδυναμώνεται, εξαπλώνεται και πάλι στο δάπεδο κάτω από την επίδραση της ισχυρότερης τρισδιάστατης ροής (βλέπε Κεφάλαιο 5, Ενότητα 5.2). Όταν η αναλογία έγχυσης γίνεται αρκετά υψηλή (π.χ. $I_r = 0.8$) τότε η ορμή του ψυκτικού αέρα είναι αρκετά ισχυρή έτσι ώστε να μεταβάλλει σημαντικά την τοπολογία του πεδίου ροής στο επίπεδο συμμετρίας και ως εκ τούτου μεταβάλλεται και η συνεπακόλουθη περιοχή αποτελεσματικής ψύξης στο δάπεδο. Βέβαια η υιοθέτηση της υψηλής αυτής αναλογίας έγχυσης δεν συστήνεται για εφαρμογή αφού επιτυγχάνεται πέραν της ικανοποιητικής ψύξης της προβληματικής περιοχής με χαμηλότερες αναλογίες έγχυσης I_r . Επιπλέον με την χρησιμοποίηση του $I_r = 0.8$ το ψυκτικό ρευστό διεισδύει σε αποστάσεις ανάντη της γραμμής ανύψωσης (lift-off) της πεταλοειδούς δίνης στην περιοχή αλληλεπίδρασης. Το γεγονός αυτό σε πραγματικές εφαρμογές αναμένεται να αλληλεπιδρά αρνητικά με τις τροχιές των ψυκτικού αέρα οι οποίες προέρχονται από ανάντη του χείλους προσβολής θύρες έγχυσης και οι οποίες χρησιμοποιούνται για ψύξη του δαπέδου μακριά από την περιοχή σύνδεσης του πτερυγίου με το δάπεδο (βλέπε Σχήμα 2.12).

Κρατώντας σε σταθερή τιμή την θερμοκρασία του δαπέδου T_w και την θερμοκρασία της κύριας ροής T_∞ , τότε η τιμή του αδιάστατου όρου θερμοκρασίας θ_c καθορίζεται από την θερμοκρασία του ψυκτικού αέρα T_c . Μια τυπική τιμή του θ_c σε πραγματικούς κινητήρες είναι η $\theta_c = 0.5$ (βλέπε Κεφάλαιο 3, Σχέση 3.30). Τιμές χαμηλότερες από αυτήν συνεπάγονται χαμηλότερη θερμοκρασία έγχυσης, ενώ τιμές υψηλότερες συνεπάγονται και υψηλότερη θερμοκρασία έγχυσης. Αποτέλεσμα αυτού είναι το γεγονός ότι κατά την χρησιμοποίηση της χαμηλότερης τιμής για το θ_c (π.χ. $\theta_c = 0.4$) παρατηρήθηκαν οι μεγαλύτερες μειώσεις στον αδιάστατο αριθμό Stanton, οδηγούμενες από την χαμηλότερη θερμοκρασία του ψυκτικού αέρα. Όμως και κατά την χρησιμοποίηση υψηλότερης τιμής θ_c (π.χ. $\theta_c = 0.6$) οι αντίστοιχοι αριθμοί Stanton που παρατηρήθηκαν δεν παύουν να είναι αρκετά μειωμένοι σε σχέση με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση.

Αεροδυναμικό κόστος της μεθόδου ψύξης

Οι μέχρι τώρα μελέτες υποδεικνύουν κατά τον σχεδιασμό διατάξεων ψύξης του δαπέδου με την μέθοδο του λεπτού φιλμ (film cooling), είναι αναγκαίο να λαμβάνεται υπόψη η τρισδιάστατη φύση της ροής στο δάπεδο. Η αλληλεπίδραση του εγχέομένου ψυκτικού ρευστού με τις δευτερογενείς ροές δεν επηρεάζει μόνο την κατανομή του ψυκτικού αέρα και ως εκ τούτου

και την αποτελεσματικότητα της ψύξης, αλλά πολλές φορές επηρεάζει και επαυξάνει τις αεροδυναμικές απώλειες στο διάκενο. Για τον λόγο αυτό ο σχεδιασμός της στρατηγικής τοποθέτησης των θυρίδων έγχυσης πρέπει να εξετάζεται με βάση τις γραμμές τρισδιάστατης αποκόλλησης (three dimensional separation lines) στο δάπεδο, λαμβάνοντας υπόψη το γεγονός ότι η τροχιά των γραμμών αυτών μπορεί να μεταβληθεί σημαντικά κατά την ανάντη από αυτές έγχυση ψυκτικού αέρα.

Λόγω της στρατηγικά τοποθετημένης θέσης της θυρίδας έγχυσης που διερευνήθηκε στην παρούσα εργασία δεν προέκυψαν προβλήματα τέτοιου είδους. Η τοποθέτηση της θυρίδας κατάντη της γραμμής αποκόλλησης της πεταλοειδούς δίνης (π.χ. στην γωνιά σύνδεσης του περυγίου με το δάπεδο στο επίπεδο συμμετρίας) δεν παρατηρήθηκε να μεταβάλλει σε σημαντικό βαθμό την φύση του πεδίου ροής εκτός της περιοχής αλληλεπίδρασης του ψυκτικού αέρα με την τρισδιάστατη ροή. Στην περιοχή αλληλεπίδρασης, η περιστροφική κίνηση της πεταλοειδούς δίνης ανασηκώνει τον ψυκτικό αέρα από το δάπεδο κατά μήκος της γραμμής ανύψωσης (lift-off line) της δίνης, συγχωνεύεται με την δίνη και στην συνέχεια ακολουθεί την τροχιά της προς την έξοδο του διάκενου. Κατάντη της περιοχής αλληλεπίδρασης το πεδίο ροής επανέρχεται γρήγορα σε “φυσιολογικά μεγέθη”, αντίστοιχα δηλαδή με αυτά της περίπτωσης που δεν χρησιμοποιείται έγχυση. Αυτό υποδεικνύει ότι η έγχυση του ψυκτικού αέρα δεν επιφέρει περεταίρω αύξηση απωλειών αεροδυναμικού χαρακτήρα στο διάκενο.

Τα πειραματικά αποτελέσματα σε σχέση με τις υπολογιστικές προβλέψεις

Κατά την διάρκεια της διερεύνησης της μεθόδου ψύξης που παρουσιάζεται στην παρούσα εργασία, τόσο οι πειραματικές μετρήσεις όσο και οι υπολογιστικές προβλέψεις μελετήθηκαν ως φαινόμενα μόνιμης κατάστασης (steady state). Όλες οι αεροδυναμικές μετρήσεις υπολογίστηκαν κατά τον μέσο όρο (time averaged) ενώ οι υπέρυθρες εικόνες στο δάπεδο λαμβάνονταν κάθε φορά αφού η θερμοκρασιακή κατανομή στο δάπεδο ερχόταν σε κατάσταση ισορροπίας και δεν υφίστατο καμιά άλλη μεταβολή με τον χρόνο. Από υπολογιστικής πλευράς, τα αποτελέσματα των προβλέψεων είναι επίσης βασισμένα σε επίλυση μόνιμης κατάστασης. Η θεώρηση της ψύξης του δαπέδου σαν πρόβλημα μόνιμης κατάστασης είναι μια απλοποίηση που χρησιμοποιείται σε ερευνητικό επίπεδο, αφού στους πραγματικούς κινητήρες η ροή δεν μπορεί να χαρακτηριστεί σαν μόνιμης κατάστασης.

Η υπολογιστική διερεύνηση έγινε χρησιμοποιώντας το μοντέλο τύρβης $k - \omega$ SST το οποίο ανήκει στην κατηγορία των μοντέλων τύπου RANS. Το μοντέλο αυτό είναι το πιο ευρέως διαδεδομένο για την πρόβλεψη των τρισδιάστατων ροών σύνδεσης (junction flows) και χρησιμοποιείται συχνά για την διερεύνηση της αποτελεσματικότητας με την μέθοδο του “film cooling” στο δάπεδο λόγω των βελτιστοποιήσεων που ενσωματώνονται στην ειδική σύνθεση του (βλέπε Κεφάλαιο 4, Ενότητα 4.6.2). Ωστόσο τα μοντέλα τύπου RANS δεν περιέχουν στην σύνθεση τους συναρτήσεις οι οποίες είναι ικανές να προβλέπουν αστάθειες στην ροή. Εν αντιθέσει, το σύστημα της πεταλοειδούς δίνης έχει βρεθεί ότι χαρακτηρίζεται από αστάθεια χαμηλών συχνοτήτων και κινείται περιοδικά στο επίπεδο συμμετρίας. Στο γεγονός αυτό οφείλονται κυρίως οι διαφορές που παρατηρούνται μεταξύ πειραματικών μετρήσεων και υπολογιστικών προβλέψεων.

Εν συγκρίσει με τις αεροδυναμικές μετρήσεις στο διάκενο, οι υπολογιστικές προσομοιώσεις ήταν ικανές να προβλέψουν με ικανοποιητική ακρίβεια τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά της ροής που προκύπτουν κατάντη της περιοχής έγχυσης (βλέπε Κεφάλαιο 7). Στην περιοχή της αλληλεπίδρασης μεταξύ του ψυκτικού αέρα και της τοπικής τρισδιάστατης ροής, δεν μπορούν να εξαχθούν συμπεράσματα ως προς την ακρίβεια των υπολογιστικών προβλέψεων, αφού πειραματικά δεδομένα από την περιοχή δεν είναι διαθέσιμα. Συγκρίνοντας όμως την θερμοκρασιακή κατανομή στο δάπεδο στην περιοχή αλληλεπίδρασης μεταξύ των υπολογιστικών προβλέψεων και των πειραματικών αποτελεσμάτων, είναι εμφανές ότι η χωρική σχέση μεταξύ των τρισδιάστατων αεροδυναμικών χαρακτηριστικών και της συνδεδεμένης με αυτά μετάδοσης θερμότητας στο δάπεδο προβλέπεται σχετικά ικανοποιητικά από τον υπολογιστικό κώδικα (βλέπε Κεφάλαιο 6, Ενότητα 6.8). Δηλαδή το βάθος διείσδυσης και η περιοχή στην οποία η ψύξη είναι αποτελεσματική (περιοχή κάλυψης), προβλέπονται σε αρκετά ικανοποιητικό επίπεδο από τον υπολογιστικό κώδικα. Αντιθέτως, “φτωχή” ποσοτικά είναι η υπολογιστική προσομοίωση του φαινομένου σε όσον αφορά την μετάδοση θερμότητας στο δάπεδο. Γενικότερα διαπιστώθηκε ότι συγκρίνοντας τις τιμές του αδιάστατου αριθμού Stanton στην περιοχή ψύξης, βρέθηκε ότι οι υπολογιστικές προβλεπόμενες τιμές ήταν αρκετά χαμηλότερες από αυτές που μετρήθηκαν πειραματικά. Αυτό δείχνει ότι η κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο “υπέρ-εκτιμάται” (over-predicted) από τον κώδικα, δηλαδή παρουσιάζει χαμηλότερες θερμοκρασίες στο δάπεδο από αυτές που μετρήθηκαν πειραματικά. Το φαινόμενο του “over-prediction” σε όσον αφορά τα ποσοτικά χαρακτηριστικά στην μετάδοση θερμότητας (ειδικότερα σε περιοχές όπου η μετάδοση θερμότητας συνδέεται άμεσα με

φαινόμενα τρισδιάστατης ροής) είναι ένα από τα εγγενή χαρακτηριστικά των μοντέλων τύρβης τύπου RANS.

Η ασταθής κίνηση της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας επηρεάζει σημαντικά την κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο. Η κίνηση αυτή είχε ως αποτέλεσμα την ομαλοποίηση – εξομάλυνση του πεδίου θερμοκρασίας στο δάπεδο στις πειραματικές μετρήσεις, και όπως θα συνέβαινε και σε πιθανή πραγματική εφαρμογή της μεθόδου. Αντιθέτως, ο υπολογιστικός κώδικας συγκλίνει στην μόνιμη κατάσταση χωρίς να λαμβάνει υπόψη την αστάθεια της δίνης. Το φαινόμενο αυτό επίσης συμβάλλει τόσο στις ποιοτικές όσο και στις διαφορές που παρατηρούνται μεταξύ υπολογιστικών προβλέψεων και πειραματικών αποτελεσμάτων.

Γενικά συμπεράσματα και προτάσεις για περαιτέρω έρευνα

Η ποσότητα αέρα που χρησιμοποιείται για την παροχή ψύξης του συστήματος πτερυγίων-δαπέδου του στροβίλου δεν είναι αμελητέα. Η απαιτούμενη παροχή ψυκτικού αέρα απομαστεύεται συνήθως από τις τελευταίες βαθμίδες του συμπιεστή και η διεργασία της ψύξης επηρεάζει ακόμα και την απόδοση του κύκλου (βλέπε Παράρτημα III: Η θερμοδυναμική της ψύξης των αεριοστρόβιλων με την μέθοδο του film cooling). Η παροχή μάζας ψυκτικού αέρα για την περίπτωση της χαμηλής αναλογίας έγχυσης (π.χ. $I_r = 0.2$) υπολογίζεται περίπου στο 0.1% της ολικής παροχής της κύριας ροής. Αυτό σημαίνει ότι ακόμα και αυτή η ελάχιστη ποσότητα ψυκτικού επηρεάζει μια αρκετά μεγάλη περιοχή του δαπέδου στο χείλος προσβολής και ψύχει ικανοποιητικά την δύσκολη προς ψύξη προβληματική περιοχή. Η αλληλεπίδραση του ψυκτικού αέρα με την τοπική τρισδιάστατη ροή δρα αποτελεσματικά καθιστώντας της συγκεκριμένη μέθοδο ψύξης ιδανική κυρίως για τα οδηγά πτερύγια του στροβίλου (Inlet Guide Vanes) τα οποία είναι τα πρώτα που έρχονται σε επαφή με τα θερμά αέρια που εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης.

Η υλοποίηση της μεθόδου ψύξης σε πραγματικούς κινητήρες εξαρτάται ουσιαστικά από τον σχεδιασμό του κινητήρα αφού τόσο η αναλογία έγχυσης I_r όσο και ο όρος αδιάστατης θερμοκρασίας θ_c μπορούν να θεωρηθούν σαν χαρακτηριστικά λειτουργίας του. Η αναλογία έγχυσης I_r εξαρτάται από την ταχύτητα των αερίων μετά τον θάλαμο καύσης και από την βαθμίδα από την οποία απομαστεύεται ο ψυκτικός αέρας από τον συμπιεστή (η βαθμίδα απομάστευσης καθορίζει και την ταχύτητα έγχυσης του ψυκτικού). Ο όρος θ_c εξαρτάται από την

θερμοκρασία του ψυκτικού αέρα, την θερμοκρασία των αερίων κατά την έξοδο τους από τον θάλαμο καύσης και από την προκύπτουσα θερμοκρασία στο δάπεδο. Ωστόσο για την πλήρη αξιολόγηση της μεθόδου ψύξης μπορούν να γίνουν επιπλέον μελέτες σε όσον αφορά την γεωμετρία-σχήμα και το μέγεθος της θυρίδας έγχυσης και να μελετηθεί εκ νέου η αλληλεπίδραση του ψυκτικού με την τοπική τρισδιάστατη ροή και η επίδραση αυτών στην αποτελεσματικότητα της ψύξης του δαπέδου. Μια συγκεκριμένη γεωμετρία θυρίδας που μπορεί να διερευνηθεί είναι αυτή που εμφανίζεται στο Σχήμα 8.1. Με την χρησιμοποίηση της “κωνικής” αυτής διάταξης της θυρίδας, ο ψυκτικός αέρας αναμένεται να “απλωθεί” σε ακόμα μεγαλύτερη περιοχή στο δάπεδο κάτω από την επίδραση της τοπικής τρισδιάστατης ροής. Αυτό αναμένεται να οδηγήσει σε ακόμη μεγαλύτερη περιοχή αποτελεσματική ψύξης στο δάπεδο.

Σχήμα 8.1: Προτεινόμενες γεωμετρίες έγχυσης για μελλοντική εργασία

- α. Για αντιμετώπιση του προβληματικού hot spot στο δάπεδο στο επίπεδο συμμετρίας του χείλους προσβολής
- β. Για αντιμετώπιση των υψηλών θερμοκρασιών στην περιφέρεια σύνδεσης του χείλους προσβολής

Επιπλέον για την αντιμετώπιση του προβλήματος των υψηλών θερμοκρασιών που εμφανίζονται στην ευρύτερη περιοχή του δαπέδου γύρω από την περιφέρεια του χείλους

προσβολής ή και της περιοχής καμπής των πτερυγίων του στροβίλου στην πλευρά αναρρόφησης (suction shoulder surface, βλέπε Κεφάλαιο 2, Σχήμα 2.11β) προτείνεται η διερεύνηση αντίστοιχων (με την διερευνούμενη στην παρούσα εργασία) θυρίδων έγχυσης οι οποίες απεικονίζονται στο Σχήμα 8.1β. Οι θυρίδες αυτές μπορούν να τοποθετηθούν σε οποιαδήποτε γωνία θ σε σχέση με το επίπεδο συμμετρίας και αναμένεται να παρέχουν επίσης ικανοποιητική ψύξη στο δάπεδο. Το ψυκτικό ρευστό αναμένεται να παρουσιάσει ανάλογη αλληλεπίδραση με τα σκέλη της πεταλοειδούς δίνης που κινούνται περιφερειακά του χείλους προσβολής. Βέβαια όσο η θέση της θυρίδας έγχυσης απομακρύνεται από το επίπεδο συμμετρίας τόσο πιο ανίσχυρο γίνεται το κατώρευμα της ροής προς το δάπεδο λόγω της αντίστοιχης μείωσης στην ένταση της κάθετης ανάστροφης βαθμίδας πίεσης που σχηματίζεται κατά μήκος του ανοίγματος (span) του πτερυγίου (βλέπε Κεφάλαιο 5, Σχήμα 5.1). Το γεγονός αυτό μπορεί να μεταβάλει σημαντικά τον τρόπο αλληλεπίδρασης του ψυκτικού αέρα με την τρισδιάστατη ροή αναλόγως της γωνίας θ που γίνεται η έγχυση.

Επιπλέον, συνιστάται η κατασκευή ενός νέου τμήματος δοκιμών της αεροσήραγγας (βλέπε Παράρτημα I: Η Πειραματική Διάταξη) στο οποίο θα είναι δυνατή η χρησιμοποίηση τεχνικών οπτικοποίησης της ροής στο δάπεδο όπως η μέθοδος του “λαδιού και βαφής” (oil and dye method). Αυτό καθιστά δυνατή την πειραματική διερεύνηση του εύρους της διεξόδου του ψυκτικού και του αποτυπώματος που αφήνει στο δάπεδο η αλληλεπίδραση του ψυκτικού αέρα και της τοπικής τρισδιάστατης ροής.

Το μέγεθος των θυρίδων ψύξης που χρησιμοποιούνται σε πραγματικές εφαρμογές τόσο για ψύξη το υ δαπέδο υ (endwall) όσο και για ψύξη των πτερυγίων (vanes) κυμαίνεται σε διαμέτρους $0.8 \sim 1.2 mm$ ¹ [8.1]. Στις περισσότερες των πειραματικών διατάξεων, τα σχετικά μεγέθη τόσο των πτερυγώσεων όσο και των θυρίδων έγχυσης κατασκευάζονται αρκετά μεγαλύτερα σε μέγεθος (π.χ. τυπική διάμετρος θυρίδων έγχυσης είναι τα $2.5 \sim 3.5 mm$) για την διευκόλυνση ανάκτησης των πειραματικών δεδομένων. Όμως ακόμα και με τις αυξημένες σε μέγεθος γεωμετρίες, η χρησιμοποίηση παρεμβατικών μεθόδων (π.χ. Miniature Pitot Tubes, Hot Wire Anemometers) για πειραματικές μετρήσεις δεν είναι εφικτή αφού το πεπερασμένο μέγεθος των αισθητηρίων είναι συγκρίσιμο με το μέγεθος των θυρίδων έγχυσης. Αυτό για παράδειγμα, καθιστά αδύνατη την διερεύνηση του προφίλ εξόδου του ψυκτικού από την θυρίδα. Ωστόσο και

1

[8.1] Sangkwon Na, Investigation of cooling effectiveness and enhancement of cooling performance, PhD Thesis, Iowa State University, 2006.

η χρησιμοποίηση μη παρεμβατικών μεθόδων ψύξης όπως είναι αυτή της PIV (Particle Image Velocimetry) για την οπτικοποίηση του σχετικού πεδίου ροής (αλληλεπίδρασης ψυκτικού με την κύρια ροή) είναι εξίσου δύσκολη υπόθεση. Πειραματικές διερευνήσεις με την μέθοδο της PIV που έχουν γίνει σε διατάξεις παρόμοιες με της παρούσας εργασίας (με απουσία έγχυσης ψυκτικού) δείχνουν ότι υπάρχουν εγγενείς δυσκολίες εφαρμογής της μεθόδου κοντά στο δάπεδο (endwall) λόγω της απομάκρυνσης (depletion) των σωματιδίων και των ανακλάσεων του φωτός από την στερεά επιφάνεια του δαπέδου² [8.2]. Ωστόσο συνιστάται η κατασκευή υδατοσήραγγας κλειστού κυκλώματος για διερεύνηση της αλληλεπίδρασης του ψυκτικού αέρα με την τρισδιάστατη ροή (με την μέθοδο της PIV) τόσο στο επίπεδο συμμετρίας όσο και σε άλλα γωνιακά επίπεδα γύρω από το χείλος προσβολής. Με τον τρόπο αυτό είναι δυνατόν να μελετηθεί και η δυναμική συμπεριφορά της αλληλεπίδρασης και να εξαχθούν συμπεράσματα για το πώς η αστάθεια του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης επιδρά στην κατανομή της θερμοκρασίας στο δάπεδο.

Από υπολογιστικής σκοπιάς μπορούν να εξεταστούν οι παραπάνω προτεινόμενες γεωμετρίες έγχυσης (Σχήμα 8.1α και 8.1β) χρησιμοποιώντας πάλι υψηλής ποιότητας υπολογιστικό πλέγμα. Επιπλέον προσομοιώσεις μπορούν να γίνουν χρησιμοποιώντας διατάξεις πτερυγώσεων (cascade) στα οποία να εφαρμόζεται η νέα μέθοδος έγχυσης.

Ο τρόπος με τον οποίο μοντελοποιούνται οι θυρίδες έγχυσης (σε υπολογιστικές προσομοιώσεις που αφορούν την μέθοδο του “film cooling”) είναι ένα ακόμα πρόβλημα που πρέπει να αντιμετωπιστεί. Γενικά, δύο τρόποι χρησιμοποιούνται για την μοντελοποίηση. Ο πρώτος αφορά την επέκταση του υπολογιστικού πεδίου μέσα στις οπές ψύξης και εν συνεχεία στο σύστημα παροχής του ψυκτικού. Δεδομένου του ικανοποιητικού μεγέθους του πλέγματος, η ροή μέσα την οπή έγχυσης και η συνεπακόλουθες συνθήκες εξόδου της μέσα στην κύρια ροή υπολογίζονται σαν μέρος της υπολογιστικής επίλυσης. Αυτό απαιτεί συνήθως τεράστια υπολογιστική ισχύ για την ικανοποιητική μοντελοποίηση των εκατοντάδων σε αριθμό οπών έγχυσης που απαιτούνται για την ψύξη του δαπέδου σε τμήμα μιας οδηγού πτερυγώσης του στροβίλου. Η δεύτερη μέθοδος για μοντελοποίηση των οπών έγχυσης είναι η απλή εφαρμογή συνθήκης εξόδου (exit boundary condition) στις συγκεκριμένες τοποθεσίες των οπών στο δάπεδο. Στην πιο απλή περίπτωση, λόγω έλλειψης πειραματικών δεδομένων, η συνθήκη εξόδου καθορίζεται σαν ομοιόμορφη (κατανομή ταχύτητας τύπου “top-hat”) στην επιφάνεια της οπής. Ο

²[8.2] **Adrian R.J., Westerweel J.** (2011), Particle Image Velocimetry, Cambridge University Press, New York.

Garg και Gaugler³ [8.3] έδειξαν την σημαντικότητα του καθορισμού σωστών συνθηκών εξόδου για το τζετ του ψυκτικού, αφού βρήκαν ότι οι συντελεστές μετάδοσης θερμότητας κατάντη της οπής διέφεραν μέχρι και 60% ανάλογα με τις συνθήκες που χρησιμοποιούνταν στην έξοδο της οπής. Για το λόγο αυτό, στην περίπτωση των υπολογιστικών προσομοιώσεων για την παρούσα εργασία η θυρίδα έγχυσης μοντελοποιήθηκε χρησιμοποιώντας την πρώτη μέθοδο. Δηλαδή ο ορθογωνικής διατομής αγωγός που μεταφέρει το ψυκτικό ρευστό προς την κύρια ροή μοντελοποιήθηκε ως μέρος του υπολογιστικού πεδίου αφού πειραματικά δεδομένα για το προφίλ εξόδου του ψυκτικού είναι δύσκολο να μετρηθούν πειραματικά. Ωστόσο συνιστάται η μελέτη της επίδρασης στην ομοιομορφία της ροής μέσα στην θυρίδα ψύξης, που θα έχει η προσθήκη ενός συλλέκτη (plenum) του ψυκτικού αέρα ο οποίος χρησιμοποιείται συνήθως για την τροφοδοσία των αγωγών έγχυσης⁴ (π.χ. [8.4]). Πολλές φορές κατά την διαδρομή του ψυκτικού αέρα από τον συλλέκτη προς την θυρίδα έγχυσης προκαλούνται αποκολλήσεις και δευτερογενή φαινόμενα ροής τα οποία προκαλούν στην συνέχεια ανομοιομορφία στο προφίλ εξόδου του ψυκτικού και ως εκ τούτου επηρεάζουν την ψύξη του δαπέδου.

³ [8.3] **Garg, V.K. and Gaugler, R.E.**, 1994, Effect of Velocity and Temperature Distribution at the Hole Exit on Film Cooling of Turbine Blades, ASME Paper 95-GT-2

⁴ [8.4] **Shridhar P., Nageswara R.**, CFD Simulation on a Gas Turbine blade and effect of hole shape on leading edge film cooling effectiveness, International Journal of Modern Engineering Research (IJMER) 3, Issue 4, pp.2066-2072, 2013.

Βιβλιογραφία – Αναφορές (Bibliography - References)

- [1.1] **Clifford**, AGARD CP-390, Heat transfer and cooling in Gas Turbines, Bergen, 1985
- [1.2] **Lakshminarayana B.**, Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery, John Wiley & Sons, 1995
- [1.3] **Cardwell N. D.**, Effects of realistic first-stage turbine endwall features, Master thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2005.
- [1.4] **Mattingly, J.D.**, 1996, Elements of Gas Turbine Propulsion, McGraw Hill.
- [1.5] **Cohen, H., Rogers, G.F.C., Saravanamuttoo, H.I.H.**, 2001, Gas Turbine Theory, Fifth Edition, Prentice Hall.
- [1.6] **Lesley M. Wright, Je-Chin Han.**, Enhanced Internal Cooling of Turbine Blades and Vanes, Report 4.2.2.2, 2013
- [1.7] **Flack, Ronald D.** (2005), Chapter 8: Axial Flow Turbines, Fundamentals of Jet Propulsion with Applications. Cambridge Aerospace Series. New York, NY: Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-81983-1.
- [2.1] **Sh. Kang.**, Investigation on the Three Dimensional within a Compressor Cascade with and without Tip Clearance, PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, September 1993.
- [2.2] **W. R. Hawthorne.** Rotational flow through cascades part 1: the components of vorticity. Journal of Mechanics and Applied Mathematics, 8(3):266–279, 1955.
- [2.3] **Fritsche A.**, Strömungsvorgänge in schaufelgittern, Technische Rundschau Sulzer, 37(3), 1955.
- [2.4] **Klein A.**, Investigation of entry boundary layer on the secondary flows in the blading of axial turbines, Forsch, Ing., Bd 32, Nr 6, 1966.
- [2.5] **Langston L. S.**, Three-dimensional flow within a turbine blade passage, Journal of Engineering for Power, 99(1):21–28, 1977
- [2.6] **Sieverding C. H. and Van den Bosch P.**, The use of coloured smoke to visualize secondary flows in a turbine-blade cascade. Journal of Fluid Mechanics, 134:85–89, 1983.
- [2.7] **Sieverding C. H.**, Recent progress in the understanding of basic aspects of secondary flows in turbine blade passages. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 107(2):248–257, 1985.

- [2.8] **Sharma O. P. and Butler T. L.**, Prediction of the endwall losses and secondary flows in axial flow turbine cascade., *Journal of Turbomachinery*, 109:229–236, 1987.
- [2.9] **Moore J. and Ransmayr A.** , Flow in a turbine cascade part 1: losses and leading edge effects, In *ASME-GT83*, number 68, 1983.
- [2.10] **Goldstein R. J. and Spores R. A.**, Turbulent transport on the endwall in the region between adjacent turbine blades, *Journal of Heat Transfer*, 110:862–869, 1988.
- [2.11] **Jilek J.**, An experimental investigation of the three-dimensional flow within large scale turbine cascades. In *ASME-GT86*, number 170, 1986.
- [2.12] **H. P. Wang, S. J. Olson, R. J. Goldstein, and E. R. G. Eckert**, Flow visualization in a linear turbine cascade of high performance turbine blades. *Journal of Turbomachinery*, 119(1):1–8, 1997.
- [2.13] **M. Y. Jabbari, R. J. Goldstein, K. C. Marston, and E. R. G. Eckert**, Three dimensional flow within large scale turbine cascades. *Warme und-Stoff ubertragung*, 127:51–59, 1992.
- [2.14] **R. J. Goldstein, H. P. Wang, and M. Y. Jabbari**. The influence of secondary flows near the endwall and boundary layer disturbance on convective transport from a turbine blade. In *ASME-GT94*, number 165, 1994.
- [2.15] **X. Zhou and W. J. Han**, A review of vortex model development for rectangular turbine cascade (in chinese). *Journal of Aerospace Power*, 16(3):198–204, 2001.
- [2.16] **Hunt, J.C.R., Abell, C.J., Peterka, J.A., and Woo, H.**, 1978, Kinematical Studies of the Flows Around Free or Surface-Mounted Obstacles; Applying Topology to Flow Visualization, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 86, Part 1, pp. 179-200
- [2.17] **Baker C. J.**, 1980, The turbulent horseshoe vortex, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 6:9–23
- [2.18] **Ishii J. and Honami S.**, 1986, A three dimensional turbulent detached flow with a horseshoe vortex, *ASME J, Eng. Gas Turbines Power*, pp 125-130.
- [2.19] **Agui, J.H. and Andreopoulos, J.**, 1992, Experimental Investigation of a Three-Dimensional Boundary Layer Flow in the Vicinity of an Upright Wall Mounted Cylinder, *J. Fluids Eng.*, Vol. 114, pp. 566-57
- [2.20] **Praisner T.J.**, 2003, Investigation of turbulent Juncture flow endwall heat transfer and flow field, PhD Thesis, Lehigh University.
- [2.21] **W.A. Eckerle and L.S. Langston**, Horseshoe Vortex Formation Around a Cylinder,” *ASME Tran. J. Turbomachinery* 109 (1987): 278-285.

[2.22] **L.S. Langston**, Research on Cascade Secondary and Tip-Leakage Flows-Periodicity and Surface Flow Visualization, AGARD Conf. Proc. No. 469, Secondary Flows in Turbomachines (1990): 19.1-19.15

[2.23] **S.H. Moustapha, G.J. Paron, and J.H.T. Wade**, Secondary Flows in Cascades of Highly Loaded Turbine Blades, ASME Tran. J. Engr. Gas Turbines and Power 107 (1985): 1031-1038.

[2.24] **Lakshiminarayana B.**, Fluid dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery, Wiley Interscience, 1996.

[2.25] **Acharya S.**, Endwall Cooling With Endwall Contouring and Leading Edge Fillet, Semi-annual Report Submitted to UTSR, South Carolina, Project No. 02-01-SR098, June 2003-December 2003.

[2.26] **Friedrichs S.**, Endwall film cooling in axial flow turbines, PhD dissertation, Cambridge University Engineering Department, January 1997.

[2.27] **Gaugler R.E. and Russell, L.M.**, 1983, Comparison of Visualised Turbine Endwall Secondary Flows and Measured Heat Transfer Patterns, ASME Paper 83-GT-8

[2.28] **Boyle, R.J. and Russell L.M.**, 1989, Experimental Determination of Stator Endwall Heat Transfer, ASME Paper 89-GT-219

[2.29] **Harvey N.W., Wang Z., Ireland P.T. and Jones T.V.**, 1989, Detailed Heat Transfer Measurements in Nozzle Guide Vane Passages in Linear and Annular Cascades in the Presence of Secondary Flows, AGARD CPP-468/469, pp. 24/1 - 24/12

[2.30] **Hippensteele S.A. and Russell L.M.**, 1988, High-Resolution Liquid-Crystal Heat- Transfer Measurements on the End Wall of a Turbine Passage with Variations in Reynolds Number, NASA Technical Memorandum 100827

[2.31] **Takeishi K., Matsuura M., Aoki S. and Sato T.**, 1990, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 112, pp. 488-496

[2.32] **Chana K.S.**, 1993, Heat Transfer and Aerodynamics of a 3D Design Nozzle Guide Vane Tested in the Pyestock Isentropic Light Piston Facility, AGARD-CP-527, Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines, pp. 1/1 - 1/11

[2.34] **Giel P.W., Thurman D.R., Lopez I., Boyle R.J., Van Fossen G.J., Jett T.A., Camperchioli W.P., and La, H.**, Three-dimensional flow field measurements in a transonic turbine cascade, ASME Paper 96-GT-113 (1996)

[2.35] **Giel P.W., Thurma, D.R., Van Fossen G.J., Hippensteele S.A, and Boyle R.J.**, Endwall heat transfer measurements in a transonic turbine cascade, ASME Paper 96- GT-180 (1996)

- [2.36] **Giel P.W., and Gaugler R.E.**, NASA Blade 1. Endwall heat transfer data, Version 1, NASA-Glenn Research Center, Turbine Branch, CD ROM (2001).
- [2.37] **Leboeuf F.**, 1994, Discrete Jets Interactions, ERCOFTAC Meeting on Turbine Cooling and Heat Transfer, April 1994, Lyon
- [2.38] **Fric, T. F.**, 1990, Structure in the near field of the transverse jet, PhD thesis, California Institute of Technology, California, USA.
- [2.39] **Fric T. F., Roshko A.**, 1991, Structure in the near field of the transverse jet In Turbulent Shear Flows 7, Stanford University, USA, August 21-23, 1989, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- [2.40] **Fric T. F. , Roshko A.**, 1994, 'Vortical structure in the wake of a transverse jet.' Journal of Fluid Mechanics, Vol. 279, pp. -47, Cambridge University Press, Cambridge, UK
- [2.41] **Kang S.**, Three dimensional flow structure nearby cooling holes (in Chinese). Journal of Engineering Thermophysics, 27(5):754–756, 2006.
- [2.42] **G.I. Mahmood, R. Gustafson, and S. Acharya**, Experimental Investigation of Flow Structure and Nusselt Number in a Low Speed Linear Blade Passage With and Without Leading Edge Fillets, ASME Tran. J. Heat Transfer 127 (2005):499-512.
- [2.43] **Han S. , Goldstein R. J.**, Influence of Blade leading edge on turbine endwall heat (mass) transfer, J. Turbomach. 128(4), 798-813, 2004
- [2.44] **Sauer, H., Müller, R., and Vogeler, K.**, (2000) “Reduction of Secondary Flow Losses in Turbine Cascades by Leading Edge Modifications at the Endwall,” ASME J of Turbomachinery, Vol. 123, pp. 207-213 (also presented as ASME Paper No. 2000-GT-0473.
- [2.45] **S. Becz, M. S. Majewski and L. S. Langston**, Leading Edge Modification Effects on Turbine Cascade Endwall Loss, GT2003-38898, pp. 359-367; 9 pages doi:10.1115/GT2003-38898
- [2.46] **Lethander A.T, Thole K.A., Zess G, and Wagner J.**, (2003) Optimizing the vane endwall junction to reduce adiabatic wall temperatures in a turbine vane passage, ASME Paper No. GT2003-38939
- [2.47] **Shih P., Lin L.**, Controlling Secondary-Flow Structure by Leading-Edge Airfoil Fillet and Inlet Swirl to Reduce Aerodynamic Loss and Surface Heat Transfer, GT2002-30529, PP.1023-1032
- [2.48] **Saha A.K., Mahmood G.I., Acharya S.**, The Role of Leading-Edge Contouring on End-Wall Flow and Heat Transfer: Computations and Experiments, GT2006-91318, pp. 1105-1118

[2.49] **Zhang Y., Yuan X., Ligrani P.**, Film Cooling Effectiveness Distribution on First-Stage Vane Endwall With and Without Leading-Edge Fillets, *International Journal Of Heat and Mass Transfer* 66 (2013), pp. 642-654

[2.50] **Germain T., Nagel M., Schupbach P., Abhari R. S.**, 2010, Improving efficiency of a high work turbine using nonaxisymmetric endwalls- Part I: Endwall design and performance, *ASME Journal of Turbomachinery*, 132 (2) 021007.

[2.51] **Thrift A.A., Thole K. A., Hada S.**, Effects of an Axisymmetric contoured endwall on a nozzle guide vane: Convective heat transfer measurements, *Journal of Turbomachinery*, 2011, Vol 133 / 041008-1

[2.52] **Teremi F., Sjolander S.A., Praisner T.J.**, Application of Endwall Contouring to Transonic Turbine Cascades: Experimental Measurements at Design Condition, *J. Turbomach.* 135(1), 011031, 2012

[2.53] **Simpson, R.L.**, 2001. Junction flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 33, 415–443.

[2.54] **Phillips D.B., Cimbala J.M., Treaster A.L.**, 1992, Suppression of the wing-body junction vortex by body surface suction, *J. Aircr.* 29:118–122

[2.55] **Barberis D., Molton P., Malaterre T.**, 1998, Control of 3D turbulent boundary layer separation caused by a wing-body junction, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 16:54–63.

[2.56] **Georgiou D.P., Papavasiliopoulos V.A.**, (1999), Horseshoe Vortex Control by Suction through a slot in the wall cylinder junction, 3rd European Conference on Turbomachinery Proc. Vol. B, pp. 429-440.

[2.57] **Baker C.J.**, The laminar horseshoe vortex, *Journal of Fluid Mechanics* 95 (1979), 347–367.

[2.58] βλέπε [2.17]

[2.59] **Baker C.J.**, The position of points of maximum and minimum shear stress upstream of cylinders mounted normal to flat plates, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 18 (1985) 263–274.

[2.60] **Hunt J.C.R., Abell C.J., Peterka J.A., Woo H.**, Kinematical studies of the flow around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization, *Journal of Fluid Mechanics* 86 (1978) 179–200.

[2.61] **Gand F., Deck S., Brunet V., Sagaut P.**, Flow dynamics past a simplified wind body junction, *Phys. Fluids* 22 (2010) 115111.

[2.62] **Kang M.B., Kohli A., Thole K.A.**, Heat transfer and flow field measurements in the leading edge region of a stator vane, *J. Turbomach.* 121 (1999) 558–568.

- [2.63] **Sabatino D.R., Smith C.R.**, Boundary layer influence on the unsteady horseshoe vortex flow and surface heat transfer, *J. Turbomach.* 131 (2009) 011015.
- [2.64] **Radomsky R.W., Thole K.A.**, High free-stream turbulence effects on endwall heat transfer for a gas turbine stator vane, *J. Turbomach.* 122 (2000) 699–708.
- [2.65] **Thole K.A., Radomsky R.W., Kang M.B., Kohli A.**, Elevated freestream turbulence effects on heat transfer for a gas turbine vane, *Int. J. Heat Fluid Flow* 23 (2002) 137–147.
- [2.66] **Hada S., Takeishi K., Oda Y., Mori S., Nuta Y.**, The Effect of Leading Edge Diameter on the Horse Shoe Vortex and Endwall Heat Transfer, (2008) GT2008–50892.
- [2.67] **Blair M.F.**, 1974, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Large-Scale Turbine Endwalls, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 96, pp. 524–529
- [2.68] **Takeishi K., Matsuura M., Aoki S. and Sato T.**, 1990, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 488–496
- [2.69] **Granser D. and Schulenberg T.**, 1990, Prediction and Measurement of Film Cooling Effectiveness for a First-Stage Turbine Vane Shroud, *ASME Paper 90-GT-95*
- [2.70] **Friedrichs S., Hodson H. P., and Dawes W. N.**, 1996, Distribution of Film-Cooling Effectiveness on a Turbine Endwall Measured Using the Ammonia and Diazo Technique, *ASME J. Turbomach.*, 118, pp. 613–621.
- [2.71] **Friedrichs S., Hodson H. P., and Dawes W. N.**, 1997, Aerodynamic Aspects of Endwall Film-Cooling, *ASME J. Turbomach.*, 119, pp. 786–793.
- [2.72] **Friedrichs S., Hodson H. P., and Dawes W. N.**, 1999, The Design of an Improved Endwall Film-Cooling Configuration, *ASME J. Turbomach.*, 121, pp. 772–780.
- [2.73] **Goldstein R. J., Chen H. P.**, Film Cooling on a Gas Turbine Blade Near the End Wall, ADA138794, Interim Rept, 1983
- [2.75] **Jabbari M.Y., Marston K.C., Eckert E.R.G., Goldstein R.J.**, Film cooling of the gas turbine endwall by discrete-hole injection, *ASME paper* 1994:1–8.
- [2.75] **Thole K.A., Knost D.G.**, Heat transfer and film cooling for the endwall of a first stage turbine vane, *International Journal of Heat and Mass transfer*, Vol. 48, pp. 5255–5269, 2005

- [2.76] **Liu G., Liu S., Zhu H., Lapworth B.L., Forest A.E.**, Endwall heat transfer and film cooling measurements in a turbine cascade with injection upstream of leading edge, *Heat Transfer – Asian Research*, Vol.33, Issue 3, pp. 141-152, 2004
- [2.77] **Zhang, L. J., and Jaiswal, R. S.**, 2001, Turbine Nozzle Endwall Film-cooling Study Using Pressure Sensitive Paint, *ASME J. Turbomach.*, 123, pp. 730–738.
- [2.78] **Kost, F., and Nicklas, M.**, 2001, Film-Cooled Turbine Endwall in a Transonic Flow Field: Part I-Aerodynamic Measurements, *ASME Paper No. 2001-GT-0145*.
- [2.79] **Nicklas, M.**, 2001, Film-Cooled Turbine Endwall in a Transonic Flow Field: Part II-Heat Transfer and Film-Cooling Effectiveness, *ASME J. Turbomach.*, 123, pp. 720–729.
- [2.80] **Knost, D. G., and Thole, K. A.**, 2003, Computational Predictions of Endwall Film-Cooling for a First Stage Vane, *ASME Paper No. GT2003-38252*.
- [2.81] **Knost, D. G., and Thole, K. A.**, Adiabatic Effectiveness Measurements of Endwall Film-Cooling for a First Stage Vane, *ASME Paper No. GT2004–52236*.
- [2.82] **Pasinato H.D., Squires K.D., Roy R.P.**, Measurements and modeling of the flow and heat transfer in a contoured vane-endwall passage, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 47 (2004) 5685–5702.
- [2.83] **Piggush J.D., Simon T.W.**, Heat transfer measurements in a first-stage nozzle cascade having endwall contouring: misalignment and leakage studies, *J.Turbomach.* 129 (2007) 782–790.
- [2.84] **Lynch S.P., Thole K.A.**, The effect of combustor-turbine interface gap leakage on the endwall heat transfer for a nozzle guide vane, *J. Turbomach.* 130 (2008)041019
- [2.85] **Thrift A.A., Thole K.A., Hada S.**, Effects of an axisymmetric contoured endwall on a nozzle guide vane: convective heat transfer measurements, *J. Turbomach.* 133 (2010) 4002966.
- [2.86] **Thrift A.A., Thole K.A., Hada S.**, Impact of the combustor-turbine interface slot orientation on the durability of a nozzle guide vane endwall, (2012) *GT2012–68096*.
- [2.87] **Thrift A.A., Thole K.A.**, Influence of flow injection angle on a leading-edge horseshoe vortex, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55, 4651-4664, 2012
- [2.88] **Georgiou D.P., Papavasiliopoulos V.A., Alevizos M.**, (1996), Experimental Contribution on the significance and the control by transverse injection of the horseshoe vortex, *ASME paper 96-GT-225*.

[2.89] **Takeishi K., Oda Y., Seguchi J., Kozono S.,** Effect of Endwall Film Cooling Upstream of an Airfoil/Endwall Junction to Suppress the Formation of Horseshoe Vortex in a Symmetric Airfoil, Paper No. GT2013-95385, 2013.

[2.90] **Devenport, W. J. and Simpson, R. L.** [1990], Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction. *J. Fluid Mech.* Vol. 210, pp.23-55.

[2.91] **Praisner, T.J., and Smith, C.R.** [2006a], The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part I: Temporal behavior, *ASME J. Turbomach.*, Vol. 128, pp. 747-754.

[2.92] **Praisner, T.J. Smith, C.R.** [2006b], The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part II: Time-mean results, *ASME J. Turbomach.*, Vol. 128, pp. 755-762.

[2.93] **Praisner T.J., Seal, C.V., Takmaz L., Smith C.R.,** Spatial-temporal turbulent flow-field and heat transfer behavior in end-wall junctions, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 18 (1997) 142–151.

[2.94] **Ireland P.T., Jones T.V.,** Detailed measurements of heat transfer on and around a pedestal in fully developed passage flow, *Proceedings 8th International Heat Transfer Conference*, 3, 1986, pp. 975–980.

[2.95] **Goldstein R.J., Yoo S.Y., Chung M.K.,** Convective mass transfer from a square cylinder and its base plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 33 (1990) 9–18.

[2.96] **Yoo S.Y., Goldstein R.J., Chung M.K.,** Effects of angle of attack on mass transfer from a square cylinder and its base plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36 (1993) 371–380.

[2.97] **Bogard D.G., Thole K.A.,** Gas turbine film cooling, *J. Propul. Power* 22 (2006) 249–270.

[2.98] **Simon T.W., Piggush J.D.,** Turbine endwall aerodynamics and heat transfer, *AIAA J. Propul. Power* 22 (2006) 301–312.

[3.1] **Prichard P.J.,** Introduction to Fluid Mechanics, 8TH Edition, 2011, John Wiley & Sons, pp 357.

[3.2] **Dominy R.G, Hodson H.P** (1993) An investigation of Factors influencing the calibration of 5-hole probes for Three-Dimensional Flow measurements, *Journal of Turbomachinery*, Vol.115, pp. 513-519.

[3.3] **Morrison G.L., Schobeiri M.T., Pappu K.R.** (1998), Five-hole probe analysis technique, *Flow measurements and Instrumentation*, Vol. 9, Issue 3, pp.153-158.

- [3.4] **Georgiou D.P, Milidonis K.F.**, Fabrication and Calibration of a sub-miniature 5-hole probe with embedded pressure sensors for use in extremely confined and complex areas in turbomachinery, Flow Measurement and Instrumentation 39C, pp. 54-63, 2014.
- [3.5] **Bearman P.W.**, Corrections for the effect of ambient temperature drift on hot-wire measurements in incompressible flows, DISA Information No. 11. 1971.
- [3.6] **King L.V.**, On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants for small platinum wires with applications to hot wire anemometry, Phil. Trans. Roy. Soc. A214 (1914), 373-432.
- [3.7] **Astarita T., Gardone G., Carlomagno C., Meola C.**, A survey on infrared thermography for convective heat transfer measurements, Optics & Laser Technology 32 (2000) 593 - 610.
- [3.8] **Kornilov V.I., Litvinenko Y.A., Pavlov A.A.**, Skin friction measurements in an incompressible pressure-gradient turbulent boundary layer, Review of techniques and results, Report 23 Aug. 2002, Institute of theoretical and applied mechanics, Novosibirsk, Russia.
- [3.9] **Incropera, DeWitt**, Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 3rd Edition.
- [3.10] **Schlichting H.** (1979), Boundary-Layer Theory, New York, McGraw-Hill, 871p.
- [3.11] βλέπε [2.53]
- [3.12] **Bogard D.G., Schmidt D.L., Tabbita M.**, Characterization and laboratory simulation of turbine airfoil surface roughness and associated heat transfer, ASME Paper 96-GT-386, 1996.
- [3.13] **Eckert E.R., Drake R.M.**, Analysis of Heat and Mass Transfer, ISE, 1978, McGraw – Hill, p.383
- [3.14] **Lynch S.**, 2008, Flow and thermal performance of an airfoil – endwall fillet for a gas turbine nozzle guide vane, Virginia Space Grant Consortium Student Research Conference, Norfolk, Virginia.
- [3.15] **Moffat R.J.**, 1988, Describing the uncertainties in Experimental Results, Experimental Thermal and Fluid Science, 1, pp. 3-17.
- [3.16] **Coleman H.W., Steele W.G.**, 1999, Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers, John Wiley and Sons, New York, ISBN:0471121460
- [3.17] **Rubensdorffer F. Torsten H.F.**, 2004, A new test facility for evaluation of parameters defining nozzle guide vane endwall heat transfer, The 17th Symposium on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines.

[3.18] **Abernethy R. B., Benedict R.P. Dowdell R. B.** (1985), ASME Measurement Uncertainty, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, pp.161-164.

[3.19] βλέπε [2.35]

[3.20] **Kreith, Frank, and Bohn, Mark S.** Principles of Heat Transfer, Sixth Edition. Brooks/Cole: Pacific Grove, CA, 2001.

[4.1] **Smirnov E.M.**, Recent developments in numerical simulation of highly three-dimensional turbulent flows and endwall heat transfer in turbine blade cascades, Int. Symp. On Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 9-14 August, 2009, Antalya, Turkey.

[4.2] **Langston, L.S.**, Secondary flows in axial turbines – a review, Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Annals of the N.Y. Acad. Sci., Vol. 934, pp. 11-26, 2001.

[4.3] **Fu S., Xiao Z., Chen H., Zhang Y., Huang J.**, Simulation of wing-body junction flows with hybrid RANS/LES methods, International Journal of Heat and Fluid Flow 28 (2007), 1379-1390, 2007.

[4.4] **Batten, P., Craft, T.J., Leschziner, M.A., Loyau, H.**, Reynolds-stress-transport modeling for compressible aerodynamics applications, AIAA Journal 37 (7), 785–796, 1999.

[4.5] **Apsley, D.D., Leschziner, M.A.**, Investigation of advanced turbulence models for the flow in a generic wing-body junction. Flow, Turbulence and Combustion 67 (1), 25–55, 2001.

[4.6] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., Goryachev V.D.**, RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading edge endwall region of a symmetry body, International Journal of Heat and Fluid Flow 31, 1107-1112, 2010.

[4.7] βλέπε [2.91]

[4.8] βλέπε [2.92]

[4.9] βλέπε [2.34]

[4.10] **Giel, P.W., Thurman, D.R., Van Fossen, G.J., Hippensteele, S.A, and Boyle, R.J.** [1998]. Endwall heat transfer measurements in a transonic turbine cascade, ASME J. Turbomach. Vol. 120, pp. 305-313.

[4.11] **Kang M.B., Kohli A., Thole K.A.** [1999]. Heat transfer and flowfield measurements in the leading edge region of a stator vane endwall. ASME J. Turbomach. Vol. 121, pp. 558-567.

[4.12] **Langston, L. S., Nice, M. L., Hooper, R. M.** [1977]. Three-dimensional flow within a turbine cascade passage. ASME J. Eng. Power, Vol. 99, pp. 21-28

- [4.13] **Graziani, R. A., Blair, M. F., Taylor, J. R., and Mayle, R. E.** [1980]. An experimental study of endwall and airfoil surface heat transfer in a large scale turbine blade cascade. ASME J. Eng. Power, Vol. 102, pp. 257-267.
- [4.14] **Holley, B. M., Langston, L. S.** [2006], Surface shear stress and pressure measurements in a turbine cascade. Proc. ASME Turbo Expo 2006, GT2006-90580, 10 p.
- [4.15] **Levchenya, A. M., Ris, V. V., and Smirnov, E. M.** [2006]. Testing of turbulence models as applied to calculations of 3D flow and endwall heat transfer in cascades of thick vane blades. Proc. 4th Russian National Heat Transfer Conf., MPEI Publishers, Moscow, Russia, Vol.2, pp. 167-170 (in Russian).
- [4.16] **Levchenya, A. M., Smirnov, E. M.** [2007]. CFD-analysis of 3D flow structure and endwall heat transfer in a transonic turbine blade cascade: effects of grid refinement. CD-ROM Proc. West-East High Speed Flow Field Conference - WEHSFF'07, Moscow, 12 p.
- [4.17] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., and Zaytsev, D.K.** [2009b]. Numerical simulation of the endwall heat transfer in the Langston cascade. Abstracts Int. Symp. on Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 9 – 14 August, 2009, Antalya, Turkey, 4p.
- [4.18] **Kalitzin, G., and Iaccarino, G.** [1999]. Computation of heat transfer in a linear turbine cascade. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, pp. 277-288.
- [4.19] **Hermanson, K., Kern, S., Picker, G., and Parneix, S.** [2003]. Predictions of external heat transfer for turbine vanes and blades with secondary flowfields. ASME J. Turbomach., Vol. 125, pp. 107-113.
- [4.20] **Ivanov, N., Ris, V., Smirnov, E., Telnov, D.** [2003]. Numerical simulation of endwall heat transfer in a transonic turbine cascade. Proc. 12th Int. Conf. Fluid Flow Techn., Budapest, pp. 1121-1128.
- [4.21] **Goriatchev, V., Ivanov, N., Ris, V., and Smirnov, E.** [2004]. CFD-analysis of secondary flows and pressure losses in a NASA transonic turbine cascade. In: Modelling Fluid Flow. The State of the Art, Vad, Lajos and Schilling Ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp. 311-321
- [4.22] **Sveningsson, A., and Davidson, L.** [2004]. Computations of flow and heat transfer in a stator vane passage using the v^2 -f turbulence model. Proc. ASME Turbo Expo 2004, GT2004-53586, 10 p.
- [4.23] **Holley, B. M., Becz, S., and Langston, L. S.** [2005]. Measurement and calculation of turbine cascade endwall pressure and shear stress. Proc. ASME Turbo Expo 2005, GT 2005-68256, 11 p.
- [4.24] **Ameri, A.A. and Arnone, A.,** Prediction of Turbine Blade Passage Heat Transfer Using a Zero and Two Equation Turbulence Models, ASME Paper no. 94 GT 122.

- [4.25] **Baldwin, B. S. and Lomax, H.** (1978), Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, AIAA Paper 78-257.
- [4.26] **Yoo, J.Y. and Yun, J.W.**, Comput. Mech., 1994, no. 14, p. 101.
- [4.27] **Lee, H.G. and Yoo, J.Y.**, Comput. Mech., 1997, no. 20, p. 247
- [4.28] **Ivanov, N.G., Levchenya, A.M., Ris, V.V., and Smirnov, E.M.**, The Calculation of Three Dimensional Flow and Heat Transfer in an Experimental Model of Moving Blade Cascade Using One_ and Two Parameter Models of Turbulence, Proceedings of the 3rd Russian National Conference on Heat Transfer. Vol. II: Forced Convection of Single Phase Liquid), Moscow: Izd. MEI (Moscow Inst. of Power Engineering), 2002, p. 147.
- [4.29] **Alexander M. Levchenya and Evgueni M. Smirnov**, CFD-Analysis of 3D flow structure and endwall heat transfer in a transonic turbine blade cascade: Effects of grid refinement, West-East high speed flow field conference, 19-22, November 2007, Moscow, Russia.
- [4.30] **Wilcox, D.C.**, A two-equation turbulence model for wall-bounded and free-shear flows, AIAA Paper 93-2905 (1993).
- [4.31] **Menter, F.R.**, Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, AIAA Journal, Vol. 32, 1598-1605 (1994).
- [4.32] **Durbin, P.A.**, Theor. Comput. Fluid Dyn. 3, 1-13 (1991)
- [4.33] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., and Goriatchev, V.D.** [2009a]. RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading-edge endwall region of a symmetric body. Proc.14th Int. Conf. Fluid Flow Techn., Budapest, September 9-12, 2009, 8 p.
- [4.34] **Andreas Sveningsson**, Analysis of the Performance of Different $v^2 - f$ Turbulence Models in a Stator Vane Passage Flow, Chalmers University of Technology, Sweden, 2003
- [4.35] **Zess G.A., Thole K.A.**, Computational design and experimental evaluation of using a leading edge fillet on a gas turbine vane, Journal of Turbomachinery, Vol. 124, 167-175, 2002.
- [4.36] **Hermanson, K., and Thole, K. A.**, Effect of Inlet Profiles on Endwall Secondary Flows, J. Propul. Power, 16, pp 286–296, 2000.
- [4.37] βλέπε [2.53]
- [4.38] **Reviol R, France R, Bohle M., Wiedermann A. Takeishi K.**, Numerical Investigation of the effect of vortex structures on local heat transfer, Journal of Engineering and Technology, Vol.2, No.1.

[4.39] **Paik, J., Escauriaza, C., and Sotiropoulos, F.** [2007], On the bimodal dynamics of the turbulent horseshoe vortex system in a wing-body junction. *Phys. Fluids*. Vol.19, pp.045107-(1-20).

[4.40] βλέπε [2.90].

[4.41] **H. C. Chen**, Assessment of a Reynolds stress closure model for appendage-hull junction flows, *J. Fluids Eng.* 117, 557, 1995

[4.42] **S. Fu, T. Rung, F. Thiele, and Z. Zhai**, in *Proceedings of the 11th Symposium on Turbulent Shear Flows*, edited by M. Lesieur, B. E. Launder, G. Binder, and J. H. Whitelaw _Grenoble, France, 1997_, pp. 6.7–6.12.

[4.43] **S. Parneix, P. A. Durbin, and M. Behnia**, Computation of 3-D turbulent boundary layers using the V2F model, *Flow, Turbul. Combust.* 60, 19, 1998

[4.43] **W. Rodi**, Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies, *J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn.* 69, 55 ,1997.

[4.44] **W. Rodi, J. Ferziger, M. Breuer, and M. Pourquié**, Status of large-eddy simulation: Results of a workshop, *J. Fluids Eng.* 119, 248 , 1997.

[4.45] **B. Shah and J. H. Ferziger**, A fluid mechanics view of wind engineering: Large eddy simulation of flow past a cubic obstacle, *J. Wind.Eng. Ind. Aerodyn.* 67, 211, 1997

[4.46] **S. Krajnović and L. Davidson**, Large-eddy simulation of the flow around a bluff body, *AIAA J.* 40, 927, 2002.

[4.47] **Hada, S., Takeishi, K., Oda, Y., Seiji Mori, S., and Nuta, Y.** [2008] The effect of leading edge diameter on the horse shoe vortex and endwall heat transfer. *Proc. ASME Turbo Expo 2008*, GT2008-50892, 11 p.

[4.48] **Eggenspieller G.**, Turbulence Modeling, 2011 ANSYS Inc., May 2012

[4.49] **Ariff M., Salim S.M, Cheah S.C**, Wall Y+ approach for dealing with turbulent flow over a surface mounded cube: Part 1 – Low Reynolds Number, Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia, 2009.

[4.50] **Salim S.M, Cheah S.C**, Wall Y+ strategy for dealing with wall-bounded turbulent flows, *Proceedings of the International Multi-Conference of Engineers and Computer Scientists IMECS*, Hong Kong, 2009.

[4.51] **Menter F.R.**, Zonal Two Equation k- ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows, AIAA 93-2906, 1993

[4.52] **Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.**, Ten years of industrial experience with the ASST turbulence model, *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 4, 2003 Begell House, Inc.

[4.53] **Bardina J.E., Huang P.G., Coakley T.J.**, Turbulence modeling, Validation, Testing and Development, NASA Technical Memorandum 110446, 1997.

[4.54] **Hall, E.J., Topp, D.A., and Delaney, R.A.**, 1994, Aerodynamic / Heat Transfer Analysis of Discrete Site Film-Cooled Turbine Airfoils, AIAA Paper No. 94-3070

[4.55] **Fougères, J.M. and Heider, R.**, 1994, Three-Dimensional Navier-Stokes Prediction of Heat Transfer with Film Cooling, ASME Paper 94-GT-14

[4.56] **Garg, V.K. and Abhari, R.S.**, 1996, Comparison of Predicted and Experimental Nusselt Number for a Film-Cooled Rotating Blade, ASME Paper 96-GT-223

[4.57] **Garg, V.K. and Gaugler, R.E.**, 1994, Prediction of Film Cooling on Gas Turbine Airfoils, ASME Paper 94-GT-16

[4.58] **Aspilidis N., Khosronejad A., Sotiropoulos F., Dancy C.L., Diplas P.**, Physical and Numerical Modeling of the Turbulent Flow Field Upstream of a Bridge Pier (LES), ICSE6-057, ICSE6 Paris - August 27-31, 2012

[4.59] βλέπε [2.19]

[4.60] βλέπε [2.16]

[5.1] **Leylek, J.H. and Zerkle, R.D.**, 1993, Discrete-Jet Film Cooling: A Comparison of Computational Results with Experiments, ASME Paper 93-GT-207

[5.2] **Sinha, A.K., Bogard, D.G., and Crawford, M.E.**, 1991, Film-Cooling Effectiveness Downstream of a Single Row of Holes with Variable Density Ratio, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp. 442-449

[5.3] **Kubendran, L. R., Bar-Sever, A., and Harvey, W. D.**, 1988, Flow Control in a Wing/Fuselage Type Junction, AIAA Pap., AIAA-88-0614

[5.4] **Eckerle W. A. and Langston L. S.**, 1987, Horseshoe vortex formation around a Cylinder, ASME J. Turbomach., 109, pp. 278 - 285.

[5.5] **Pierce F. J. and Shin J.**, 1992, The development of a Turbulent Junction Vortex System, ASME J. Fluids Eng. 114, pp. 559 - 565.

[5.6] βλέπε [2.93]

[5.7] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., Goryachev V.D.**, RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading edge endwall region of a symmetry body, International Journal of Heat and Fluid Flow 31, 1107-1112, 2010.

[5.8] βλέπε [2.91].

[5.9] βλέπε [2.92]

[5.10] **J. Jeong and F. Hussain.**, 1995. Journal of Fluid Mechanics. On the Identification of a Vortex. 69-94. 285.

[5.11] **M. Jiang, R. Machiraju, and D. Thompson**, Eurographics – IEEE VGTC Symposium on Visualization. A Novel Approach to Vortex Core Region Detection.

[5.12] **S. K. Robinson, S. J. Kline, and P. R. Spalart**, 1988. In Proc. Zoran P. Zaric Memorial International Seminar on Near Wall Turbulence. Statistical Analysis of Near-wall Structures in Turbulent Channel Flow.

[6.1] **Sundaram N. and K.A Thole**, Film Cooling flowfields with trenched holes on an endwall, ASME Turbo Expo 2008: Power for land, Sea and Air, GT2008, Berlin, Germany.

[6.2] **Kang M. B., Kohli A., Thole K. A.**, 1999, Heat Transfer and Flowfield Measurement in the Leading edge region of a Stator Vane Endwall, Journal of Turbomachinery, Vol. 121, pp. 558-568.

[6.3] **Douglas J. F., Gasiorek J., Swaffield J.**, Fluid Mechanics, 4th Edition, Prentice Hall.

[6.4] βλέπε [2.91].

[6.5] βλέπε [2.92]

[6.6] **Lewis, D.J., Simpson R.L. and Diller T.E.**, 1994, Time resolved surface heat flux measurements in the wing/body junction vortex, Journal of Thermodynamics and Heat Transfer, Vol.8, No.4, pp.656-663

[6.7] **Levchenya A.M., Smirnov E.M., Goryachev V.D.**, RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading edge endwall region of a symmetry body, International Journal of Heat and Fluid Flow 31, 1107-1112, 2010.

[6.8] βλέπε [2.17]

[6.9] **Ireland P.T., Jones T.V.**, Detailed measurements of heat transfer on and around a pedestal in fully developed passage flow, Proceedings 8th International Heat Transfer Conference, 3, 1986, pp. 975–980.

[6.10] **Goldstein R.J., Yoo S.Y., Chung M.K.**, Convective mass transfer from a square cylinder and its base plate, International Journal of Heat and Mass Transfer 33 (1990) 9–18.

[6.11] **Yoo S.Y., Goldstein R.J., Chung M.K.**, Effects of angle of attack on mass transfer from a square cylinder and its base plate, International Journal of Heat and Mass Transfer 36 (1993) 371–380.

[6.12] βλέπε [2.90]

[6.13] **A. M. Levchenya and E. M. Smirnov**, Numerical Analysis of the Multiple-Horseshoe-Vortex Effects on the Endwall Heat Transfer in the Leading-Edge Region of a Symmetric Bluff Body, 14th International Heat Transfer Conference, Volume 5, Washington DC, USA, 2012

[6.14] **A. M. Levchenya and E. M. Smirnov**, Numerical investigation of three-dimensional turbulent flow and endwall heat transfer in a large-scale cascade of turbine blades, High Temperature, Vol. 48, Issue 1, pp.57 – 67, 2010

[6.15] **Laveau B., Abhari R., Crawford M., Lutum E.**, High resolution heat transfer measurement on flat and contoured endwall in a linear cascade, J. Turbomach. 153(4), 041020, 2013

[6.16] **Rubensdorffer F. Torsten H.F.**, 2004, A new test facility for evaluation of parameters defining nozzle guide vane endwall heat transfer, The 17th Symposium on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines.

[6.17] **Knost D.G.**, Predictions and measurements of film cooling on the endwall of a first stage vane, Master thesis, Virginia Polytechnic Institute, 2003.

[6.18] **Sabatino D.R., Smith C.R.**, Boundary layer influence on the unsteady horseshoe vortex flow and surface heat transfer, GT 2007-27633, Montreal, 2007.

[6.19] **Bogard D., Thole K. A.**, Improving durability of turbine components through trenched film cooling and contoured endwalls, USTR Review Workshop, 2010.

[6.20] **Stephen L., Sundar N., Thole K., Kohli A., Lehane C.**, Heat Transfer for a turbine blade with non-axisymmetric endwall contouring, ASME J. of Turbomachinery, 133(1), 011019, 2010

[6.21] **Tseng, M.H., Yen, C.L., & Song, C.C.S.** (2000). – Computation of three-dimensional flow around square and circular piers. Int. J. Numer. Meth. Fluids, 34: 207-227.

[6.22] **Dargahi, B.** (1989). – The turbulent flow field around a circular cylinder. Exp. Fluids, 8: 1-12.

[6.23] βλέπε [4.76]

[6.24] **Escauriaza, C., Sotiropoulos, F. (2010).** – Reynolds number effects on the coherent dynamics of the turbulent horseshoe vortex system. Flow Turbul. Combust., 85: 32.

[6.25] **Escauriaza, C., Sotiropoulos, F. (2011a).** – Initial stages of erosion and bed form development in a turbulent flow around a cylindrical pier. J. Geophys. Res., 116: F03007.

[6.26] **Escauriaza, C., Sotiropoulos, F. (2011b).** – Lagrangian model of bed-load transport in turbulent junction flows. *J. Fluid Mech.*, 666: 36-76.

[7.1] **Sh. Kang.** , Investigation on the Three Dimensional within a Compressor Cascade with and without Tip Clearance, PhD thesis, Vrije Universiteit Brussel, September 1993.

[7.2] **Kim K. Wiedner B. G., Camci C.,** Analysis of turbulent flow and endwall heat transfer in a 90° turning duct and comparisons with measured data, *Proceedings of ISROMAC-8*, 2000. II: 643-666.

[7.3] **Tsujita H., Mizuki S., Minorikawa G., Yamamoto A.,** Numerical Simulation of Loss Generation Mechanisms of Flow in Turbomachinery by using Curved Square Duct, *J. of Thermal Science*, Vol. 12, No. 3, 2003.

[7.4] **Camci C., Rizzo D.,** Secondary flow and forced convection heat transfer near endwall boundary layer fences in a 90° turning duct, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002), 831-843.

[7.5] **Sudo k., Sumida M., Hibara H.,** Experimental investigation on turbulent flow in a square-sectioned 90-degree bend, *Experiments in Fluids* 30 (2001), 246-252.

[7.6] **Darus A. N., Fatt Y.Y,** Development of secondary flow in a curved rectangular duct, *Jurnal Mekanikal*, December 2008, No. 27, 1-22.

[7.7] **Georgiou D.P., Milidonis K.F.,** The static pressure field as a driving mechanism for the streamwise corner flow in the presence of an inclined transverse plane, *Experiments in Fluids*, February 2014, 55:1694.

[7.8] βλέπε [2.67]

[7.9] **Takeishi K., Matsuura M., Aoki S. and Sato T.,** 1990, An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 488-496

[7.10] **Granser D. and Schulenberg T.,** 1990, Prediction and Measurement of Film Cooling Effectiveness for a First-Stage Turbine Vane Shroud, *ASME Paper 90-GT-95*

[7.11] **Georgiou D.P., Milidonis K.F., Geniketzidis I. A.:** Comparisons between experimental measurements and Rans-based simulations on the aerodynamics of a horseshoe vortex configuration, *European Turbomachinery Conference*, March 23-26, Madrid, Spain, 2015.

[7.12] βλέπε [3.4]

[7.13] βλέπε [2.26]

[7.14] βλέπε [2.71]

[7.15] **Goldstein R. J., Chen H. P.**, Film Cooling on a Gas Turbine Blade Near the End Wall, ADA138794, Interim Rept, 1983

[8.1] **Sangkwon Na**, Investigation of cooling effectiveness and enhancement of cooling performance, PhD Thesis, Iowa State University, 2006.

[8.2] **Adrian R.J., Westerweel J.** (2011), Particle Image Velocimetry, Cambridge University Press, New York.

[8.3] **Garg, V.K. and Gaugler, R.E.**, 1994, Effect of Velocity and Temperature Distribution at the Hole Exit on Film Cooling of Turbine Blades, ASME Paper 95-GT-2

[8.4] **Shridhar P., Nageswara R.**, CFD Simulation on a Gas Turbine blade and effect of hole shape on leading edge film cooling effectiveness, International Journal of Modern Engineering Research (IJMER) 3, Issue 4, pp.2066-2072, 2013.

[AII.1] βλέπε [3.4]

[AII.2] **Kline, S.J. and McClintock, F.A.**, 1953, Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments, Mech. Engr., 75, pp. 3-8.

[AII.3] **Paul Ranjan A., Upadhyay Ranjan R., Jain A.**, A novel calibration algorithm for five-hole pressure probe, International Journal of Engineering, Science and Technology, Vol.3, No.2, 2011, pp.89-95.

[AII.4] **Pisasale, A. J. and Ahmed, N. A.**, Theoretical calibration for highly three-dimensional low-speed flows of a five-hole probe, Measurement Science and Technology, Vol. 13, 2002, pp.1100-1107.

[AII.5] βλέπε [3.7]

[AII.6] **Abernethy R. B., Benedict R.P. Dowdell R. B.** (1985), ASME Measurement Uncertainty, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, pp.161-164.

[AII.7] βλέπε [3.16]

[AIII.1] **Mukherjee D.K.**, (1976), Design of turbines using distributed or average losses; effects of blading, AGARD 195, 8-1-81-13.

[AIII.2] **Horlock J.H., Watson D.E., Jones T.V.**, (2001) Limitations on gas turbine performance imposed by large cooling flows, ASME J. Engng Gas Turbines Power 123 (3), 487 - 494

[AIII.3] **Horlock J.H.**, Advanced Gas Turbine Cycles, Pergamon Press, First Edition, 2003

[AIII.4] **Denton J.D.**, (1993), Loss Mechanisms in Turbomachines, ASME paper 93-GT-435

[AIV.1] βλέπε [2.57]

[AIV.2] **Lin C., Chiu P. H., Shieh S.J.**, Characteristics of horseshoe vortex system near a vertical plate-base plate juncture, Experimental Thermal and Fluid Science, 27, 25-46, 2002

[AIV.3] **Lin C., Lai W. J., Chang K.A.**, Simultaneous particle image velocimetry and laser Doppler Velocimetry measurements of periodical oscillatory horseshoe vortex system near square cylinder-base plate juncture, Journal of Engineering Mechanics-ASCE, 129, 1173-1188, 2003

[AIV.4] **Seal C.V., Smith C.R., Akin O. and Rockwell D.**, Quantitative characteristics of a laminar unsteady necklace vortex system at a rectangular block-flat plate juncture, Journal of Fluid Mechanics, 286, 117-135, 1995.

[AIV.5] **Thomas S.W.**, The unsteady characteristics of laminar juncture flow, Physics of Fluids, 30, 283-285, 1987

[AIV.6] **Baker C.J.**, The oscillation of horseshoe vortex systems, Journal of Fluids Engineering, 113, 489-495, 1991.

[AIV.7] βλέπε [2.92]

[AIV.8] βλέπε [4.76].

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι: Η ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ

I.1 Η υποηχητική αεροσύραγγα

Στο Σχήμα ΑΙ.1 παρουσιάζεται μια φωτογραφία της υποηχητικής αεροσήραγγας η οποία αποτελείται απο:

1. Φυγοκεντρικό ανεμιστήρα $1.5kW$
2. Διαχύτης μήκους $2.4m$ και λόγο διατομών $1:1.5$
3. Θάλαμος καθηשהσμού της ροής (μήκους $1m$)
4. Σήτες- Εκπετάσματα (damping screens)
5. Ακροφύσιο εξόδου
6. Όργανα τοπικής μέτρησης θερμοκρασίας, της ταχύτητας και πίεσης της ελεύθερης ροής
7. Αεροσυμπιεστής – Αεροφυλάκιο παροχής ψυκτικού αέρα

Σχήμα ΑΙ.1: Η υποηχητική αεροσήραγγα

Ι.2 Το τμήμα δοκιμών

Το δύο μέτρων σε μήκος τμήμα δοκιμών (1), διατομής $0.3m \times 0.2m$ της αεροσήραγγας φαίνεται στο Σχήμα ΑΙ.2. Φαίνονται επίσης τα ακόλουθα:

2. Τροφοδοτικό εναλλασσόμενης τάσης (Regulating transformer 3kVA–50Hz) για τροφοδοσία του θερμαινόμενου δαπέδου.
3. Μετατροπέας συχνότητας (inverter) για ρύθμιση της ταχύτητας του φυγοκεντρικού ανεμιστήρα της αεροσήραγγας.
4. Πολυκάναλος ελεγκτής θερμοζεύγων τύπου-K
5. Ηλεκτρονικός Υπολογιστής ελέγχου και συνεχής παρακολούθησης της θερμοκρασίας του δαπέδου. (συνδεδεμένος με την υπέρυθρη κάμερα μέσω θύρας FireWire)
6. Πολύμετρο ακριβούς μέτρησης της παροχής ρεύματος και τάσης στο δάπεδο

Σχήμα ΑΙ.2: Το τμήμα δοκιμών της αεροσήραγγας και περιφερειακά όργανα

α.

β.

Σχήμα ΑΙ.3: α. Πρόσοψη του τμήματος δοκιμών,
β. Το σύστημα έγχυσης και άλλα περιφερειακά όργανα μέτρησης

Επιπλέον, στο Σχήμα ΑΙ.3α. φαίνεται η πρόσοψη του τμήματος δοκιμών ενώ στο Σχήμα ΑΙ.3β. φαίνεται το σύστημα έγχυσης θερμού αέρα και άλλα περιφερειακά όργανα. Συγκεκριμένα διακρίνονται τα ακόλουθα:

1. Το περύγιο (Bluff Body)
2. Το θερμαινόμενο δάπεδο
3. Το σύστημα θέρμανσης του εγχέομενου αέρα
4. Η μετρητική διάταξη του εγχέομενου αέρα

5. Η ρυθμιστική βαλβίδα ακριβείας ελέγχου της παροχής του εγχεόμενου αέρα
6. Σωλήνας μεταφοράς αέρα έγχυσης από το αεροφυλάκιο
7. Θερμοζεύγη τύπου-K για μέτρηση της κατανομής θερμοκρασίας στο δάπεδο
8. Ελεγκτής και σταθεροποιητής θερμοκρασίας έγχυσης (*LAE MT – 11*)
9. Τροφοδοτικό εναλλασσόμενης τάσης (Regulating transformer 2kVA–50Hz) για τροφοδοσία του συστήματος θέρμανσης του εγχεόμενου αέρα.
10. Όργανο ακριβούς μέτρησης της διαφοράς πίεσης ΔP μεταξύ του συλλέκτη 1 και 2 κατά το μήκος των σωλήνων της μετρητικής διάταξης του εγχεόμενου αέρα

Σχήμα ΑΙ.4: Η υπέρυθρη κάμερα της FLIR, μοντέλο FLIR SC660

I.3 Το σύστημα ανάκτησης των αεροδυναμικών μετρήσεων

Το σύστημα το οποίο αναπτύχθηκε για την συλλογή των αεροδυναμικών μετρήσεων με τον αισθητήρα Pitot 5-οπών φαίνεται στο Σχήμα ΑΙ.5 και αποτελείται από:

1. Ηλεκτρονικό Υπολογιστή Data Acquisition (DAQ)
2. Εξωτερική κάρτα συλλογής σημάτων National Instruments NI BNC-2210
3. Διαφορικοί αισθητήρες πίεσης (Differential Pressure transducers Honeywell 164PC01D76)
4. Σύστημα Οδήγησης Βηματικών μοτέρ (Stepper Motor Drivers)
5. Τραβέρσα κίνηση δύο αξόνων (Two axis Traverse system)
6. Φορείο τοποθέτησης της τραβέρσας δύο αξόνων

Για την συλλογή των δεδομένων αναπτύχθηκε ειδικός κώδικας “κίνησης και συλλογής” (move and acquire) σε περιβάλλον LabView, της Εταιρείας National Instruments. Ο ίδιος

κώδικας (με τις απαιτούμενες αλλαγές) χρησιμοποιήθηκε επίσης τόσο για την συλλογή των δεδομένων από την μονάδα του Hot Wire Anemometer, όσο και για την συλλογή των θερμικών οριακών στρωμάτων μέσω του θερμοζεύγους τύπου T. Στο Σχήμα Ι.6α. παρουσιάζεται η συνδεσμολογία και ροή των διαφόρων σημάτων προς τον Υπολογιστή ανάκτησης δεδομένων ο οποίος είναι εξοπλισμένος με κάρτα ανάκτησης δεδομένων *NI PCI – 6035E* και κάρτα ελέγχου κίνησης *NI PCI – 7314 Motion Controller* για τα βηματικά μοτέρ της τραβέρσας. Για την καταγραφή των θερμικών οριακών στρωμάτων χρησιμοποιήθηκε ο καταγραφέας της Omega, μοντέλο *HH1384*, ενώ για την καταγραφή των αεροδυναμικών οριακών στρωμάτων χρησιμοποιήθηκε δικάναλη μονάδα της DeltaLab μοντέλο *EV – 210* με αισθητήρα της εταιρείας *TSI* μοντέλο *TSI – 1218*.

Σχήμα ΑΙ.5: Το σύστημα αεροδυναμικών μετρήσεων

α.

β.

γ.

Σχήμα ΑΙ.6: α. Η τραβέρσα μετακίνησης δύο αξόνων, β. Συνδεσμολογία συστήματος “move and acquire”, γ. Ο σωλήνας Pitot 5 οπών

Η τραβέρσα κίνησης δύο αξόνων φαίνεται στο Σχήμα ΑΙ.6β στο οποίο διακρίνονται:

1. Το φορείο κίνησης
2. Βηματικό μοτέρ για τον Y-άξονα ($NEMA\ 23/1.9Nm/3A$)
3. Βηματικό μοτέρ για τον Z-άξονα ($NEMA\ 23/1.9Nm/3A$)
4. Αισθητήρας Pitot 5-οπών ο οποίος απεικονίζεται και στο Σχήμα ΑΙ.6γ

Σημειώνεται εδώ ότι το φορείο κίνησης (1) εναλλάσσεται μεταξύ δύο ακόμη ειδικών φορείων κατάλληλα κατασκευασμένα για την έδραση της θερμικής κάμερας (Σχήμα ΑΙ.4) και του στελέχους του θερμοζεύγους μέτρησης των θερμικών οριακών στρωμάτων.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ II: ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

II.1 Ανάλυση αβεβαιότητας για τις αεροδυναμικές μετρήσεις χρησιμοποιώντας τον σωλήνα Pitot 5-οπών.

Η ανάλυση αβεβαιότητας για τις αεροδυναμικές μετρήσεις με τον αισθητήρα Pitot 5-οπών¹ [ΑΙΙ.1](5-hole Pitot probe) έγινε με την μέθοδο που πρότειναν οι Kline και McClintock² [ΑΙΙ.2] τόσο για την διαδικασία βαθμονόμησης όσο και για τις ίδιες τις πειραματικές μετρήσεις. Η μέθοδος αυτή περιγράφει την διαδικασία υπολογισμού της ολικής αβεβαιότητας μιας μεταβλητής υπολογίζοντας τις επιμέρους αβεβαιότητες των συνιστωσών που αποτελούν την μεταβλητή αυτή. Το μέγεθος του σφάλματος που υπολογίζεται κατά την διαδικασία αυτή περιγράφεται επίσης σαν το μέγιστο αναμενόμενο σφάλμα στην υπολογιζόμενη μεταβλητή. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης αυτής μαζί με την διαδικασία προσδιορισμού της αβεβαιότητας παρουσιάζονται παρακάτω:

Όπως προτείνεται από την διαδικασία, οι αβεβαιότητες σε κάθε μία από τις μετρούμενες παραμέτρους κατά την βαθμονόμηση υπολογίζονται χρησιμοποιώντας την παρακάτω εξίσωση:

$$w_R = \sqrt{\left[\frac{\partial R}{\partial x_1} w_1\right]^2 + \left[\frac{\partial R}{\partial x_2} w_2\right]^2 \dots \dots + \left[\frac{\partial R}{\partial x_n} w_n\right]^2} \quad (\text{ΑΙΙ.1})$$

όπου R είναι η εξίσωση υπολογισμού του μεγέθους της κάθε μεταβλητής x_i . Επομένως,

$$R = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (\text{ΑΙΙ.2})$$

και η μετρούμενη αβεβαιότητα για κάθε ανεξάρτητη μεταβλητή x_n δίνεται από την παράμετρο w_n . Η εξίσωση (ΑΙΙ.1) μετατρέπεται στην περίπτωση της βαθμονόμησης για τον αισθητήρα ως:

¹ [ΑΙΙ.1] **Georgiou D.P, Milidonis K.F.**, Fabrication and Calibration of a sub-miniature 5-hole probe with embedded pressure sensors for use in extremely confined and complex areas in turbomachinery, Flow Measurement and Instrumentation 39C, pp. 54-63, 2014.

² [ΑΙΙ.2] **Kline, S.J. and McClintock, F.A.**, 1953, Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments, Mech. Engr., 75, pp. 3-8.

$$w_{A.M.} = \sqrt{\left[\frac{\partial U}{\partial P} w_P\right]^2 + \left[\frac{\partial U}{\partial \theta} w_{pit.}\right]^2 + \left[\frac{\partial U}{\partial \varphi} w_{yaw.}\right]^2 + \left[\frac{\partial U}{\partial x_{orient}} w_{orient.}\right]^2} \quad (AII.3)$$

όπου w_P η αβεβαιότητα στις πιέσεις P που μετράει η κάθε θύρα του αισθητήρα λόγω του συστήματος ανάκτησης δεδομένων (π.χ. διαφορικοί αισθητήρες), $w_{pit.}$ η αβεβαιότητα στην γωνία πρόνευσης (pitch angle θ), $w_{yaw.}$ η αντίστοιχη αβεβαιότητα στην γωνία εκτροπής (yaw angle φ) και $w_{orient.}$ η αβεβαιότητα λόγω λανθασμένου προσανατολισμού του αισθητήρα κατά την βαθμονόμηση. Για τον υπολογισμό της αβεβαιότητας των αεροδυναμικών μετρήσεων, το συνολικό σφάλμα βαθμονόμησης προστίθεται στις μετρούμενες πιέσεις.

Σχήμα AII.1: Χάρτης βαθμονόμησης αισθητήρα Pitot - Η απόκριση των 5 οπών του αισθητήρα σε συνάρτηση με την γωνία προσβολής (Pitch angle) και την γωνία πρόνευσης (Yaw angle)

Στο Σχήμα AII.1 φαίνεται ο χάρτης βαθμονόμησης του σωλήνα Pitot, δηλαδή η απόκριση της κάθε οπής του σωλήνα σε συνάρτηση με την γωνία προβολής (Pitch angle) και την γωνία πρόνευσης (Yaw angle). Τα διαγράμματα παρουσιάζονται ως αδιάστατοι συντελεστές πίεσης με βάση τις εξισώσεις (3.16)~(3.19), ενώ για την εξαγωγή των διαγραμμάτων χρησιμοποιήθηκε μια τετάρτης τάξης πολυωνυμική ανάλυση παλινδρόμησης (regression analysis) μεταξύ των σημείων μέτρησης κατά την διάρκεια της βαθμονόμησης (βλέπε [AII.1]). Η ποιότητα προσαρμογής (goodness of fit) r^2 των καμπύλων στα σημεία βαθμονόμησης, υπολογίστηκε στο 0.9965 και 0.9905 για την γωνία "yaw" και "pitch" αντίστοιχα, τιμές οι οποίες είναι πολύ υψηλές και είναι κοινώς αποδεκτές³ [AII.3].

Σχήμα AII.2: Ποσοστιαίο σφάλμα (percentage error) για διάφορους συνδυασμούς τιμών "yaw" και "pitch"

Μια εκτίμηση της αβεβαιότητας για τους υπολογισθείσες συντελεστές της βαθμονόμησης, όπως παρουσιάζεται από τους Kline και McClintock [AII.2] και χρησιμοποιείται επίσης από τους Pisasale and Ahmed⁴ [AII.4], γίνεται ως ακολούθως:

$$\Delta C_{P_y} = \frac{1}{q^2(C_{P_5} - C_{P_s})^2} \left[2\Delta P^2 + C_{P_y}^2 \left(\frac{5}{4} \right) \Delta P^2 \right] \quad (\text{AII.4})$$

³ [AII.3] **Paul Ranjan A., Upadhyay Ranjan R., Jain A.,** A novel calibration algorithm for five-hole pressure probe, International Journal of Engineering, Science and Technology, Vol.3, No.2, 2011, pp.89-95.

⁴ [AII.4] **Pisasale, A. J. and Ahmed, N. A.,** Theoretical calibration for highly three-dimensional low-speed flows of a five-hole probe, Measurement Science and Technology, Vol. 13, 2002, pp.1100-1107.

όπου q η δυναμική πίεση του ελεύθερου ρεύματος (freestream) του αέρα και ίσο με $q = \rho_{\infty} U_{\infty}^2 / 2$.

Στο Σχήμα ΑΙΙ.2 παρουσιάζεται το ποσοστιαίο σφάλμα (percentage error) $|\Delta C P_y / C P_y|$ για διάφορους συνδυασμούς τιμών των γωνιών "yaw" και "pitch". Λαμβάνοντας υπόψη παρόμοια διαδικασία που εκτελέστηκε από τους Pisasale and Ahmed [ΑΙΙ.4], οι προκύπτουσες τιμές του σφάλματος είναι μέσα στα αποδεκτά όρια, ακόμα και για συνδυασμούς τιμών "yaw" και "pitch" οι οποίες είναι αρκετά μεγάλες (π.χ. $(\varphi, \theta) = (36, 36)$).

II.2 Ανάλυση αβεβαιότητας για τις μετρήσεις θερμοκρασίας χρησιμοποιώντας την υπέρυθρη κάμερα

Για την ελαχιστοποίηση του σφάλματος που αφορά την κατανομή θερμοκρασίας η οποία προέρχεται από την μέθοδο της υπέρυθρης θερμογραφίας, για κάθε πειραματική μέτρηση τουλάχιστον 5 φωτογραφίες λαμβάνονταν εκ των οποίων η κάθε μια αποτελούσε ήδη το μέσο όρο από 30 καρέ που η κάμερα είχε δυνατότητα λήψης. Ωστόσο, σφάλματα τα οποία προκύπτουν από αστάθμητους παράγοντες όπως ανομοιομορφία στο πάχος της μαύρης επίστρωσης (μαύρη ματ βαφή) στο δάπεδο και της ανακλαστικότητας των επιμέρους επιφανειών, η υγρασία και θερμοκρασία του εξωτερικού περιβάλλοντος κ.λ.π, όσο ελάχιστα και να είναι θα πρέπει να ληφθούν υπόψη αφού μπορούν να συνησφέρουν στην συνολική αβεβαιότητα των δεδομένων. Χρησιμοποιώντας και πάλι την μέθοδο από τους Kline και McClintock [ΑΙΙ.2], υπολογίζεται το σφάλμα που προκύπτει κατά την βαθμονόμηση των υπέρυθρων εικόνων. Λαμβάνοντας υπόψη μόνο τις κύριες πηγές αβεβαιότητας η συνολική αβεβαιότητα $w_{I.T.}$ για την κατανομή της θερμοκρασίας T λαμβάνεται ως εξής :

$$w_{I.T.} = \sqrt{\left[\frac{\partial T}{\partial \delta_{p.c}} w_{p.c} \right]^2 + \left[\frac{\partial T}{\partial H_t} w_{t.} \right]^2 + \left[\frac{\partial T}{\partial R} w_{R.} \right]^2 + \left[\frac{\partial T}{\partial T_{cp}} w_{cp.} \right]^2} \quad (\text{ΑΙΙ.5})$$

όπου $w_{p.c}$ το σφάλμα του πάχους της επιφανειακής επίστρωσης του δαπέδου, $w_{t.}$ το σφάλμα λόγω των μεταβολών στην υγρασία και θερμοκρασία του εξωτερικού περιβάλλοντος και $w_{R.}$ το σφάλμα λόγω της ανακλαστικότητας των περιβάλλοντων επιφανειών του τμήματος δοκιμών της αεροσήραγγας και της ανομοιομορφίας στην εκπομπή (emissivity) της μαύρης

επίστρωσης⁵ [AII.5]. Επίσης με w_{cp} , η αβεβαιότητα των θερμοζεύγων που χρησιμοποιήθηκαν για την βαθμονόμηση. Αργότερα, για κάθε πειραματική φωτογραφία το συνολικό σφάλμα βαθμονόμησης λαμβάνεται υπόψη για την δημιουργία της τελικής φωτογραφίας. Επιπλέον οι υπολογισμοί αβεβαιότητας για όλες τις υπέρυθρες φωτογραφίες έγιναν βάσει διαστήματος εμπιστοσύνης 95% όπως περιγράφεται από του Abernathy et. al.⁶[AII.6] και Coleman και Steele⁷ [AII.7].

⁵ [AII.5] **Astarita T., Cardone G., Carlomagno M., Meola C.**, A survey on infrared thermography for convective heat transfer measurements, Optics & Laser Technology 32 (2000), pp.593-610.

⁶ [AII.6] **Abernathy R. B., Benedict R.P. Dowdell R. B.** (1985), ASME Measurement Uncertainty, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, pp.161-164.

⁷ [AII.7] **Coleman, H.W., and Steele, W.G.**, 1989, Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers, John Wiley & Sons, New York

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ III: Η ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΤΗΣ ΨΥΞΗΣ ΤΩΝ ΑΕΡΙΟΣΤΡΟΒΙΛΩΝ

Όπως έχει επισημανθεί και στο Κεφάλαιο 1, η επιθυμία για αύξηση της μέγιστης θερμοκρασίας εισόδου (Σχήμα 1.9α: $T_{max} = T_3$) στον στρόβιλο του κινητήρα, είναι προφανώς βασισμένη στην προσπάθεια μίμησης του κύκλου Carnot του οποίου όπως είναι γνωστό η απόδοση αυξάνεται με τον λόγο θερμοκρασιών T_{max}/T_{min} . Ωστόσο, όταν αναφερόμαστε σε πραγματικές εφαρμογές στροβιλοκινητήρων, ο ακριβής ορισμός και καθορισμός της μέγιστης θερμοκρασίας είναι αρκετά δύσκολη, αν όχι αδύνατη υπόθεση. Ο Mukherjee¹ [AIII.1] συνοψίζει τρεις πιθανούς ορισμούς για την μέγιστη θερμοκρασία. Η πρώτη είναι η θερμοκρασία εξόδου από τον θάλαμο καύσης (T_{cot}) η οποία βασίζεται στην μέση θερμοκρασία στην έξοδο του θαλάμου καύσης. Όπως είναι προφανές, ο ορισμός αυτός δεν λαμβάνει υπόψη του την επίδραση των ψυκτικών τζετ που εισάγονται κατάντη του θαλάμου καύσης και ανάντη της πρώτης περιστρεφόμενης πτερύγωσης του στρόβιλου (π.χ. από την ψύξη του οδηγών περυγίων της πρώτης βαθμίδας). Ως εκ τούτου ένας δεύτερος ορισμός της μέγιστης θερμοκρασίας είναι η θερμοκρασία εισόδου στον ρότορα της πρώτης βαθμίδας (T_{rit}). Η T_{rit} βασίζεται στην μέση θερμοκρασία ακριβώς κατάντη της σειράς των οδηγών περυγίων και με την προϋπόθεση ότι το ψυκτικό έχει αναμιχθεί πλήρως με την κύρια ροή. Ένας τρίτος ορισμός της μέγιστης θερμοκρασίας ο οποίος χρησιμοποιείται σπανίως είναι η T_{iso} η οποία υπολογίζεται από τις εξισώσεις της καύσης και ένα γνωστό λόγο καυσίμου-αέρα. Θεωρητικά και ανάλογα με την ακρίβεια των υπολογισμών, η θερμοκρασία T_{iso} που τελικά θα προκύψει προφανώς θα πρέπει να είναι ίδια με την T_{cot} .

Γενικά οι θερμοκρασίες T_{cot} και T_{rit} είναι πολύ σημαντικές για την εκτίμηση των σχετικών πλεονεκτημάτων που προσφέρει μια υπονήφια μέθοδος ψύξης. Κατ' ακρίβεια οι Horlock et. al.² [AIII.2] επισημάνουν ότι χωρίς βελτιώσεις σε θέματα υλικών ή και της μετάδοσης θερμότητας είναι αμφίβολο εάν πολύ μεγαλύτερες θερμοκρασίες T_{rit} μπορούν να επιτευχθούν στην πράξη. Αυτό γιατί οι υπολογισμοί τους υποδηλώνουν ότι για μέγιστη απόδοση μπορεί να υπάρχει μια περιοριστική θερμοκρασία καύσης, χαμηλότερη από αυτήν που καθορίζεται από την στοιχειομετρική καύση στον θάλαμο καύσης. Σαν αποτέλεσμα, μπορεί να τεθεί ένα πρακτικό όριο στην απόδοση του κύκλου, πριν την επίτευξη του

¹ [AIII.1] **Mukherjee D.K.**, (1976), Design of turbines using distributed or average losses; effects of blading, AGARD 195, 8-1-81-13.

² [AIII.2] **Horlock J.H., Watson D.E., Jones T.V.**, (2001) Limitations on gas turbine performance imposed by large cooling flows, ASME J. Engng Gas Turbines Power 123 (3), 487 - 494

στοιχειομετρικού ορίου. Οι ίδιοι συγγραφείς, συνοψίζουν δύο βασικές επιδράσεις που έχει η χρησιμοποίηση της ψύξης: (i) την μείωση της θερμοκρασίας στην έξοδο από τον θάλαμο καύσης (είσοδος στην πρώτη οδηγό πτερύγωση) και ακόμα χαμηλότερη θερμοκρασία στην είσοδο του ρότορα της πρώτης βαθμίδας και (ii) απώλειες πίεσης που προκύπτουν από την ανάμιξη του ψυκτικού αέρα με την κύρια ροή.

Με την θεώρηση μιας απλής μονοβάθμιας διεργασίας ψύξης όταν αυτή εφαρμόζεται σε έναν μη αντιστρεπτό κύκλο (Σχήμα ΑΙΙΙ.1), τα παραπάνω μπορούν να γίνουν αντιληπτά ευκολότερα. Η θερμοκρασία της κύριας ροής μετά την ψύξη των οδηγών πτερυγίων T_{rit} συμβολίζεται στο διάγραμμα με T_5 . Οι υπολογισμοί που έγιναν από τον Horlock³ [ΑΙΙΙ.3] γίνονται με θεωρητικές αλλά ρεαλιστικές εκτιμήσεις της απαιτούμενης ροής ψυκτικού. Επιπλέον γίνονται οι ακόλουθες θεωρήσεις:

- (i) το κλάσμα του ψυκτικού αέρα είναι γνωστό, συμβολίζεται με ψ και ψύχει μια πρώτη σειρά πτερυγίων και μετά αναμιγνύεται με την κύρια ροή και
- (ii) η πλήρης ανάμιξη γίνεται κάτω από αδιαβατικές συνθήκες, σε σταθερή στατική πίεση και χαμηλό αριθμό Mach.

Σχήμα ΑΙΙΙ.1: Διάγραμμα θερμοκρασίας – εντροπίας για μονοβάθμια ψύξη μη αντιστρεπτού κύκλου (αναπαραγωγή από Horlock [ΑΙΙΙ.3])

Ο μη αντιστρεπτός κύκλος προϋποθέτει πολυτροπικούς εκθέτες απόδοσης για τον συμπίεστή και στρόβιλο, n_c και n_t αντίστοιχα. Ο συμπίεστής παρέχει ψυκτικό αέρα (παροχή ψ σε θερμοκρασία T_2), αναμιγνύεται σε σταθερή πίεση με μοναδιαία ποσότητα μάζας ροής αερίων τα οποία εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης (στην θερμοκρασία T_3) και δίνει παροχή $1 + \psi$ σε θερμοκρασία T_5 . Η εκτόνωση του στρόβιλου από την T_5 στην θερμοκρασία T_6 μπορεί να ερμηνευτεί σαν ισοδύναμη με μιας μοναδιαίας ροής μάζας εκτόνωση από την θερμοκρασία T_3 στην T_4 μαζί με μια εκτόνωση ρευστού μάζας ψ από την θερμοκρασία T_2 στην T_7 ⁴. [AIII.4]. Τότε, ο κύκλος 1-2-3-5-6-1 είναι ισοδύναμος με ένα συνδυασμό δύο κύκλων: ενός μοναδιαίας μαζικής παροχής ο οποίος ακολουθεί τον αρχικό μη ψυχόμενο κύκλο 1-2-3-4-1 με απόδοση n_{IU} και ενός δεύτερου κύκλου παροχής ψ που ακολουθεί τα σημεία 1-2-2-7-1. Η απόδοση n_{IU} του μη ψυχόμενου κύκλου δίνεται από την σχέση:

$$n_{IU} = [(\alpha - x)(x - 1)]/[x(\beta - x)] \quad (\text{AIII.1})$$

όπου $\alpha = n_c n_T \theta$ και $\beta = 1 + n_c(\theta - 1)$ με $\theta = T_3/T_1$, ενώ η σχέση που δίνει την απόδοση του συνδυασμού των δύο κύκλων μπορεί να εκφραστεί ως:

$$\begin{aligned} n_{ICI} &= \frac{\{(T_3 - T_4) + \psi(T_2 - T_7) - (1 + \psi)(T_2 - T_1)\}}{(T_3 - T_2)} \\ &= n_{IU} - \psi(T_7 - T_1)/(T_3 - T_2) = n_{IU} - \psi\varepsilon[(x - 1)]/[(\beta - x)] \end{aligned} \quad (\text{AIII.2})$$

όπου $\varepsilon = [1 - (n_c n_T/x) - n_T + (n_T/x)]$.

Στο Σχήμα AIII.2 φαίνεται το διάγραμμα της μεταβολής της απόδοσης του κύκλου σε σχέση με την θερμοκρασία της καύσης για διάφορους λόγους πιέσεων r , και συγκρίνονται οι περιπτώσεις χρησιμοποιείται ή μη χρησιμοποιήσης ψύξης στον κύκλο. Είναι προφανές ότι η απόδοση ενός κύκλου που περιλαμβάνει διεργασία ψύξης είναι χαμηλότερη από τον αντίστοιχο κύκλο χωρίς ψύξη κατά ένα ποσό το οποίο είναι άμεσα ανάλογο της απαιτούμενης ποσότητας ψυκτικού ψ . Η εξίσωση AIII.2 δείχνει επιπλέον ότι για δεδομένη ποσότητα ψυκτικού ψ η μείωση στην απόδοση επίσης ελαττώνεται καθώς η μέγιστη θερμοκρασία αυξάνεται για δεδομένο λόγο πιέσεων r (ο λόγος πιέσεων r είναι ανάλογος του ισεντροπικού λόγου θερμοκρασιών x (isentropic temperature ratio)).

Σχήμα ΑΙΙΙ.2: Συγκριτικό διάγραμμα της απόδοσης του κύκλου σε σχέση με την θερμοκρασία καύσης (αναπαραγωγή από Horlock [ΑΙΙΙ.3])

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ IV: Η “ΦΥΣΗ” ΤΗΣ ΠΕΤΑΛΟΕΙΔΟΥΣ ΔΙΝΗΣ

Παρά τις πολυάριθμες μελέτες που έχουν γίνει σε όσον αφορά την φύση και τα εγγενή χαρακτηριστικά που διέπουν την πεταλοειδή δίνη¹ (π.χ. [AIV.1], [AIV.2], [AIV.3], [AIV.4], [AIV.5]), εντούτοις υπάρχει ακόμα έλλειψη μιας κοινώς αποδεκτής θεωρίας η οποία να μπορεί να περιγράψει τόσο την μορφή της (π.χ. ελεύθερη “free vortex” δίνη, εξαναγκασμένη “forced vortex” δίνη η δίνη “Rankine”) όσο και τους λόγους για τους οποίους η δίνη γίνεται ασταθής και τελικά κινείται περιοδικά στο επίπεδο συμμετρίας (π.χ. όταν χρησιμοποιείται συμμετρικό πτερύγιο).

Ειδικότερα, σε μια από τις πιο εκτεταμένες αρχικές μελέτες που έχουν γίνει, ο Baker² [AIV.6] μελέτησε την ταλάντωση συστημάτων πεταλοειδούς δίνης στρωτής ροής (laminar horseshoe vortex systems), κατατάσσοντας τις ταλαντώσεις σε δύο κατηγορίες:

- α) ταλαντώσεις λόγω της ταλάντωσης ολόκληρου του συστήματος της αποκολλημένης ροής του συστήματος δινών (π.χ. γωνιακής δίνης (CV), δευτερογενούς δίνης (SV) τριτογενούς δίνης (TV) και πεταλοειδούς δίνης (HV)) και
- β) ταλαντώσεις λόγω αστάθειας στον πυρήνα της κύριας δίνης του συστήματος, δηλαδή της πεταλοειδούς δίνης (HV).

Οι δύο αυτές υποθέσεις χρησιμοποιήθηκαν σε μια προσπάθεια προσδιορισμού του πως η συχνότητα ταλάντωσης μεταβάλλεται και σε ποιές παραμέτρους η συχνότητα αυτή είναι ευαίσθητη. Αυτό που διαπιστώθηκε είναι ότι και τα δύο είδη ταλαντώσεων υφίστανται, αλλά ταλαντώσεις του τύπου (β) παρατηρήθηκαν πρώτιστα και αυτές ήταν υπεύθυνες για την ενεργοποίηση των ισχυρότερων ταλαντώσεων του τύπου (α).

¹

[AIV.1] **Baker C.J.**, The laminar horseshoe vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, 95, 347-367, 1979

[AIV.2] **Lin C., Chiu P. H., Shieh S.J.**, Characteristics of horseshoe vortex system near a vertical plate-base plate juncture, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27, 25-46, 2002

[AIV.3] **Lin C., Lai W. J., Chang K.A.**, Simultaneous particle image velocimetry and laser Doppler Velocimetry measurements of periodical oscillatory horseshoe vortex system near square cylinder-base plate juncture, *Journal of Engineering Mechanics-ASCE*, 129, 1173-1188, 2003

[AIV.4] **Seal C.V., Smith C.R., Akin O. and Rockwell D.**, Quantitative characteristics of a laminar unsteady necklace vortex system at a rectangular block-flat plate juncture, *Journal of Fluid Mechanics*, 286, 117-135, 1995.

[AIV.5] **Thomas S.W.**, The unsteady characteristics of laminar juncture flow, *Physics of Fluids*, 30, 283-285, 1987

²

[AIV.6] **Baker C.J.**, The oscillation of horseshoe vortex systems, *Journal of Fluids Engineering*, 113, 489-495, 1991.

Λόγω της μεθόδου έγχυσης του “ψυκτικού” αέρα η οποία διερευνήθηκε στην παρούσα εργασία (δηλαδή έγχυση τζετ αέρα μεταξύ του κέντρου της πεταλοειδούς δίνης και του δαπέδου με φορά ομόρροπη με αυτήν της τοπικής διεύθυνσης της δίνης) προκύπτουν αρκετές νέες πληροφορίες και συμπεράσματα τα οποία μπορούν να συμβάλουν στην επεξήγηση την ασταθούς κίνησης της δίνης:

α) Η μορφή της πεταλοειδούς δίνης

Αναλύοντας τα προφίλ ταχύτητας κατά το μήκος μερικών τομών οι οποίες διασχίζουν το κέντρο της πεταλοειδούς δίνης, μπορεί να εκτιμηθεί η “στιγμιαία” μορφή της δίνης. Στο Σχήμα AIV.1 φαίνονται τρεις τέτοιες κατανομές της αδιάστατης ταχύτητας κατά μήκος τριών τομών 1, 2 και 3 για την βασική γεωμετρία χωρίς έγχυση. Εδώ ως Y_i/D συμβολίζεται η αδιάστατη απόσταση ως προς την διάμετρο του πτερυγίου κατά το μήκος που διανύει η κάθε γραμμή.

Σχήμα AIV.1: Η κατανομή της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ κατά το μήκος τομών διαμέσου του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας.

Επιλέγοντας χωρικές συντεταγμένες κατά τις οποίες ο άξονας των Z είναι κάθετος με το επίπεδο συμμετρίας, τότε σε πολικές συντεταγμένες η στροβιλότητα (vorticity) καθορίζεται ως:

$$\Omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{dV}{dr} + \frac{V}{r} \right) \quad (\text{AIV.1})$$

όπου r η ακτινική απόσταση που διανύεται από το κέντρο της δίνης. Παρατηρώντας τα διαγράμματα του Σχήματος AIV.1 παρατηρούμε η ταχύτητα V είναι ανάλογη της απόστασης r από τον πυρήνα της δίνης όπου η ταχύτητα μηδενίζεται. Αυτό είναι το βασικό χαρακτηριστικό που κατατάσσει την πεταλοειδής δίνη ως εξαναγκασμένη δίνη (forced vortex ή solid body rotation). Καθορίζοντας ως ω την γωνιακή ταχύτητα περιστροφής τότε:

$$V = \omega r \quad (\text{AIV.2})$$

και

$$\Omega_z = \omega \quad (\text{AIV.3})$$

Ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλονται τα ω και r στα όρια της δίνης, δείχνει τον ρυθμό είτε μεγέθυνσης είτε εξασθένησης της δίνης.

β) Ο προτεινόμενος μηχανισμός κίνησης της δίνης

Μελετώντας την τοπολογία του συστήματος της τρισδιάστατης ροής στο επίπεδο συμμετρίας παρατηρείται ότι η πεταλοειδής δίνη κατά την κάθετη διεύθυνση (Y) περιορίζεται μεταξύ ενός τζετ (ταχύτητας V_i^{inj}) στο κάτω όριο της και της ελεύθερης ροής (τοπικής ταχύτητας V_i^{fs}) στο άνω όριο της όπως φαίνεται στο Σχήμα AIV.2. Στην διεύθυνση κίνησης της ροής (X), η δίνη περιορίζεται μεταξύ του κατωρεύματος της ροής που εμφανίζεται κοντά στο δάπεδο κατά το μήκος του εκπέτασματος (span) του πτερυγίου, ενώ η μόνη πιθανή διέξοδος που έχει η δίνη να κινηθεί λόγω αστάθειας είναι προς την ανάντη του χείλους προσβολής διεύθυνση. Αυτό που όμως έχει σημασία είναι κάτω από ποιες συνθήκες η δίνη παραμένει σταθερή στο σημείο της αρχικής δημιουργίας της και κάτω από ποιες συνθήκες αυτή μετακινείται ανάντη του χείλους προσβολής, με αποτέλεσμα το τέντωμα (stretching) της, την μεγέθυνση της και τελικά την έκρηξη (burst) και διάλυση (breakdown) της, όπως έχει προσφάτως δειχθεί από τους Praisner και Smith³ [AIV.7]. Σε μια ακόμη πιο πρόσφατη υπολογιστική μελέτη, οι Paik et. al.⁴ [AIV.8] έδειξαν ότι η δυναμική “φύση” του συστήματος

³ [AIV.7] **Praisner, T.J. Smith, C.R. [2006b]**. The dynamics of the horseshoe vortex and associate endwall heat transfer – Part II: Time-mean results, ASME J. Turbomach., Vol. 128, pp. 755-762.

⁴ [AIV.8] **Paik, J., Escauriaza, C., & Sotiropoulos, F. (2007)**. – On the bimodal dynamics of the turbulent horseshoe vortex system in a wing-body junction. *Phys. Fluids*, 19: 115104.

της πεταλοειδούς δίνης πηγάζει από την συνεχή και απεριοδική αλληλεπίδραση δύο βασικών καταστάσεων, μιας οργανωμένης συνεκτικής κατάστασης δομή πεταλοειδούς δίνης, και μιας ανοργάνωτης κατάστασης δινών τύπου φουρκέτας (hairpin vortices) οι οποίες περιβάλλουν την πεταλοειδή δίνη. Υποστηρίζεται από τους ίδιους συγγραφείς ότι οι δίνες αυτές τύπου “hairpin” είναι αποτέλεσμα φυγοκεντρικής αστάθειας της δίνης, όμως η ασταθής μετακίνηση που παρατηρήθηκε από τους Praisner και Smith [AIV.7] δεν σχολιάζεται στην συγκεκριμένη εργασία.

Σχήμα AIV.2: Χαρακτηριστικά του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης στο επίπεδο συμμετρίας

Σχήμα AIV.3: Η κατανομή της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ κατά το μήκος κάθετων τομών διαμέσου του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης για κάθε περίπτωση αναλογίας έγχυσης I_r

Αυτό που έχει παρατηρηθεί κατά την διάρκεια διεξαγωγής της παρούσας εργασίας είναι ότι το εγγενές χαρακτηριστικό τζετ που εμφανίζεται μεταξύ του δαπέδου και του κάτω ορίου της πεταλοειδούς δίνης κατέχει σημαντικό ρόλο σε όσον αφορά την ευστάθεια της δίνης. Ο ψυκτικός αέρα που εγγέεται από την πρωτότυπη μέθοδο έγχυσης που διερευνήθηκε στην παρούσα εργασία, ουσιαστικά ενισχύει το ήδη υπάρχον (ασθενέστερο όταν μιλάμε για την βασική γεωμετρία χωρίς έγχυση) τζετ στο σημείο αυτό (βλέπε Κεφάλαιο 5, Σχήμα 5.14). Το μέγεθος της έντασης του τζετ μεταβάλλει την δυναμική ισορροπία της δίνης και ως εκ τούτου προκαλεί την αστάθεια της όπως συζητείται παρακάτω.

Στο Σχήμα AIV.3 παρουσιάζονται οι κατανομές της αδιάστατης ταχύτητας U/V_∞ κατά το μήκος κάθετων τομών διαμέσου του πυρήνα της πεταλοειδούς δίνης για κάθε περίπτωση αναλογίας έγχυσης I_r . Εδώ, αρνητικές τιμές της ταχύτητας σηματοδοτούν κίνηση της ροής προς την ανάντη του χείλους προσβολής διεύθυνση, ενώ αντίθετα, θετικές τιμές δείχνουν κίνηση της ροής προς το χείλος προσβολής.

Στην περίπτωση της βασικής γεωμετρίας στην οποία δεν χρησιμοποιείται έγχυση, δηλαδή όταν $I_r = 0.0$, παρατηρείται ότι οι απόλυτες τιμές της αδιάστατης ταχύτητας στα δύο όρια της δίνης κατέχουν ίδια τιμή ($U/V_\infty = 0.59$). Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, στο κάτω όριο της δίνης εφαρμόζεται το ανάστροφης (σε σχέση με την κύρια ροή) ροής τζετ, ενώ στο άνω όριο της δίνης κυριαρχεί η τοπική εξωτερική κύρια ροή. Προφανώς, οι δύο όμοιες ορμές και αντίθετης φοράς ροές στα δύο όρια της δίνης (άνω και κάτω όρια στην Y διεύθυνση) είναι υπεύθυνες για την ισορροπία της δίνης στο σημείο δημιουργίας της, και περιορίζουν την δίνη στην περιοχή ανάμεσα τους. Όταν η αναλογία έγχυσης γίνει $I_r = 0.2$ τότε το τζετ στο κάτω όριο της δίνης ενισχύεται ελαφρά και η τιμή της ταχύτητας του στο σημείο αυτό είναι ελαφρά αυξημένη σε σχέση με την ταχύτητα της ελεύθερης ροής που επικρατεί στο άνω όριο της δίνης. Το ίδιο ισχύει και κατά την χρησιμοποίηση της μεσαίας αναλογίας έγχυσης $I_r = 0.5$. Η διαφορά στην ορμή της ροής στο άνω και κάτω όριο της δίνης είναι μόνο αρκετά μεγάλη έτσι ώστε να προκαλεί σχετικά ελάχιστη μετατόπιση του κέντρου της πεταλοειδούς δίνης προς την διεύθυνση Y μακριά από το δάπεδο (βλέπε Κεφάλαιο 5, Σχήμα 5.15). Όταν όμως η διαφορά στην ορμή της ροής στα δύο όρια της δίνης γίνεται αρκετά μεγάλη (π.χ. όταν $I_r = 0.8$) τότε τα χαρακτηριστικά της δίνης μεταβάλλονται σημαντικά. Παρατηρείται ότι η δίνη “φουσκώνει” σε μέγεθος και ο πυρήνας της ανασηκώνεται σε υψηλότερη απόσταση από το δάπεδο. Αυτό όμως δεν σημαίνει ότι αυξάνεται η ένταση της. Αντιθέτως, όπως υποδεικνύουν οι υπολογιστικές προσομοιώσεις, για $I_r = 0.8$ η τιμή της στροβιλότητας στον πυρήνα της δίνης έχει χαμηλότερη τιμή σε σχέση με την τιμή της στροβιλότητας που εμφανίζει η χρησιμοποίηση των χαμηλότερων αναλογιών

έγχυσης $I_r = 0.2$ και $I_r = 0.5$ (Σχήμα AIV.4) Στις περιπτώσεις αυτές (δηλαδή για $I_r = 0.2$, $I_r = 0.5$) η τιμή της στροβιλότητας στον πυρήνα εμφανίζεται υψηλότερη σε σχέση με την περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται έγχυση, μάλλον λόγω αύξησης της γωνιακής ταχύτητας ω της δίνης η οποία προκαλείται από την συνεχή περιφερειακή τροφοδοσία της από τον ψυκτικό αέρα. Προφανώς όταν ο λόγος των ταχυτήτων (π.χ. V_i^{fs}/V_i^{inj}) μεταξύ των δύο ροών που εφαρμόζονται στα δύο όρια της δίνης ξεφύγει από κάποια όρια, τότε η φυγοκέντριση προκαλεί το “τέντωμα” και την μεγέθυνση της (σε μέγεθος και όχι σε ένταση) με αποτέλεσμα να γίνεται ασταθής και να μην μπορεί πλέον να διατηρηθεί.

Σχήμα AIV.4: Η τιμή της στροβιλότητας Ω_z στο κέντρο της πεταλοειδούς δίνης σε σχέση με την αναλογία έγχυσης I_r

Η ανισορροπία της ορμής της ροής στα δύο όρια της δίνης μπορεί να εξηγήσει μερικά χαρακτηριστικά της αστάθειας της ως εξής:

<p>α.</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Η πεταλοειδής δίνη σχηματίζεται στο επίπεδο συμμετρίας (π.χ. για συμμετρικό περύγιο) και περιορίζεται μεταξύ του τζετ ταχύτητας V_i^{inj} στο κάτω όριο της και της ίδια σε μέγεθος ταχύτητας της τοπικής ελεύθερης ροής V_i^{fs} στο άνω της όριο.
-----------	---

<p>β.</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Στην οριζόντια διεύθυνση η μόνη πιθανή διέξοδος κίνησης της δίνης είναι αυτή ανάντη του πτερυγίου • Αστάθειες στον πυρήνα της δίνης προκαλούν την έναρξη της μετακίνησης της [βλέπε Baker (AIV.6)]. • Όλο το σύστημα των δινών μετακινείται μαζί με την πεταλοειδής δίνη ανάντη του πτερυγίου (εκτός από την γωνιακή δίνη (CV))
<p>γ.</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Παράλληλα με την κίνηση της, η δίνη συνεχώς “φουσκώνει” σε μέγεθος αφού ο λόγος V_i^{fs}/V_i^{inj} αυξάνεται αναλόγως σε σχέση με την απόσταση (Λόγω της συνεχούς εξασθένισης της ισχύος του τζετ στο κάτω όριο της δίνης) • Στην απόσταση (ανάντη του χείλους προσβολής) στη οποία το τζετ στο κάτω όριο της δίνης δεν μπορεί να διεισδύσει (π.χ. X_{up}), οι συνθήκες διατήρησης της δίνης παύουν να υφίστανται. • Στο σημείο αυτό, πάνω στην δίνη ενεργεί πλέον μόνο η επερχόμενη ροή στο πάνω όριο της (π.χ. με ταχύτητα V_i^{fs}), την φυγοκεντρίζει και ίσως και σε συνδυασμό με “ground effect” φαινόμενα η δίνη “τεντώνεται” (stretches), μεγθύνεται και τελικά εκρήγνυται (bursts) και διαλύεται (breaks down), όπως παρατήρησαν οι Praisner και Smith (AIV.7)

Σχήμα AIV.5: Ο μηχανισμός αστάθειας και κίνησης του συστήματος της πεταλοειδούς δίνης